

**Avaliação da Anisotropia Magnética  
de Filmes Finos  
por Ressonância Ferromagnética**

Manoel José Mendes Pires

Orientador: Prof. Dr. Edson Corrêa da Silva

*Este exemplar corresponde à redação final da  
tese de mestrado defendida pelo aluno Manoel José  
Mendes Pires e aprovada pela Comissão Julgadora.  
11 de março de 2002  
E.C.S.*

Tese apresentada no Instituto de Física "Gleb Wataghin"  
da Universidade Estadual de Campinas,  
para obtenção do título de Mestre em Física.

Fevereiro de 2002

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

**P665a**

**Pires, Manoel José Mendes**

**Avaliação da anisotropia magnética de filmes finos por  
ressonância ferromagnética / Manoel José Mendes Pires. --  
Campinas, SP : [s.n.], 2002.**

**Orientador: Edson Corrêa da Silva.**

**Dissertação (mestrado) - Universidade Estadual de  
Campinas, Instituto de Física “Gleb Wataghin”.**

**1. Ressonância magnética. 2. Filmes finos - Propriedades  
magnéticas. 3. Anisotropia. 4. Filmes metálicos.**

**I. Silva, Edson Corrêa da. II. Universidade Estadual de  
Campinas. Instituto de Física “Gleb Wataghin”. III. Título.**



MEMBROS DA COMISSÃO JULGADORA DA TESE DE MESTRADO DE **MANOEL JOSÉ MENDES PIRES – RA 962778** APRESENTADA E APROVADA AO INSTITUTO DE FÍSICA “GLEB WATAGHIN”, DA UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS, EM 26/02/2002.

**COMISSÃO JULGADORA:**

---

Prof. Dr. Edson Corrêa da Silva (Orientador do Candidato)  
IFGW/UNICAMP

---

Prof. Dr. João Edgar Schmidt – IF/UFRGS

---

Prof. Dr. Marcelo Knobel – DFMC/IFGW/UNICAMP

**A meus pais**

## **Agradecimentos**

Ao Prof. Edson C. da Silva pela orientação e amizade.

Aos amigos do Grupo de Fototérmica e Ressonância Magnética, em particular ao Prof. Antônio M. Mansanares, Dinah e Jerias.

Ao Prof. João Edgar Schmidt, da UFRGS, pelas amostras.

Aos professores Flávio C. G. Gandra e Sérgio Gama pelas discussões.

Às agências financiadoras CAPES, CNPq e FAPESP.

À UNICAMP.

## Resumo

Anisotropias magnéticas de filmes finos são analisadas a partir de espectros de Ressonância Ferromagnética obtidos em diferentes orientações das amostras em relação ao campo magnético aplicado.

São estudados um filme de Fe monocristalino, um de Co policristalino, um conjunto de filmes multicamadas Co/Pd com camadas de Co de 3, 4 e 6Å intercaladas por camadas de 15Å de Pd, e filmes granulares Co-Cu com diferentes composições (10% e 30% de Co) submetidos a diferentes tratamentos térmicos.

Além de anisotropias magnéticas, apresentadas por todas as amostras, outras características dos filmes são discutidas. As amostras monocamadas de Fe e Co permitiram o estudo de espectros típicos de Ressonância Ferromagnética de filmes finos e de efeitos da cristalinidade sobre estes espectros. Com as multicamadas Co/Pd é possível observar uma tendência de mudança do eixo fácil para a direção normal ao plano dos filmes à medida que se considera as amostras com camadas de Co mais finas, e também a presença de pelo menos dois modos de ressonância. Já com os filmes granulares, observa-se um modo superparamagnético para as amostras com 10% de Co e modos de ondas de spin para as com 30% de Co, além das alterações no comportamento magnético decorrentes do tratamento térmico.

Os parâmetros espectrais são obtidos ajustando-se curvas lorentzianas aos dados experimentais. Um modelo baseado na parte da energia livre do sistema dependente da orientação do campo magnético é usado para análise do comportamento magnético dos filmes e para obtenção de algumas propriedades magnéticas, como as constantes de anisotropia dos filmes.

O conjunto de resultados obtido demonstra a alta sensibilidade e a versatilidade da técnica no estudo de filmes finos auxiliando na descrição da ampla gama de fenômenos físicos relacionados aos novos materiais magnéticos com possibilidades de aplicação tecnológica.

## Abstract

Magnetic anisotropies of thin films are analysed from Ferromagnetic Resonance spectra obtained for different orientations of the samples with respect to the applied magnetic field.

An Fe monocrystalline film, a Co polycrystalline film, a Co/Pd multilayers set of films with Co layers 3, 4 and 6Å thick with 15Å Pd as spacer layers, and a set of granular Co-Cu films with different compositions (10% and 30% Co) submitted to different thermal treatments are studied.

Besides magnetic anisotropies, which are presented by all the samples, other characteristics of the films are discussed. The monolayer samples of Fe and Co permitted the study of typical Ferromagnetic Resonance spectra of thin films and of its dependence on the sample crystallinity. From the Co/Pd multilayers it is possible to observe a tendency of a magnetic easy axis changing towards the film plane normal, as one considers the samples with the thinnest Co layers. The presence of at least two resonance modes in the spectra is also observed. For the granular films one observes superparamagnetic mode in the 10% Co samples and spin wave modes in the 30% Co ones, besides the alterations in the magnetic behaviour caused by the thermal treatment.

The spectral parameters are obtained straightforwardly from the experimental data using Lorentzian curves. A model based in the magnetic field orientation dependent part of the system free energy is used to the analysis of the magnetic behaviour of the films. Some magnetic properties, as the anisotropy constants of the films, are obtained using the same model.

The obtained set of results shows the high sensitivity and the versatility of the technique in the thin films study aiding in the description of the large range of physical phenomena related to the new magnetic materials with possibilities of technological application.

# ÍNDICE

## INTRODUÇÃO 1

### CAPÍTULOS

1 - Conceitos de Ressonância Ferromagnética e Anisotropia Magnética	
1.1 – Introdução	5
1.2 - Ressonância Magnética	5
1.3 - O Processo de Relaxação	10
1.4 - Ressonância Ferromagnética	13
1.4.1 - Equações de Movimento e Condição de Ressonância	13
1.4.2 - O Experimento de Ressonância Ferromagnética	21
1.4.3 - Efeitos Estruturais e Decorrentes de Propriedades Metálicas sobre a Largura de Linha	25
1.5 - Contribuições para a Energia Livre	26
1.5.1 - A Anisotropia de Superfície	27
1.5.2 - A Anisotropia de Forma	28
1.5.3 - A Anisotropia Magnetocristalina	29
1.5.4 - A Anisotropia Magnetoelástica ou Magnetostritiva	30
1.5.5 - O Efeito da Estrutura de Domínios	31
1.5.6 - Discussão	32
1.6 - Conclusão	33
2 - RFM em Filmes Finos Monocamadas	
2.1 - Introdução	35
2.2 - Filme Fino de Ferro	36
2.3 - Filme Fino de Cobalto	44
2.4 - Conclusão	49
3 - RFM em Filmes Finos Multicamadas Co/Pd	
3.1 - Introdução	51
3.2 - Resultados Experimentais	52
3.3 - Discussão e Conclusões	63
4 - Filmes Finos Granulares Co-Cu	
4.1 - Introdução	65
4.2 - Amostras	65
4.3 - Filmes Granulares Co(10%)-Cu(90%)	66
4.4 - Filmes Granulares Co(30%)-Cu(70%)	72
4.5 - Conclusões	84

## CONCLUSÕES E PERSPECTIVAS 87

### APÊNDICES

A - Método Empregado para Determinação dos Parâmetros Espectrais	89
B - Condições de Equilíbrio e Ressonância Utilizadas no Estudo do Filme de Fe Monocristalino	95
C - Programa Utilizado nos Ajustes das Curvas de $H_p$ em Função da Posição Angular	101
D - Detalhes do Mecanismo de Variação Angular	105

## REFERÊNCIAS 109

# INTRODUÇÃO

O emprego da técnica de Ressonância Ferromagnética (RFM) na análise de anisotropias magnéticas de filmes finos é o principal objetivo deste trabalho. Espectros de RFM para diferentes orientações do campo magnético aplicado foram obtidos com um variado conjunto de amostras permitindo-nos explorar diversos aspectos da técnica e demonstrar seu potencial na determinação de parâmetros fundamentais e na caracterização de filmes finos.

Embora não possamos extrair o valor da magnetização de uma amostra diretamente de um experimento de Ressonância Ferromagnética, valores do fator de separação espectroscópica, de parâmetros de amortecimento, de constantes de troca e anisotropias podem ser medidos com grande precisão. Pode-se também estudar detalhes da influência de diversos aspectos estruturais das amostras sobre o seu comportamento magnético. Possibilidades como estas tornaram a RFM, ao longo dos últimos cinquenta anos, uma técnica amplamente utilizada no estudo de materiais magnéticos [1-19].

Assim como diversas técnicas experimentais (técnicas de raios-X, de magnetometria, de microscopia, de espectroscopia Mössbauer, de Ressonância Magnética Nuclear entre outras), a RFM tem sido empregada, na última década, num grande número de trabalhos que buscam a descrição da ampla gama de fenômenos físicos relacionados aos novos materiais magnéticos que podem ser sintetizados, em particular, filmes finos e ultrafinos que apresentam magneto-resistência gigante, anisotropia magnética perpendicular e superparamagnetismo. Materiais estes que surgiram com grandes possibilidades de aplicação tecnológica graças à expressiva depuração das técnicas de preparação em alto-vácuo ocorrida nas últimas décadas. A utilização de três grupos de filmes finos, monocamadas, multicamadas e granulares, como amostras em nosso trabalho, nos permitiu estudar diversos fenômenos apresentados por esses novos materiais.

Diferentes estruturas finas e ultrafinas podem apresentar as propriedades citadas, em particular sistemas com grãos de Co dispersos numa matriz de Cu podem apresentar tanto magneto-resistência gigante (da ordem da observada em

estruturas multicamadas Co/Cu) quanto superparamagnetismo à temperatura ambiente [20-25]. Já filmes multicamadas do tipo Co/X (com X=Ag, Au, Cu, Pt, ou Pd) são muito estudados porque, além de acoplamento ferromagnético ou antiferromagnético entre as camadas de Co, podem apresentar eixo fácil perpendicular ao plano do filme, dependendo da estrutura [10, 12, 14, 19, 26-33]. Além da pesquisa fundamental, naturalmente, a aplicação tecnológica como meio de gravação magneto-ótica de alta densidade é um dos principais interesses envolvidos no estudo dessas estruturas.

Também de interesse tecnológico são as alterações estruturais que ocorrem em filmes magnéticos submetidos a diferentes temperaturas e diferentes tensões e depositados em diferentes substratos [8, 9, 16, 34].

O primeiro grupo de amostras estudadas neste trabalho é formado por um filme de Fe monocristalino e um filme de Co policristalino. Sua análise propiciou, além do estudo das características típicas dos espectros de RFM de filmes finos, a observação da influência de alguns aspectos estruturais, como a cristalinidade, sobre o comportamento magnético das amostras.

O grupo de amostras multicamadas analisado se constitui de três amostras com camadas ultrafinas de Co (3, 4 e 6Å respectivamente), intercaladas por camadas de 15Å de Pd. Há diversos relatos na literatura [19, 26-30] que indicam que tais estruturas deveriam apresentar eixo fácil perpendicular ao plano do filme mas não foi o que observamos. Constatamos apenas uma crescente tendência de mudança desse eixo para a perpendicular à medida que se considera amostras com camadas de Co mais finas, além da presença de pelo menos dois modos de ressonância nos espectros de RFM de todas as amostras.

As amostras granulares estudadas são filmes Co-Cu com composições de 10% e 30% de Co submetidos a tratamento térmico. Outros aspectos puderam ser estudados a partir de seus espectros, como por exemplo, modos superparamagnéticos para as amostras com 10% de Co e modos de ondas de spin para as com 30% de Co, o que nos permitiu estudar, dentre outras características, as alterações no comportamento magnético devido ao tratamento e a interação de troca nos filmes com 30% de Co.

No primeiro capítulo há uma descrição dos principais aspectos do fenômeno da RFM, as principais expressões teóricas envolvidas, uma descrição do experimento e uma discussão a respeito das principais causas de anisotropias em filmes finos. Os demais capítulos apresentam nossos resultados experimentais obtidos com os três grupos de filmes e as respectivas análises. O estudo dos dois filmes monocamadas é apresentado no segundo capítulo, o dos filmes multicamadas Co/Pd no terceiro e o dos filmes granulares Co-Cu no quarto.

Quatro temas foram abordados em apêndices. No apêndice A discutimos o método de análise dos espectros de RFM, no B apresentamos detalhes de cálculos realizados no estudo apresentado no capítulo 2, no C descrevemos o programa desenvolvido para ajustar curvas de campo externo para ressonância em função da posição dos filmes e no apêndice D descrevemos o mecanismo de variação angular empregado.

# **1 Conceitos de Ressonância Ferromagnética e Anisotropia Magnética**

## **1.1 INTRODUÇÃO**

Neste capítulo apresentamos uma descrição dos principais aspectos do fenômeno e das expressões teóricas que representam a Ressonância Magnética. Optou-se por chegar à Ressonância Ferromagnética a partir de um tratamento geral que não inclui campos magnéticos internos dos materiais, seguido por um tratamento específico para materiais ferromagnéticos. A distinção entre estas situações é relevante, sobretudo, à compreensão dos resultados obtidos com os filmes granulares Co-Cu que apresentam, simultaneamente, partículas com os comportamentos ferromagnético e superparamagnético.

Os principais aspectos experimentais são abordados nas seções 1.4.2 e 1.4.3. Optou-se por não apresentar uma descrição detalhada do aparato já que há vasta e detalhada literatura sobre as diversas configurações possíveis [35-37].

As seções finais apresentam breves descrições fenomenológicas das principais contribuições para a densidade de energia livre, às quais nos referimos freqüentemente nos capítulos posteriores.

## **1.2 RESSONÂNCIA MAGNÉTICA**

O fenômeno da Ressonância Magnética ocorre em sistemas em que há transições permitidas entre níveis de energia caracterizados por diferentes números quânticos magnéticos. Nesta seção discutimos tal fenômeno de uma forma geral abordando o caso de um sistema de dois níveis sujeito a um potencial dependente do tempo em que podemos obter soluções analíticas para as probabilidades de se encontrar o sistema em cada estado .

Considerando apenas o momento angular intrínseco (spin) de um sistema na relação geral entre momento de dipolo magnético e momento angular

$\vec{\mu} = g \frac{\mu_B}{\hbar} \vec{J}$  temos:

$$\vec{\mu} = g \frac{\mu_B}{\hbar} \vec{S} = \gamma \vec{S} \quad (1-1)$$

onde  $\mu$  é o momento de dipolo magnético,  $\mu_B$  é o magnéton de Bohr,  $\hbar$  a constante de Planck dividida por  $2\pi$ ,  $g$  o fator de separação espectroscópica,  $\gamma$  a razão magneto-mecânica e  $J$  e  $S$  os momentos angulares total e de spin respectivamente.

Na presença de um campo de intensidade magnética  $H$ , um momento de dipolo magnético tem uma energia potencial:

$$E = -\vec{\mu} \cdot \vec{H} \quad (1-2)$$

Seja  $\vec{H} = \vec{H}_0 + \vec{h}(t)$ , onde  $H_0$  é a intensidade de um campo estático na direção Z e  $h(t) = 2h_0 \cos(\omega t)$  a intensidade de um campo oscilante na direção X, o campo magnético ao qual um sistema de dois níveis magnéticos ( $|1\rangle$  e  $|2\rangle$ ) está submetido. E sejam  $E_1$  e  $E_2$  as respectivas energias potenciais magnéticas do sistema nesses níveis. Como  $h(t)$  pode ser escrito como:

$$2\vec{h}_0 \cos \omega t = h_0 (\hat{x} \cos \omega t + \hat{y} \text{sen} \omega t) + h_0 (\hat{x} \cos \omega t - \hat{y} \text{sen} \omega t) \quad , \quad (1-3)$$

temos na notação de Dirac (ou de interação), onde  $|\alpha, t_0; t\rangle_I = c_1(t)|1\rangle + c_2(t)|2\rangle$  representa o sistema, que:

$$i\hbar \begin{pmatrix} \dot{c}_1 \\ \dot{c}_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & \gamma_c e^{-i\omega_{21}t} (e^{-i\omega t} + e^{i\omega t}) \\ \gamma_c e^{i\omega_{21}t} (e^{-i\omega t} + e^{i\omega t}) & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_1 \\ c_2 \end{pmatrix}, \quad (1-4)$$

sendo  $\omega_{21} = \frac{E_2 - E_1}{\hbar}$  e  $\gamma_c = \hbar \gamma h_o$ .

Dessa equação podemos encontrar expressões analíticas para  $c_1$  e  $c_2$ , sendo que  $|c_1(t)|^2 + |c_2(t)|^2 = 1$ . Em (1-5) temos o resultado para  $|c_2(t)|^2$ :

$$|c_2(t)|^2 = \frac{\gamma_c^2 / \hbar^2}{\gamma_c^2 / \hbar^2 + (\omega - \omega_{21})^2 / 4} \text{sen}^2 \left\{ \left[ \frac{\gamma_c^2}{\hbar^2} + \frac{(\omega - \omega_{21})^2}{4} \right]^{1/2} t \right\} +$$

$$+ \frac{\gamma_c^2 / \hbar^2}{\gamma_c^2 / \hbar^2 + (-\omega - \omega_{21})^2 / 4} \text{sen}^2 \left\{ \left[ \frac{\gamma_c^2}{\hbar^2} + \frac{(-\omega - \omega_{21})^2}{4} \right]^{1/2} t \right\}, \quad (1-5)$$

que é a probabilidade de se encontrar o sistema no estado 2 no instante  $t$ . Nas figuras 1-1a e 1-1b podemos acompanhar o comportamento de  $|c_2(t)|^2$  e notar que a contribuição do seu segundo termo é sempre menor que a do primeiro, sendo desprezível quando  $\gamma_c / \hbar \ll \omega_{21}$  (fig. 1-1b), que é uma condição geralmente encontrada experimentalmente, como veremos.

Na figura 1-2 temos a curva da amplitude máxima de  $|c_2(t)|^2$  como função de  $\omega$ , podemos ver que a probabilidade máxima é alcançada quando  $\omega = \omega_{21}$ , ou seja, quando a frequência de oscilação do campo dependente do tempo é igual à frequência natural de oscilação do sistema. Portanto,  $\omega = \omega_{21}$  é uma condição de ressonância. Por tratar-se de níveis magnéticos, usa-se o termo Ressonância Magnética.

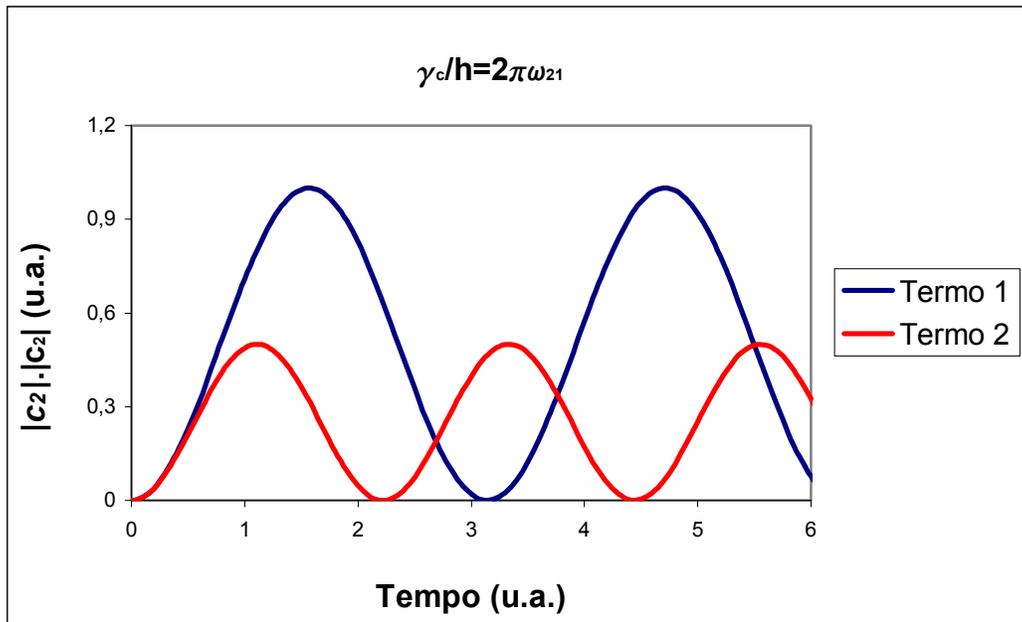


Figura 1-1a. Probabilidade de se encontrar o sistema no estado  $|2\rangle$  em função do tempo considerando  $\gamma_c / \hbar = \omega_{21}$  (unidades arbitrárias).

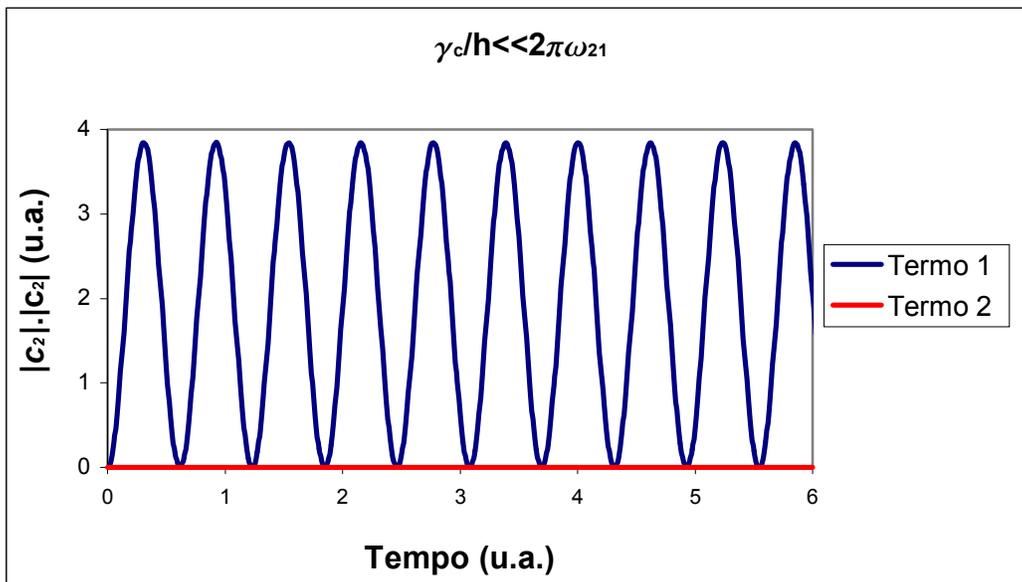


Figura 1-1b. Probabilidade de se encontrar o sistema no estado  $|2\rangle$  em função do tempo considerando  $\gamma_c / \hbar \ll \omega_{21}$  (unidades arbitrárias).

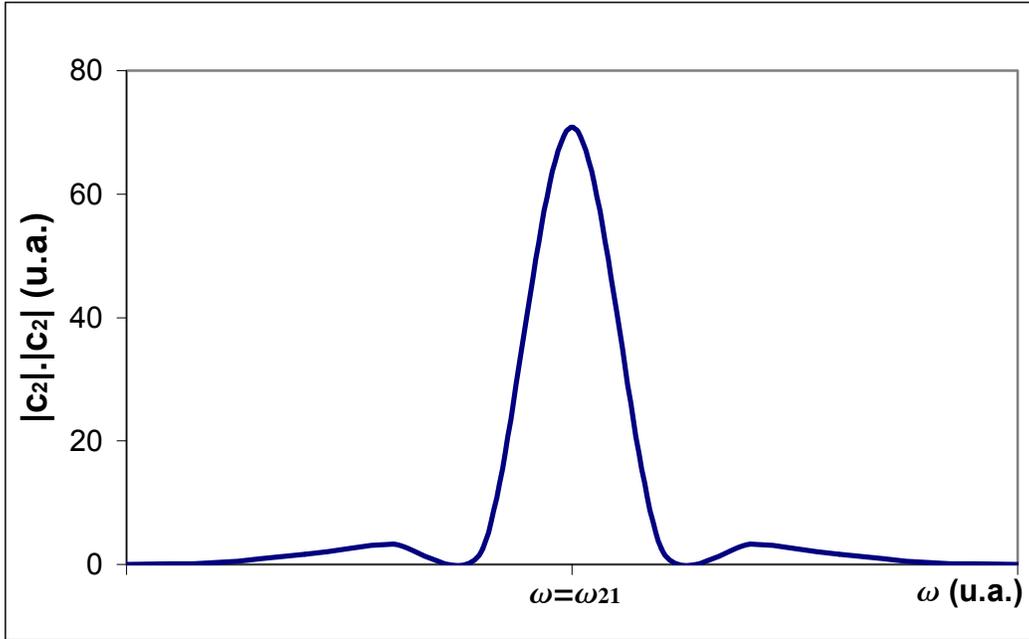


Figura 1-2. Amplitude máxima de  $|c_2|^2$  em função de  $\omega$ .

Assim, se o potencial dependente do tempo é devido a uma radiação eletromagnética com frequência  $\omega$ , poderá haver absorção ou emissão ressonante de energia associadas às transições entre os níveis  $|1\rangle$  e  $|2\rangle$ . Pode-se então pensar numa situação experimental em que se procure pela condição acima variando ou a frequência da radiação ou alterando o valor do campo  $H_o$  aos quais o sistema está submetido, já que:

$$\omega_{21} = \frac{E_2 - E_1}{\hbar} = \frac{-g\mu_B m_{S2} H_o + g\mu_B m_{S1} H_o}{\hbar} = g \frac{\mu_B}{\hbar} H_o = \gamma H_o \quad ,(1-6)$$

onde usamos que  $E = -g\mu_B m_S H_o$ , onde  $m_S$  é o número quântico magnético que pode assumir os valores  $\{S, S-1, \dots, -S\}$ , e o fato de que as regras de seleção para um sistema de dois níveis magnéticos sujeito a uma radiação eletromagnética

assumem a forma  $\Delta m=0,\pm 1$ , o que implica em  $\Delta E = g\mu_B H_o$ . Podemos então reescrever a condição de ressonância como:

$$\omega = g \frac{\mu_B}{\hbar} H_o = \gamma H_o \quad . \quad (1-7)$$

### 1.3 O PROCESSO DE RELAXAÇÃO

$\hbar\omega \ll H_o$  é uma condição experimental típica, assim, podemos tratar a energia associada ao campo de radiação ( $\hbar\omega$ ) como um potencial perturbador  $V$ . Considerando um sistema com  $N$  spins isolados não-interagentes, cada um com dois níveis de energia possíveis ( $|1\rangle$  e  $|2\rangle$ ) tais que  $|\Delta m_s|=1$ , a Teoria da Perturbação Dependente do Tempo fornece a probabilidade de transição entre os estados  $|1\rangle$  e  $|2\rangle$  pela Regra de Ouro de Fermi [38]:

$$W = \frac{2\pi}{\hbar} |\langle 2|V|1\rangle|^2 \delta(\Delta E - \hbar\omega) \quad , \quad (1-8)$$

onde  $\delta$  é a distribuição de Dirac.

Tratando desta forma, temos que as probabilidades de transição de  $|1\rangle$  para  $|2\rangle$  e de  $|2\rangle$  para  $|1\rangle$  são iguais. Consideremos então que há no nosso sistema um número  $n_o$  de spins no estado  $|1\rangle$  a mais que no estado  $|2\rangle$ , inicialmente. Com  $N_1$  e  $N_2$  representando respectivamente o número de spins nos estados  $|1\rangle$  e  $|2\rangle$  e  $n=N_1-N_2$ , temos:

$$\frac{dN_1}{dt} = N_2 W - N_1 W = W(N_2 - N_1) = -Wn = \frac{1}{2} \frac{dn}{dt}$$

$$\frac{dn}{dt} = -2Wn \quad . \quad (1-9)$$

O que leva a  $n = n_0 e^{-2Wt}$ , onde  $t$  é o tempo decorrido desde o momento inicial. Portanto, com o passar do tempo, o número de spins nos estados  $|1\rangle$  e  $|2\rangle$  tende a ser o mesmo já que  $n$  tende a zero.

Seja  $\varepsilon$  a energia associada ao campo de radiação. Das considerações anteriores:

$$\frac{d\varepsilon}{dt} = N_1 W (E_2 - E_1) + N_2 W (E_1 - E_2) = n W \Delta E \quad . \quad (1-10)$$

Dessa expressão vemos que  $n$  deve ser maior que zero para que ocorra absorção de energia do campo de radiação.

Consideremos agora que este sistema de dois níveis não está isolado, mas trata-se, por exemplo, de estados de átomos ou núcleos num sólido ou líquido. Chamaremos essa matéria condensada de “rede” (não necessariamente periódica) e assumiremos que o sistema está em equilíbrio termodinâmico.

O equilíbrio implica em diferentes valores para as probabilidades de transição entre  $|1\rangle$  e  $|2\rangle$ , o que justifica uma asserção como  $N_1 > N_2$  na situação inicial. Se este equilíbrio ocorre na presença de um campo magnético estático  $H$ , pode haver transferência de energia magnética para a rede, por diversos processos, que chamaremos genericamente de relaxação. Analogamente a (1-9) temos agora:

$$\frac{dn}{dt} = -n(W_{21} + W_{12}) + N(W_{21} - W_{12}) \quad , \quad (1-11)$$

que pode ser escrito com  $\tau = 1/(W_{12} + W_{21})$  da seguinte maneira:

$$\frac{dn}{dt} = -\frac{(n - n_o)}{\tau} , \quad (1-12)$$

onde  $\tau$  é o tempo característico de relaxação e  $n_o$  o valor de equilíbrio de  $n$ , ou seja, quando  $dn/dt=0$ .

Combinando (1-9), que representa o efeito de radiação, e (1-12), que representa o efeito da relaxação, temos:

$$\frac{dn}{dt} = -2Wn - \frac{(n - n_o)}{\tau} . \quad (1-13)$$

Como no equilíbrio termodinâmico  $dn/dt=0$  :

$$n = \frac{n_o}{1 + 2W\tau} \Rightarrow \frac{d\varepsilon}{dt} = n_o W \frac{\Delta E}{1 + 2W\tau} . \quad (1-14)$$

Assim, vemos que nesta situação, com relaxação, há sempre uma diferença de ocupação entre os estados  $|1\rangle$  e  $|2\rangle$ . Como veremos na seção 1.4.2 esta é uma condição essencial para um experimento tradicional de Ressonância Magnética, onde a grandeza medida é a energia absorvida pela amostra na condição de ressonância que é induzida numa determinada frequência.

Se considerarmos a amostra a ser estudada como um ferromagneto ideal, o movimento oscilatório de sua magnetização ocorre num meio contínuo. Nestas circunstâncias, a magnetização total pode ser representada pela superposição de oscilações normais com comprimento de onda muito menor que a espessura da amostra, mas muito maior que a distância média entre os átomos do material, o que nos permite pensar na ressonância, nesse caso ferromagnética, como uma excitação de ondas de spin por um campo eletromagnético de frequência  $\omega$ .

Estas ondas de spin, ou ferromágnons, são quase-partículas que obedecem à distribuição de Bose-Einstein e pode-se utilizar o procedimento da Segunda Quantização para se construir um hamiltoniano que represente suas interações e que permita descrever o processo de relaxação da magnetização na ressonância. As principais são: as interações spin-spin, entre as ondas; as spin-rede, entre as ondas e fônons; e as spin-elétron, entre as ondas e elétrons de condução. Essas interações podem provocar processos de espalhamento, fusões e separações das quase-partículas. Como as probabilidades médias desses processos ocorrerem podem ser obtidas a partir do hamiltoniano, pode-se estimar o papel de cada um deles na relaxação. Tal procedimento mostra que a separação de um ferromágnon em dois outros ferromágnons (ou a fusão de dois em um, que é igualmente provável) é o principal processo na relaxação em materiais não-metálicos e que as interações spin-elétron são as principais em materiais metálicos [1].

## **1.4 RESSONÂNCIA FERROMAGNÉTICA**

É o fenômeno da absorção ressonante de uma radiação eletromagnética externa por uma substância ferromagnética.

A natureza da interação de troca nas substâncias ferromagnéticas leva ao ordenamento magnético, o que altera significativamente diversos aspectos do fenômeno da Ressonância Magnética nessas substâncias. O comportamento dos sistemas já não pode ser tratado a partir de partículas com seus momentos  $\mu$  de dipolo magnético individuais isolados mas como manifestação coletiva dos spins constituintes. Como este comportamento é basicamente devido ao momento angular de spin eletrônico, o tratamento feito na seção anterior pode ser visto como ponto de partida para uma generalização onde nos concentraremos na magnetização ( $M$ ) e não mais em momentos individuais ( $\mu$ ).

### **1.4.1 EQUAÇÕES DE MOVIMENTO E CONDIÇÃO DE RESSONÂNCIA**

Para obter-se uma equação de movimento para  $M$  pode-se adotar um procedimento clássico ou um que parte de princípios da Mecânica Quântica. O primeiro baseia-se no princípio fundamental de que a variação de momento angular de um sistema é igual ao torque ao qual ele está submetido. O segundo faz uso das relações de comutação fundamentais do momento angular  $[J_i, J_j] = i\hbar \varepsilon_{ijk} J_k$  e da equação do movimento de Heisenberg  $\frac{dA}{dt} = \frac{i}{\hbar} [\mathcal{H}, A]$ . Estes procedimentos são totalmente equivalentes e levam ao seguinte resultado:

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -\gamma(\vec{M} \times \vec{H}) \quad . \quad (1-15)$$

Inicialmente consideraremos um sistema isotrópico com uma magnetização  $\vec{M}$  sujeito a um campo  $\vec{H} = \vec{H}_o + \vec{h}(t)$  onde  $H_o$  é a intensidade de um campo estático na direção  $Z$  e  $h(t) = h_o \cos(\omega t)$  na direção  $X$  (com  $h_o \ll H_o$ ), ambos homogêneos em toda a região ocupada pelo sistema.

Como o campo consiste de uma parte constante e uma variável, a magnetização pode ser representada por  $\vec{M} = \vec{M}_o + \vec{m}(t)$ . Substituindo em (1-15) essas expressões para o campo e a magnetização e considerando  $m h_o \approx 0$ , teremos:

$$\frac{d\vec{m}}{dt} = -\gamma(\vec{M}_o \times \vec{h}) - \gamma(\vec{m} \times \vec{H}_o) \quad . \quad (1-16)$$

Resolvendo essa equação para as componentes de  $m$ :

$$m_x = \frac{\omega_o^2 \chi_o h_o}{(\omega_o^2 - \omega^2)} \cos(\omega t) \quad , \quad m_y = \frac{\omega_o \omega \chi_o h_o}{(\omega_o^2 - \omega^2)} \text{sen}(\omega t) \quad \text{e} \quad m_z = 0 \quad , \quad (1-17)$$

onde  $M_o = \chi_o H_o$  e  $\omega_o = \gamma H_o$ .

Se  $\omega \approx \omega_o$ , as expressões (1-17) divergem e isso mostra que é preciso considerar perdas de energia no sistema, assim como fizemos na seção anterior, e alterar a equação de movimento para a magnetização, o que levará a uma suscetibilidade magnética finita em  $\omega \approx \omega_o$ .

A forma mais simples de considerar as interações internas de um sistema ferromagnético é substituindo o campo  $H$  por um campo efetivo  $H_{ef}$  na condição de ressonância:

$$\omega = \gamma H_{ef} = g \frac{\mu_B}{\hbar} H_{ef} \quad . \quad (1-18)$$

Para a resolução desse novo problema é conveniente o uso de coordenadas esféricas e de um tratamento a partir da densidade de energia livre. Para a magnetização temos:

$$\begin{aligned} M_x &= M \sin \theta \cos \varphi \\ M_y &= M \sin \theta \sin \varphi \\ M_z &= M \cos \theta \end{aligned} \quad \vec{M} = \vec{M}_o + \vec{m}(t) = (M_x, M_y, M_z) \quad . \quad (1-19)$$

$$\begin{aligned} H_M &= H_x \sin \theta \cos \varphi + H_y \sin \theta \sin \varphi + H_z \cos \theta \\ H_\theta &= H_x \cos \theta \cos \varphi + H_y \cos \theta \sin \varphi - H_x \sin \theta \\ H_\varphi &= -H_x \sin \varphi + H_y \cos \varphi \end{aligned} \quad . \quad (1-20)$$

E para  $H_{ef}$ :

Substituindo (1-19) em (1-15) e usando as relações acima para  $H_{ef}$  obtém-se as equações:

$$\dot{\theta} = \gamma H_\varphi \quad \text{e} \quad \dot{\varphi} \sin \theta = -\gamma H_\theta \quad . \quad (1-21)$$

Chamando de  $f$  a parte da densidade de energia livre do sistema que depende da orientação da magnetização, teremos:

$$f = -\vec{M} \cdot \vec{H}_{ef} = -MH_M \quad . \quad (1-22)$$

Como a variação radial da magnetização é desprezível, a condição de equilíbrio termodinâmico de  $f$  será determinada por:

$$f_\theta = \frac{\partial f}{\partial \theta} = 0 \quad \text{e} \quad f_\varphi = \frac{\partial f}{\partial \varphi} = 0 \quad . \quad (1-23)$$

Consideremos agora pequenas oscilações em torno da posição de equilíbrio que é caracterizada por  $\theta_0$  e  $\varphi_0$ :

$$\theta = \theta_0 + \delta\theta \quad \text{e} \quad \varphi = \varphi_0 + \delta\varphi \quad , \quad (1-24)$$

sendo  $\delta\varphi \equiv \varphi(t)$  e  $\delta\theta \equiv \theta(t)$ , o que leva às seguintes equações:

$$\begin{aligned} \text{sen } \beta &\approx \text{sen } \beta_0 + \delta\beta \cos \beta_0 \\ \cos \beta &\approx \cos \beta_0 - \delta\beta \text{sen } \beta_0 \quad ' \end{aligned} \quad (1-25)$$

com  $\beta = \theta$  ou  $\beta = \varphi$ . Substituindo em  $f$  teremos  $f = -M(H + H_\varphi \delta\varphi \text{sen } \theta_0 + \delta\theta H_\theta)$ , e conseqüentemente:

$$\begin{aligned} \frac{\partial f}{\partial \theta} = -MH_\theta &\Rightarrow H_\theta = -\frac{f_\theta}{M} \\ \frac{\partial f}{\partial \varphi} = -MH_\varphi \text{sen } \theta_0 &\Rightarrow H_\varphi = -\frac{f_\varphi}{M \text{sen } \theta_0} \end{aligned} \quad (1-26)$$

Limitando-nos aos termos lineares, podemos obter as expansões dessas derivadas em torno do equilíbrio e, com as expressões (1-21), temos:

$$f_{\theta} = \delta\theta [f_{\theta\theta}]_{equi} + \delta\varphi [f_{\theta\varphi}]_{equi} = -MH_{\theta} = M \left( \frac{\delta\dot{\varphi} \text{sen}\theta_o}{\gamma} \right)$$

$$f_{\varphi} = \delta\theta [f_{\varphi\theta}]_{equi} + \delta\varphi [f_{\varphi\varphi}]_{equi} = -MH_{\varphi} \text{sen}\theta_o = M \left( \frac{\delta\dot{\theta} \text{sen}\theta_o}{\gamma} \right) . \quad (1-27)$$

Se as oscilações  $\delta\theta$  e  $\delta\varphi$  podem ser representadas por variações do tipo  $e^{i\omega t}$  temos que (1-27) só tem soluções não-triviais se:

$$[f_{\theta\varphi}]_{equi}^2 - [f_{\theta\theta}]_{equi} [f_{\varphi\varphi}]_{equi} + \frac{\omega^2}{\gamma^2} M^2 \text{sen}^2\theta_o = 0 , \quad (1-28)$$

o que nos dá a frequência característica das oscilações da magnetização em função de derivadas parciais de segunda ordem de  $f$  calculadas na condição de equilíbrio. Dessa forma temos uma nova condição de ressonância:

$$\omega = \gamma H_{ef} = \frac{\gamma}{M \text{sen}\theta_o} \sqrt{[f_{\theta\theta}]_{equi} [f_{\varphi\varphi}]_{equi} - [f_{\theta\varphi}]_{equi}^2} . \quad (1-29)$$

Portanto, conhecendo-se a parte da densidade de energia livre que depende da orientação da magnetização, pode-se obter a expressão da frequência de ressonância do sistema. As contribuições geralmente consideradas para essa parte da densidade de energia livre são: interação Zeeman ( $-\overline{H}_o \cdot \overline{M}$ ), interação de troca, energia associada às paredes de domínios, energia magnetocristalina, energia magnetoelástica e a de forma.

O conjunto de todas essas energias pode criar anisotropias magnéticas que determinam eixos preferenciais para a magnetização numa amostra. As direções em que ocorrem os mínimos e máximos da soma dessas energias são conhecidas como eixos fáceis e difíceis, respectivamente (também é comum a determinação de eixos intermediários) [39,40]. São os eixos fáceis que caracterizam os domínios no estado desmagnetizado. Podemos estudar essas anisotropias a partir de espectros de RFM obtidos em diferentes orientações da amostra em relação ao campo magnético estático. Explorar tal procedimento em filmes finos com diferentes estruturas e anisotropias magnéticas é o principal objetivo deste trabalho.

Voltemos agora à equação de movimento para a magnetização. Podemos considerar um termo geral de relaxação da seguinte maneira:

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -\gamma(\vec{M} \times \vec{H}_{ef}) + \vec{R}(\vec{M} \cdot \vec{H}_{ef}) \quad . \quad (1-30)$$

Vários autores tentaram determinar o melhor termo de relaxação, considerando diferentes interações, para descrever as formas de linha da RFM. A primeira equação fenomenológica, sugerida por Landau e Lifshitz, foi:

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -\gamma(\vec{M} \times \vec{H}_{ef}) - \frac{\alpha\gamma}{M}(\vec{M} \times (\vec{M} \times \vec{H}_{ef})) \quad . \quad (1-31)$$

sendo  $\alpha = \lambda/M\gamma$  o parâmetro de amortecimento. Embora  $\lambda$  tenha sido proposto como parâmetro que caracteriza a interação dipolo-dipolo entre os momentos de dipolo elementares do material ferromagnético, assumiremos que (1-31) descreve um movimento com outros mecanismos de amortecimento além do provocado por essa interação.

Se considerarmos apenas o campo estático, podemos obter da equação (1-31):

$$M_x = M_\rho e^{-t/\tau} \cos \omega_o t \quad , \quad M_y = M_\rho e^{-t/\tau} \text{sen} \omega_o t \quad \text{e} \quad M_z = M \sqrt{1 - \left( \frac{M_\rho}{M} \right)^2} e^{-t/\tau} \quad , \quad (1-32)$$

onde  $\tau = MH_o/\gamma$  é o tempo de relaxação e  $M_\rho$  a projeção da magnetização no plano (x,y) em  $t=0$ . Estas soluções significam que devido aos torques produzidos pelo campo magnético e pelas “forças de atrito” (relaxação), a magnetização move-se ao longo de uma espiral e gradualmente aproxima-se da posição de equilíbrio.

Resolvendo (1-31) com um campo  $\vec{H} = \vec{H}_o + \hat{x}h_o e^{i\omega t}$  obtém-se:

$$m_x = \frac{(\omega_\rho^2 + i\alpha\omega\omega_o)}{(\omega_\rho^2 - \omega^2 + 2i\alpha\omega\omega_o)} \chi_o h_o e^{i\omega t} \quad , \quad m_y = \frac{(-i\omega\gamma H_o)}{(\omega_\rho^2 - \omega^2 + 2i\alpha\omega\omega_o)} \chi_o h_o e^{i\omega t}$$

$$\text{e} \quad m_z = 0 \quad , \quad (1-33)$$

onde  $\omega_\rho$  é a nova frequência de ressonância. Dessas soluções podemos constatar a necessidade de se representar a suscetibilidade dinâmica por um tensor de segunda ordem e ainda a dependência linear entre as componentes  $m_x$  e  $m_y$  e a amplitude do campo de radiação (resultado válido se  $h_o \ll H_o$  e  $m h_o \approx 0$ ).

Com a equação (1-31), usando o mesmo procedimento que levou à equação (1-29), podemos obter, em coordenadas esféricas:

$$\dot{\theta} = \gamma(H_\varphi + \alpha H_\theta) \quad \text{e} \quad \dot{\varphi} \text{sen} \theta = -\gamma(H_\theta - \alpha H_\varphi) \quad . \quad (1-34)$$

Considerando pequenas oscilações em torno do equilíbrio, analogamente a (1-27) temos:

$$\delta\theta \left\{ [f_{\theta\theta}]_{equi} - \frac{\alpha [f_{\varphi\theta}]_{equi}}{\text{sen}\theta_o} \right\} + \delta\varphi \left\{ [f_{\varphi\theta}]_{equi} - \frac{\alpha [f_{\varphi\varphi}]_{equi}}{\text{sen}\theta_o} \right\} = M \left( \frac{\delta\dot{\rho}\text{sen}\theta_o}{\gamma} \right)$$

$$\delta\theta \left\{ [f_{\varphi\theta}]_{equi} + \alpha [f_{\theta\theta}]_{equi} \text{sen}\theta_o \right\} + \delta\varphi \left\{ [f_{\varphi\varphi}]_{equi} + [f_{\theta\varphi}]_{equi} \alpha \text{sen}\theta_o \right\} = -M \left( \frac{\delta\dot{\theta}\text{sen}\theta_o}{\gamma} \right) \quad (1-35)$$

Se as oscilações em torno do equilíbrio podem ser representadas por variações do tipo  $e^{i\omega t}$  só teremos soluções não-triviais para esse novo sistema de equações se:

$$\omega^2 - i\omega\Delta\omega - \omega_\rho^2 = 0 \quad , \quad (1-36)$$

onde

$$\omega_\rho = \frac{\gamma\sqrt{1+\alpha^2}}{M\text{sen}\theta_o} \sqrt{[f_{\theta\theta}]_{equi} [f_{\varphi\varphi}]_{equi} - [f_{\theta\varphi}]_{equi}^2} = \gamma H_{ef} \sqrt{1+\alpha^2} \quad (1-37)$$

é a frequência de ressonância nesse caso e

$$\Delta\omega = \frac{\alpha\gamma}{M} \left\{ [f_{\theta\theta}]_{equi} + \frac{[f_{\varphi\varphi}]_{equi}}{\text{sen}^2\theta_o} \right\} \quad (1-38)$$

é a largura da transição.

Pode-se notar que (1-36) é uma expressão com a mesma forma que o denominador das soluções de (1-31) para a magnetização.

De uma forma geral, podemos dizer que se todos os átomos de um material ferromagnético “sentem” todos os termos da densidade de energia livre da mesma forma, apenas um modo uniforme de ressonância é excitado por uma radiação eletromagnética incidente uniforme em todo o material. As expressões obtidas neste capítulo para a frequência de ressonância e para  $\Delta\omega$  correspondem a este

modo. Já se estas condições não são satisfeitas, outros modos podem ser excitados (como, por exemplo, modos de ondas de spin e modos óticos [5, 11, 12, 14]), o que é comum em amostras cujo material constituinte não pode ser considerado como um meio magnético contínuo.

### 1.4.2 O EXPERIMENTO DE RESSONÂNCIA FERROMAGNÉTICA

Num experimento convencional de Ressonância Ferromagnética a amostra está submetida a um campo magnético estático fornecido por um eletroímã e a uma radiação eletromagnética fornecida por uma klystron, o que resulta num campo do tipo  $\vec{H} = \vec{H}_o + \vec{h}e^{i\omega t}$ . A amplitude de oscilação da radiação eletromagnética é em geral muito menor que o valor do campo estático, o que implica em  $\gamma_c / \hbar \ll \omega_{21}$  e no fato de podermos utilizar uma aproximação linear para a magnetização  $\vec{M} = \vec{M}_o + \vec{m}e^{i(\omega t + \phi)}$ . E de uma forma geral, as intensidades utilizadas para  $H_o$  são suficientes altas para saturar as amostras, o que, na prática, permite substituir  $M_o$  e  $M$  pela magnetização de saturação  $M_s$ .

A amostra é posicionada na região de máxima amplitude de intensidade do campo magnético da radiação numa cavidade ressonante. Nessas condições, ela pode absorver energia da onda eletromagnética e as alterações que esta absorção provoca na onda são a origem do sinal detectado experimentalmente, baseado no qual, são feitos os estudos das características físicas das amostras. As perdas de energia da onda são medidas monitorando-se a amplitude do seu campo elétrico refletido por meio de um diodo detector. E a potência absorvida por unidade de volume de material é dada por:

$$P = \frac{1}{T} \int_0^T \text{Re}\{\vec{H}\} \cdot \text{Re}\left\{\frac{d\vec{M}}{dt}\right\} dt = -\frac{\omega}{2} (\vec{h} \cdot \vec{m}) \text{sen}\phi = \frac{\omega h^2}{2} \chi'' \quad (1-39)$$

onde  $T$  é o período de oscilação da radiação e  $\chi''$  é a parte imaginária (absortiva) dos termos (1,1) e (2,2) do tensor de suscetibilidade dinâmica [1, 41]. Se temos  $h$  na direção  $X$ , podemos obter  $\chi''$  da solução encontrada para (1-31):

$$\chi'' = \frac{(\omega_\rho^2 + \omega^2) \alpha \omega \omega_o}{(\omega_\rho^2 - \omega^2)^2 + 4\alpha^2 \omega^2 \omega_o^2} \chi_o \quad . \quad (1-40)$$

Assim, uma curva de absorção é proporcional a  $\chi''$  e tem o formato da curva apresentada na figura 1-3. Nesta figura também apresentamos os principais parâmetros espectrais que utilizamos para as análises dos resultados experimentais mostrados nos próximos capítulos: campo externo para ressonância ( $H_\rho$ ), largura a meia altura ( $\Delta H$ ) e amplitude ( $A$ ). Também é comum a utilização da largura e da amplitude pico a pico ao invés de largura a meia altura e amplitude. Os picos máximo e mínimo do espectro de RFM, naturalmente, correspondem aos pontos de inflexão do espectro de absorção.

Em geral, mantém-se a frequência da radiação fixa (a menos de uma pequena margem para ajustes) e varia-se a intensidade do campo  $H_o$  para se obter a condição de ressonância. Para melhorar a razão sinal/ruído, faz-se uso de diversas técnicas de modulação [42,43]. O procedimento mais comum é o de modular o campo  $H_o$ , o que leva a um espectro proporcional à derivada da curva de absorção em relação ao campo  $H_o$  se a amplitude de modulação é muito menor que a largura da linha de absorção (figura 1-3). Isto ocorre porque a amplitude do sinal detectado, que tem a mesma frequência da modulação, é aproximadamente proporcional à inclinação da linha de absorção no ponto central do intervalo de oscilação do campo. Naturalmente, o período de oscilação deve ser muito menor que o tempo de varredura do campo  $H_o$ .

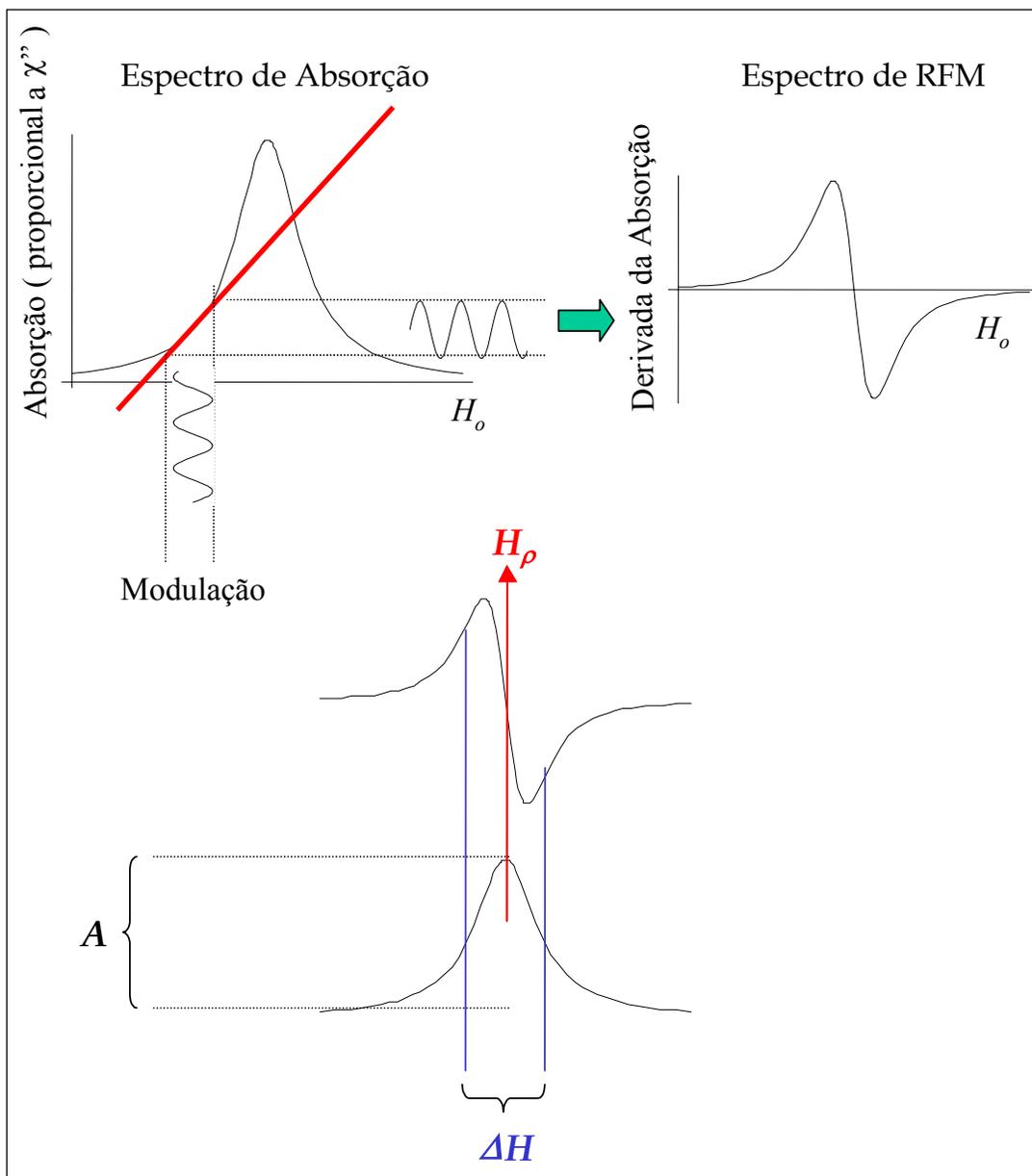
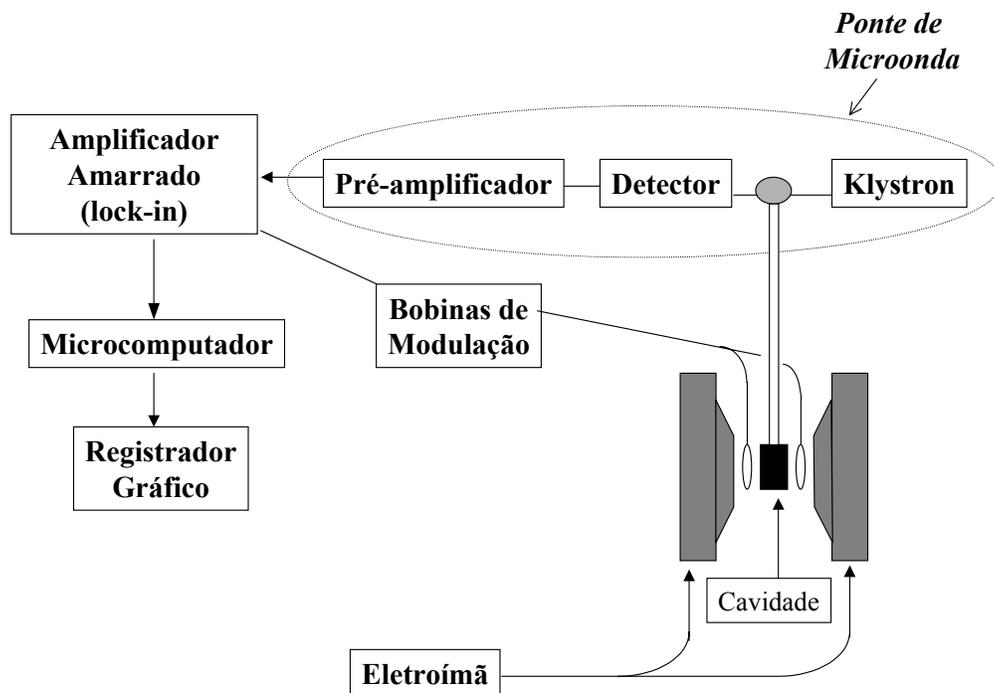


Figura 1-3. Exemplo de uma curva de absorção, de um espectro de RFM e definição dos principais parâmetros experimentais: campo externo para ressonância ( $H_\rho$ ), largura a meia altura ( $\Delta H$ ) e amplitude ( $A$ ).

Na figura 1-4 apresentamos um diagrama simplificado de uma montagem experimental típica (que é o mesmo para Ressonância Paramagnética Eletrônica e para Ressonância Ferromagnética).



*Figura 1-4. Diagrama de um aparato experimental para obtenção de espectros de Ressonância Magnética. Um amplificador amarrado à frequência de um campo produzido pelas bobinas de modulação acopladas à cavidade ressonante fornece o espectro final.*

Uma forma geral para a largura a meia altura é dada pela equação (1-38). Num procedimento experimental como o descrito nesta seção, esta largura corresponde aos valores de  $\Delta H$  medidos, estes, por sua vez, estão relacionados ao tempo de relaxação por  $\tau = 2/(\gamma\Delta H)$ . É comum designar a largura de linha de RFM decorrente dos processos mencionados na seção 1.3 como largura natural, seu valor é normalmente muito pequeno. Num caso real devemos considerar outras contribuições que, na prática, podem inviabilizar o uso de (1-38). Discutiremos a seguir estas outras contribuições.

Neste trabalho utilizamos um espectrômetro VARIAN E-12 com uma cavidade cujo modo de operação é  $TE_{102}$ . Todos os espectros apresentados nos próximos capítulos foram obtidos à temperatura ambiente, com a frequência da microonda em torno de 9,6 GHz e com uma modulação de 100kHz e 25 Oe de amplitude sobre o campo aplicado.

### 1.4.3 EFEITOS ESTRUTURAIS E DECORRENTES DE PROPRIEDADES METÁLICAS SOBRE A LARGURA DE LINHA

Devido à atenuação da radiação eletromagnética incidente numa amostra metálica, seu campo eletromagnético interno não é uniforme, o que pode deslocar  $H_p$  e contribuir para o alargamento da linha. No entanto, em todo o tratamento feito até agora, consideramos que o campo da radiação eletromagnética que incide sobre a amostra era uniforme em todo seu volume, o que é válido se a atenuação é pequena ao longo do volume da amostra. Como os filmes finos que estudamos têm espessuras entre 5 e 500nm e utilizamos uma radiação incidente em torno de 9,6GHz, dadas as profundidades de atenuação dos metais constituintes dos filmes (tabela 1-1), este efeito pode ser desconsiderado para os nossos dois primeiros conjuntos de amostras, as monocamadas e as multicamadas. Para o conjunto de amostras granulares Co-Cu, que têm 500nm, a atenuação é significativa.

Os valores apresentados na tabela 1-1 foram calculados a partir da expressão clássica para a profundidade de atenuação assumindo-se permeabilidade igual a 1. Para o Fe e o Co a permeabilidade pode assumir valores da ordem de  $10^3$  antes da saturação, o que reduziria em uma ordem de grandeza os valores apresentados, mas após a saturação há uma redução muito significativa em seu valor de forma que as profundidades de atenuação seriam um pouco maiores, alguns  $\mu\text{m}$ , que os valores apresentados.

Metal	Profundidade de Atenuação
Cobre	670nm
Ouro	790nm
Ferro	1610nm
Cobalto	1620nm
Paládio	1670nm

### *Tabela 1-1.*

Em metais, o efeito significativo das colisões de ondas de spin com elétrons de condução na relaxação, em condições experimentais típicas de temperatura ambiente e campos externos da ordem entre  $10^2$  e  $10^3$ Oe, supera a contribuição do efeito de atenuação sobre a largura de linha (a temperaturas baixas, dezenas de K, podem ocorrer efeitos de atenuação anômalos [44]).

Inhomogeneidades na estrutura magnética dos materiais decorrentes de efeitos de superfície, de policristalinidade, de configuração de domínio e de impurezas podem causar diferentes efeitos sobre a largura de linha.

Em amostras policristalinas, se a anisotropia magnética do material é fraca, a forte interação dipolar entre os grãos pode reduzir os efeitos da não-uniformidade do campo dessa anisotropia. Já se a anisotropia magnética do material é forte, pode-se assumir que a condição de ressonância de cada grão é independente, o que faz com que a largura de linha tenha forte influência da dispersão das frequências de ressonância individuais.

Não há um mecanismo principal de relaxação determinante para a largura de linha. Cada amostra constitui um caso específico. Neste trabalho estudamos filmes finos ferromagnéticos metálicos, portanto, o principal mecanismo para a largura natural é a colisão entre ondas de spin e elétrons de condução, e os aspectos relacionados à cristalinidade são os mais evidentes em todo o conjunto de resultados experimentais obtidos.

A interação entre ondas de spin e as vibrações da rede, embora seja fundamental para o estabelecimento do equilíbrio termodinâmico da amostra, incorre em poucos efeitos sobre a largura da linha de RFM.

## **1.5 CONTRIBUIÇÕES PARA A ENERGIA LIVRE**

Como discutido na seção 1.4, se a expressão para a densidade de energia livre que depende da orientação da magnetização é conhecida, pode-se encontrar a frequência de ressonância de uma determinada amostra. Nesta seção apresentaremos uma breve descrição fenomenológica das principais contribuições para esta densidade de energia que se somam à interação Zeeman (naturalmente presente em todo sistema ferromagnético submetido a um campo magnético externo).

### 1.5.1 A ANISOTROPIA DE SUPERFÍCIE

Todas as energias associadas a anisotropias magnéticas podem ter valores diferentes se as partículas portadoras de momento em questão estão na superfície ou no interior de um material. Essa diferença de energia é conhecida como anisotropia de superfície ou de interface. Assim, os campos efetivos de anisotropia podem ser vistos como resultado da soma dos campos efetivos da porção volumétrica e da porção de superfície de um determinado ferromagneto.

A relação de proporção entre estas duas contribuições varia inversamente com a espessura das amostras: quanto mais fino maior a contribuição dos efeitos de superfície e menor a de volume, e vice-versa. Para representar esta relação, em filmes finos é comum o uso da expressão  $K_{ef}=K_V+2K_S/d$ , onde  $K_{ef}$  é uma constante de anisotropia efetiva,  $K_V$  e  $K_S$  são constantes de anisotropias características das contribuições de volume e de superfície respectivamente, e  $d$  a espessura do filme. Esta fórmula é válida quando  $d$  é menor que o comprimento de troca do material ou quando a anisotropia é menor que a energia de troca entre as camadas magnéticas num sistema multicamadas. No entanto, além da divisão em  $K_S$  e  $K_V$  ser questionável no caso de filmes muito finos, as contribuições de volume nem sempre independem de  $d$ .

A RFM não nos permite discriminar as constantes características  $K_S$  e  $K_V$  mas apenas  $K_{ef}$  quando lidamos com uma única amostra. Para as obtermos separadamente é preciso realizar medidas em um conjunto de amostras com espessuras diferentes de um mesmo material.

### 1.5.2 A ANISOTROPIA DE FORMA

Os campos desmagnetizantes que resultam da formação de pólos magnéticos num material, por sua vez decorrentes de interações dipolares entre os momentos de dipolo magnéticos elementares, dependem da forma específica das amostras e da intensidade de sua magnetização. Efeito que pode ser representado pelo campo:

$$\overline{H}_D = -N_D \overline{M} \quad , \quad (1-41)$$

onde  $N_D$  é o tensor desmagnetizante, que depende da forma do ferromagneto [39,40,42,45]. Para tratar quantitativamente uma anisotropia com origem neste campo precisamos de uma expressão para a energia magnetostática (ou de forma)  $E_F$  de uma amostra magnetizada. Considerando uma amostra de volume  $V$  constituída por um meio magnético contínuo :

$$E_F = -\frac{1}{2V} \int_V (\overline{M} \cdot \overline{H}_D) dv \quad . \quad (1-42)$$

No caso de um elipsóide geral, podem ser encontrados os fatores desmagnetizantes  $N_a$ ,  $N_b$  e  $N_c$  para seus eixos principais  $2a$ ,  $2b$  e  $2c$ , que correspondem à diagonal do tensor desmagnetizante. No sistema cgs estes fatores são tais que  $N_a + N_b + N_c = 4\pi$ .

Para se obter  $E_F$  para um filme, podemos partir de um esferóide oblato, elipsóide em que os dois eixos maiores são iguais [40], onde os fatores são:

$$N_a = \frac{4\pi r^2}{r^2 - 1} \left[ 1 - \sqrt{\frac{1}{r^2 - 1}} \arcsen\left(\frac{\sqrt{r^2 - 1}}{r}\right) \right] \quad \text{e} \quad N_b = N_c = \frac{4\pi - N_a}{2} \quad , (1-43)$$

onde  $r=c/a$ . Quando  $r \gg 1$ , o que corresponde a um filme ( $2a$  é o eixo normal ao seu plano), as expressões (1-43) resultam praticamente em  $N_a=4\pi$  e  $N_b=N_c=0$ .

Para as amostras estudadas nos próximos capítulos os desvios percentuais de  $N_a$  em relação a  $4\pi$  são menores que 0,03%, portanto, assumiremos que  $N_a=4\pi$ . Substituindo estes fatores em  $E_F$  obtemos  $E_F=2\pi M_a^2$  (cgs), já que:

$$E_F = -\frac{1}{2V} \int_V \vec{M} \cdot (-4\pi M_a \hat{a}) dv = E_F = \frac{2\pi M_a}{V} \int_V (\vec{M} \cdot \hat{a}) dv = 2\pi M_a^2 \quad , (1-44)$$

onde  $M_a$  é a componente na direção do eixo  $2a$  e  $\hat{a}$  um versor na direção deste eixo.

Pode haver uma correção no fator desmagnetizante quando as dimensões da amostra são da ordem de poucas camadas atômicas, nestes casos a continuidade do meio magnético, implicitamente considerada nesta seção, não é válida. É comum representar esta correção por um fator multiplicativo ( $N_a=4\pi\delta$ ).

### 1.5.3 A ANISOTROPIA MAGNETOCRISTALINA

A energia de anisotropia magnetocristalina é devida principalmente ao acoplamento spin-órbita. Quando um campo externo tenta reorientar o spin de um elétron, sua órbita também o faz. Mas como a órbita está fortemente acoplada à rede, há uma resistência a essa reorientação. Assim, num material cristalino, há

diferentes energias associadas a cada direção assumida pela magnetização em relação aos eixos cristalinos. Uma descrição detalhada desse tipo de anisotropia pode ser obtida a partir da estrutura de bandas de materiais, que por sua vez pode ser obtida de primeiros princípios, incluindo a dinâmica relativística dos elétrons [39]. Mas, embora tal procedimento produza uma descrição completa do ferromagnetismo contendo as energias de anisotropia magnetocristalina, como não há uma equação relativística exata para muitos elétrons, as diversas aproximações necessárias nos cálculos ainda não permitem uma determinação satisfatória dos parâmetros reais mensuráveis. Valores do spin por átomo de um material ferromagnético são um exemplo onde os cálculos já reproduzem resultados experimentais, o mesmo não ocorre com a mesma precisão para valores como os das diferenças de energia magnetocristalina entre dois eixos de um monocristal.

Para fins práticos, pode-se definir a energia magnetocristalina pela expressão (1-45) para um cristal cúbico e pela expressão (1-46) para um cristal hexagonal. Os termos  $K_i$  são as constantes de anisotropia de ordem  $i$ .  $a$ ,  $b$  e  $c$  são os ângulos entre a direção da magnetização e os eixos cristalinos do cristal cúbico e  $\alpha_j = \cos(j)$ , sendo que  $j=a, b$  e  $c$ . E  $\theta$  é o ângulo entre a direção da magnetização e o eixo  $c$  do cristal hexagonal.

$$E_{MC} = K_o + K_1(\alpha_1^2\alpha_2^2 + \alpha_2^2\alpha_3^2 + \alpha_3^2\alpha_1^2) + K_2(\alpha_1^2\alpha_2^2\alpha_3^2) + \dots \quad (1-45)$$

$$E_{MC} = K_o + K_1\text{sen}^2\theta + K_2\text{sen}^4\theta + \dots \quad (1-46)$$

Em geral lida-se com a variação das energias  $\Delta E_{MC}$ , desprezando  $K_o$ , e na maioria dos casos  $K_2 \ll K_1$ .

#### 1.5.4 A ANISOTROPIA MAGNETOELÁSTICA OU MAGNETOSTRITIVA

Também consequência do acoplamento spin-órbita, a magnetostricção, fenômeno da alteração das dimensões de uma amostra em função da alteração da direção de sua magnetização (e vice-versa), pode produzir anisotropias magnéticas.

Em cristais, a energia magnetostritiva é normalmente tratada em termos dos co-senos diretores da magnetização em relação aos eixos cristalinos e dos coeficientes magnetostritivos de cada um destes eixos. Mas mesmo em materiais elasticamente isotrópicos e com uma magnetostricção isotrópica podem surgir anisotropias magnéticas, basta que exista uma tensão mecânica aplicada numa determinada direção.

A observação deste último caso é muito comum em filmes finos, já que tanto o processo de preparação quanto as diferenças entre filmes e substratos podem criar tensões mecânicas sobre as estruturas das amostras. Esta situação pode ser representada por (1-47), onde a energia magnetoelástica  $E_{ME}$  está apresentada como função do coeficiente de magnetostricção isotrópica  $\lambda_m$ , da tensão uniforme  $\sigma$  e do ângulo  $\eta$  entre as direções da tensão e da magnetização.

$$E_{ME} = \frac{3}{2} \lambda_m \sigma \cos^2(\eta) \quad . \quad (1-47)$$

#### 1.5.5 O EFEITO DA ESTRUTURA DE DOMÍNIOS

Quando o campo magnético aplicado não é intenso o suficiente para saturar uma amostra, a estrutura de domínios remanescente leva a uma energia livre menor do que aquela de uma amostra com um único domínio [1]. Isto ocorre devido à indução de “cargas magnéticas” nas fronteiras dos domínios. Se a configuração dos campos estático efetivo ( $H_0$ ) e oscilante ( $h$ ) for tal que o oscilante

seja sempre perpendicular tanto ao campo estático quanto a uma determinada parede (Fig. 1-5a), as cargas não são induzidas, se for perpendicular ao estático mas paralelo à parede, as cargas são induzidas (Fig. 1-5b).

Esta contribuição pode ser levada em conta numa determinação de frequência de ressonância por meio da introdução de uma magnetização efetiva da amostra. Nos casos que estudaremos nos próximos capítulos ela é pouco relevante pois os valores do campo aplicado nas condições de ressonância são suficientemente intensos para saturar as amostras.

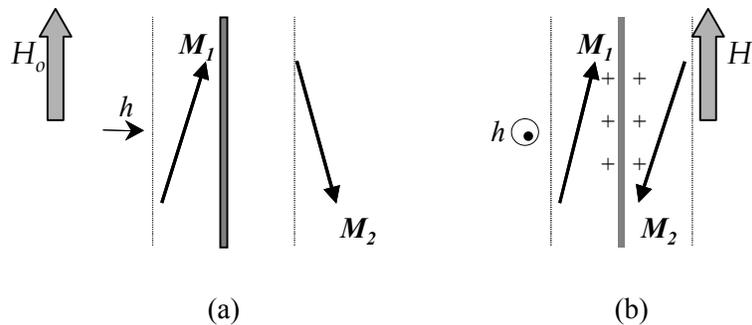


Figura 1-5. Efeito da estrutura de domínios.  $M_1$  e  $M_2$  são, respectivamente, a magnetização do domínio 1 e a do domínio 2.

### 1.5.6 DISCUSSÃO

De uma forma geral, pode-se dizer que a interação Zeeman e a anisotropia de forma determinam os principais aspectos das curvas de campo externo para ressonância ( $H_\rho$ ) em função da posição angular dos filmes finos obtidas por RFM. Dada sua intensidade, a interação dipolar, origem da anisotropia de forma, é a responsável na maioria dos filmes pela ocorrência de eixo fácil no plano, tendência esta expressa por (1-44). Como  $2a$  é o eixo normal ao plano do filme, tem-se que  $E_F = 2\pi M^2 \cos^2(\theta)$ , onde  $\theta$  é o ângulo entre a magnetização e a normal ao plano do

filme, se  $M$  está perpendicularmente orientada ( $\theta=0^\circ$ ), tem-se o valor máximo de  $E_F$ , se está orientada no plano ( $\theta=90^\circ$ ), tem-se o valor mínimo.

Cada contribuição para as anisotropias pode produzir diferentes padrões de simetria nas curvas de  $H_p$  em função da posição angular. Como num resultado real estes padrões se sobrepõem, nem sempre é possível discriminar as diversas contribuições, faz-se então o uso de expressões com anisotropias efetivas caracterizadas por uma constante e por um determinado eixo fácil. É comum, por exemplo, a determinação de uma anisotropia efetiva normal ao plano de um filme (caracterizada por  $K_{ef}$ ) e sua separação entre as contribuições de volume e de superfície. Na maioria dos casos a parte volumétrica favorece um eixo fácil no plano e a de superfície favorece um eixo fácil normal ao plano, o que pode ser representado por  $K_S$  e  $K_V$  de sinais opostos.

## **1.6 CONCLUSÃO**

As expressões apresentadas neste capítulo, sobretudo as condições de equilíbrio (1-23) e de ressonância (1-37), e as discussões a respeito da largura de linha de um espectro de RFM e das principais origens de anisotropias magnéticas, permitem a interpretação dos resultados experimentais apresentados nos próximos capítulos em termos de propriedades intrínsecas dos materiais em questão e de características particulares das amostras.

Dentro do estudo de materiais magnéticos, a análise das variações do campo externo para ressonância em função da posição dos filmes, principal objetivo deste trabalho, pode ser vista, como um método de determinação de anisotropias a partir de uma técnica de resposta dinâmica de sistemas magnéticos. Nossos resultados experimentais cobrem uma grande variedade de situações físicas a fim de mostrar diversas possibilidades de aplicação da técnica de RFM em filmes finos e sua expressiva sensibilidade.



## 2 RFM em Filmes Finos Monocamadas

### 2.1 INTRODUÇÃO

Neste capítulo apresentaremos os resultados obtidos pela aplicação de RFM em um filme de Fe monocristalino e em um filme de Co policristalino. O estudo desses filmes simples nos permite discriminar como diversos aspectos estruturais das amostras influenciam os espectros de RFM.

Adotamos o sistema de coordenadas apresentado na figura 2-1 neste e nos próximos capítulos. Nos referiremos ao procedimento de variação do ângulo  $\alpha$  como variação angular (ou varredura) para fora do plano e ao de variação do ângulo  $\psi$  (mantendo  $\alpha=0^\circ$ ) como variação angular (ou varredura) no plano, para caracterizar as variações angulares da posição dos filmes em relação ao campo magnético estático. As posições  $\alpha=0^\circ$  e  $\alpha=90^\circ$  serão chamadas de configuração paralela e configuração perpendicular, respectivamente.

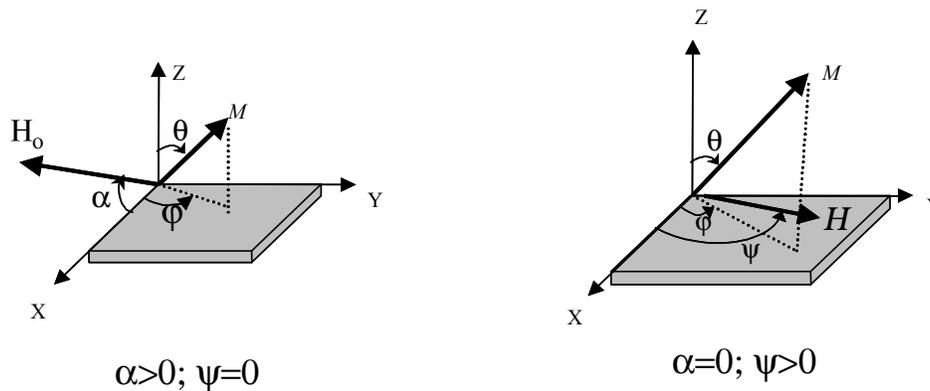


Figura 2-1. Sistema de referência.

## 2.2 FILME FINO DE FERRO

O filme estudado, de 50 Å de espessura nominal de Fe monocristalino com estrutura cúbica de corpo centrado (ccc), foi depositado sobre um substrato de Si(111) por evaporação com feixe de elétrons (UMS - BALZERS). A pressão inicial na câmara era de  $2 \times 10^{-8}$  mbar e o substrato estava à temperatura ambiente. Um espectro típico é apresentado na figura 2-2 sua posição angular é definida pelos ângulos  $\alpha$  e  $\psi$  (figura 2-1).

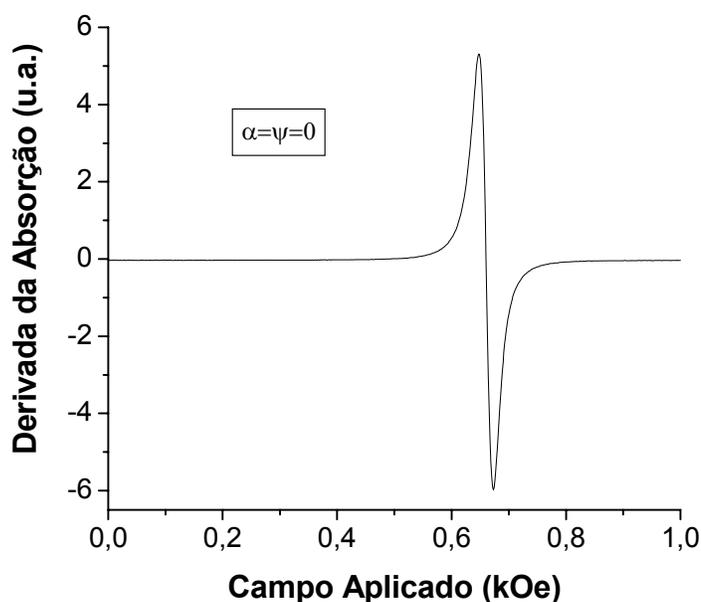


Figura 2-2. Espectro de RFM do filme de Fe na posição  $\alpha = \psi = 0$ . A estreita largura mostra a alta qualidade do filme.

Na figura 2-3 apresentamos os 35 espectros obtidos para a varredura para fora do plano num mapa de contorno. Nestes mapas, diferentes cores são atribuídas aos intervalos de valores da derivada da absorção e os espectros obtidos em cada posição da amostra são agrupados num único gráfico. Na figura 2-4 apresentamos o comportamento do campo externo para ressonância em função do ângulo  $\alpha$ .

Não foi possível obter espectros entre  $\alpha=87^\circ$  e  $\alpha=93^\circ$  devido ao fato do equipamento utilizado só fornecer campos até 20kOe. A falta desses dados nas proximidades da configuração perpendicular inviabiliza a determinação de parâmetros a partir da condição de ressonância e das condições de equilíbrio (1-29 e 1-23) para a varredura para fora do plano. No entanto, para a varredura no plano tal procedimento mostra-se muito útil na caracterização do filme, como veremos mais adiante.

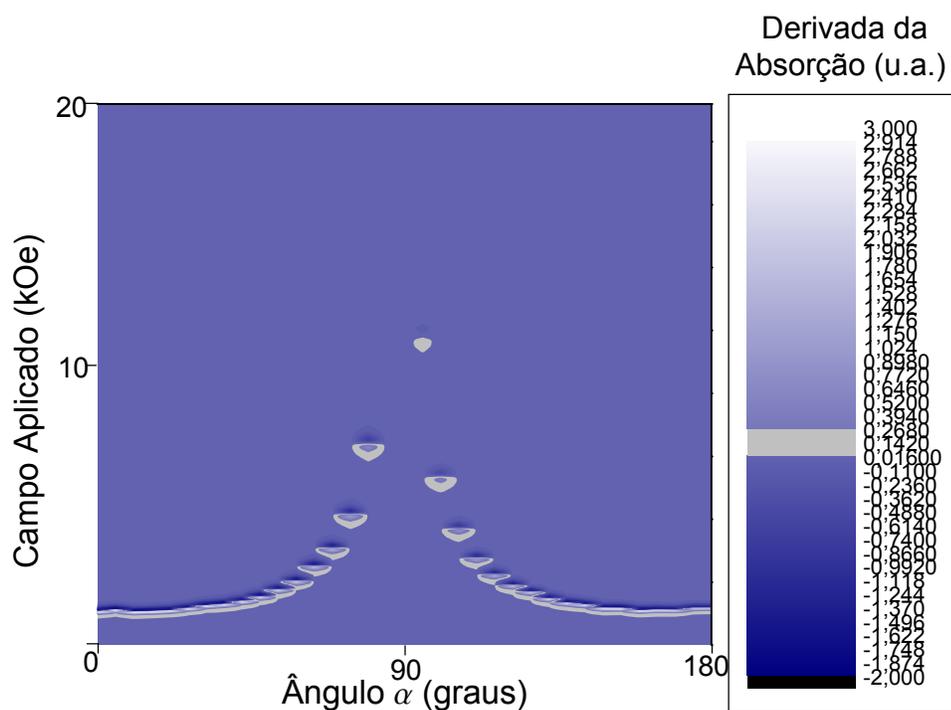


Figura 2-3. Mapa de contorno referente à variação para fora do plano para o filme de Fe monocristalino. Como a amplitude dos espectros obtidos nos  $12^\circ$  em torno da configuração perpendicular é pequena, estes não são perceptíveis na escala escolhida neste mapa.

Varredura para fora do plano.

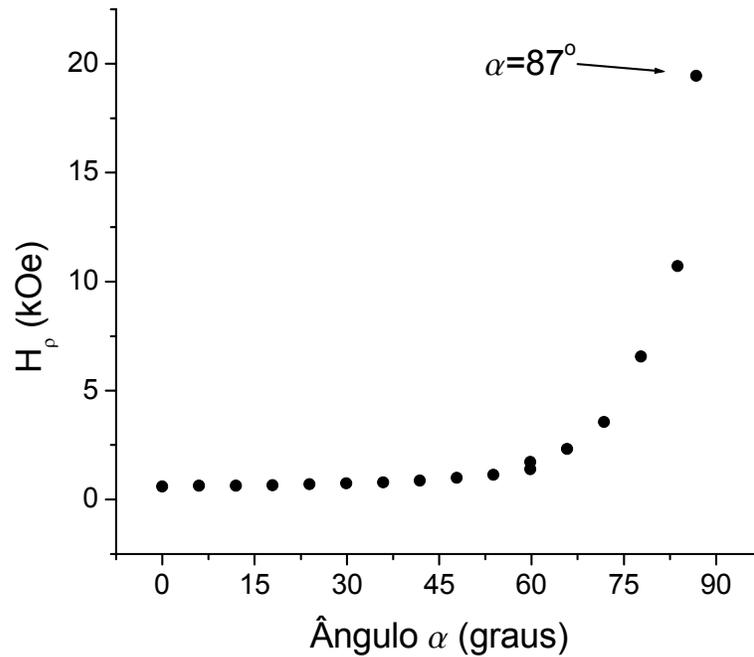


Figura 2-4. Valores experimentais de  $H_p$  em função de  $\alpha$  para o filme de Fe monocristalino (no apêndice A descrevemos como os parâmetros espectrais e suas incertezas foram determinados).

O fator de forma é preponderante e determina o eixo fácil no plano, o que leva ao comportamento típico de filmes finos para a variação de  $H_p$  em função de  $\alpha$  (figura 2-4). Nas figuras 2-5 e 2-6 apresentamos a largura a meia altura e a amplitude da curva de absorção em função do ângulo  $\alpha$ . O comportamento da largura em função de  $\alpha$  também é o esperado, seu valor, para uma determinada orientação do campo em relação ao filme, é proporcional à taxa de variação do valor do campo externo para ressonância naquela orientação [7], o que pode ser expresso por  $\Delta H \propto \partial H_p / \partial \alpha$ .

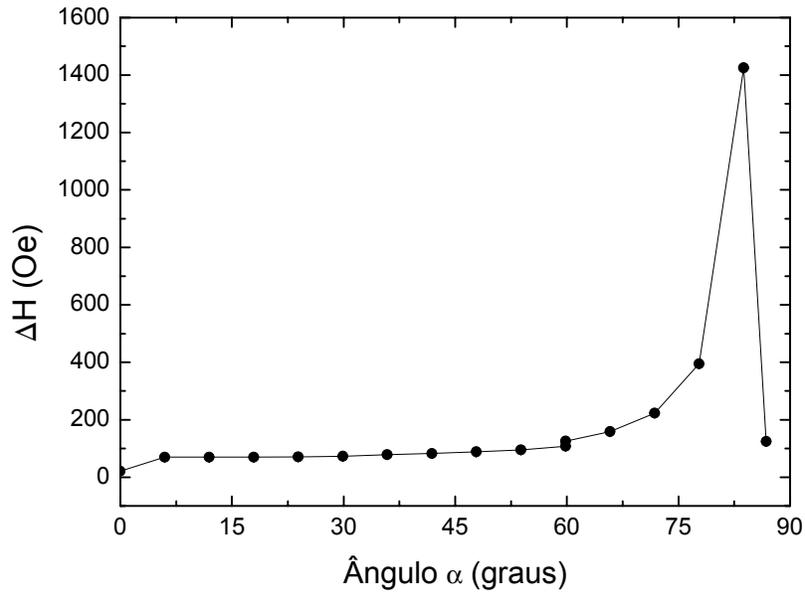


Figura 2-5.  $\Delta H$  em função de  $\alpha$  para o filme de Fe monocristalino. Os pontos representam os resultados experimentais e a linha é apenas um auxílio visual.

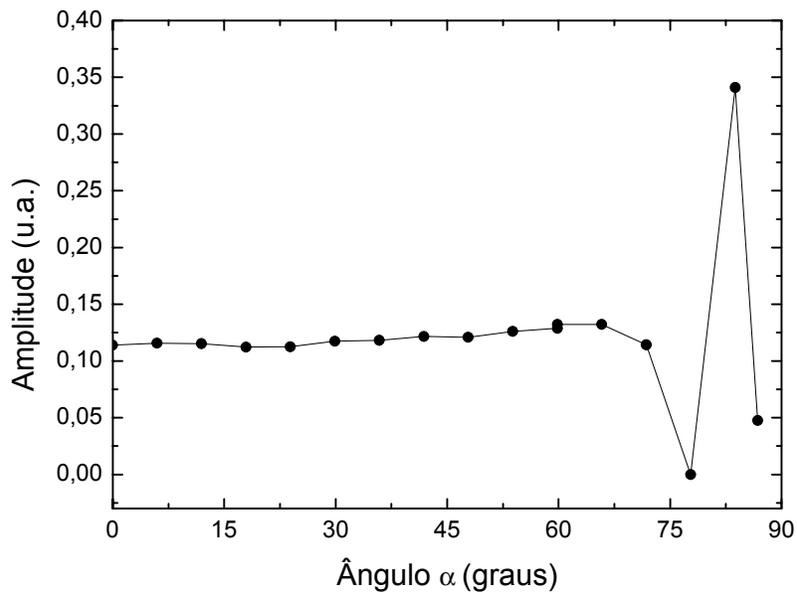


Figura 2-6. Amplitude da absorção em função de  $\alpha$  para o filme de Fe monocristalino. Os pontos representam os resultados experimentais e a linha é apenas um auxílio visual.

Podemos acompanhar a variação dos espectros e de seus parâmetros para diferentes orientações do campo externo no plano da amostra nas figuras 2-7, 2-8, 2-9 e 2-10. Considerando neste caso a interação da magnetização com o campo estático, a energia desmagnetizante, a contribuição magnetocristalina cúbica até segunda ordem, uma anisotropia efetiva uniaxial de primeira ordem com eixo fácil no plano (caracterizada por  $K_u$  e  $\alpha_u$ ) e outra perpendicular (caracterizada por  $K_n$ ), temos, a menos dos termos constantes, a densidade de energia livre (2-1).

$$\begin{aligned}
 f &= E_z + E_F + E_{MCC} + E_u + E_n = \\
 &= -H_o M_s \left[ \cos \alpha \cdot \text{sen} \theta \cdot \cos(\varphi - \psi) + \text{sen} \alpha \cdot \cos \theta \right] + 2\pi M_s^2 \cos^2 \theta - \\
 &\quad -K_1 \left( \alpha_1^2 \alpha_2^2 + \alpha_2^2 \alpha_3^2 + \alpha_3^2 \alpha_1^2 \right) + K_2 \alpha_1^2 \alpha_2^2 \alpha_3^2 + \\
 &\quad + K_u \text{sen}^2(\varphi - \alpha_u) - K_n \cos^2 \theta
 \end{aligned} \quad (2-1)$$

Como os  $\alpha_i$  são os co-senos diretores da magnetização em relação aos eixos cristalinos do Fe, cujas orientações em relação ao plano do filme não conhecemos, é preciso projetar a magnetização num sistema de referência coincidente com os eixos cristalinos do Fe, os quais consideraremos ortogonais. Para tanto, usamos uma matriz de rotação caracterizada pelos ângulos  $\zeta$  e  $\beta$ , que são as rotações em torno dos eixos Y e X, nesta ordem (figura 2-1). Se esses ângulos são  $\zeta = \arccos(\sqrt{2}/\sqrt{3}) \approx 35,3^\circ$  e  $\beta = 45^\circ$ , os planos {111} do Fe são paralelos ao plano do filme. As expressões obtidas para as condições de equilíbrio e para a condição de ressonância, a partir deste procedimento, são excessivamente extensas e são apresentadas no Apêndice B.

Como o filme tem  $50\text{\AA}$  de espessura, assumimos que  $4\pi M_s = 21,55\text{kOe}$  e  $g = 2,1$ , que são os valores de volume para o Fe [9]. Com estes valores e as condições de equilíbrio e de ressonância obtivemos o ajuste apresentado na figura 2-8 para o comportamento de  $H_\rho$  em função de  $\psi$ . Os parâmetros obtidos foram:  $K_n = (45 \pm 1)10^5 \text{ erg/cm}^3$ ,  $K_1 = (40 \pm 1)10^4 \text{ erg/cm}^3$ ,  $K_u = (17 \pm 1)10^3 \text{ erg/cm}^3$ ,  $\alpha_u = (10 \pm 1)10^\circ$ ,  $\beta = (44,5 \pm$

$0,3^\circ$  e  $\xi = (36,6 \pm 0,3)^\circ$ . As margens de erro do procedimento empregado no ajuste (discutido no Apêndice C) só permitem afirmar que  $K_2 < 10^4$  erg/cm<sup>3</sup>. Os valores encontrados para  $K_n$ ,  $K_l$  e  $K_u$  são muito similares a valores disponíveis na literatura [13,16].

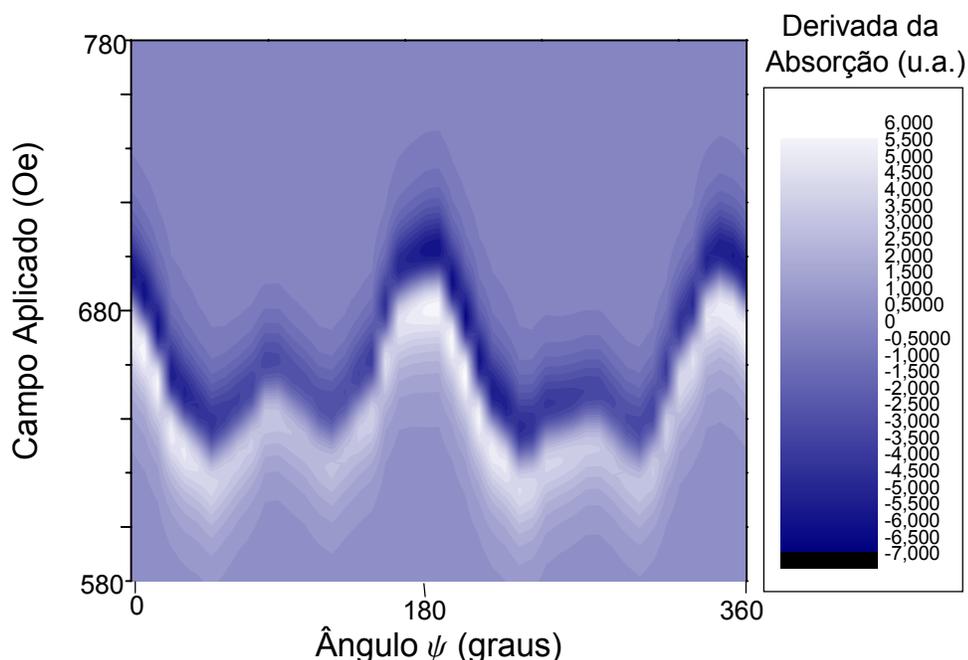


Figura 2-7. Mapa de contorno construído com 46 espectros de RFM obtidos com a variação da posição da amostra no plano do filme de Fe.

A diferença observada entre os valores máximos e mínimos do campo externo para ressonância e a simetria de multiplicidade 2 são conseqüências do desalinhamento dos planos {111} do Fe em relação ao plano do substrato de Si e da anisotropia uniaxial no plano. O desalinhamento, que é caracterizado pelas leves inclinações de  $-1,3^\circ$  ( $35,3^\circ-36,6^\circ$ ) e de  $0,5^\circ$  ( $45^\circ-44,5^\circ$ ) medidas, é suficiente para destruir o padrão de simetria de multiplicidade 6 esperado para uma varredura no plano (111) [16]. Ao novo padrão de multiplicidade 2 criado pelo desalinhamento, sobrepõe-se o outro padrão de multiplicidade 2 produzido pela anisotropia uniaxial no plano.

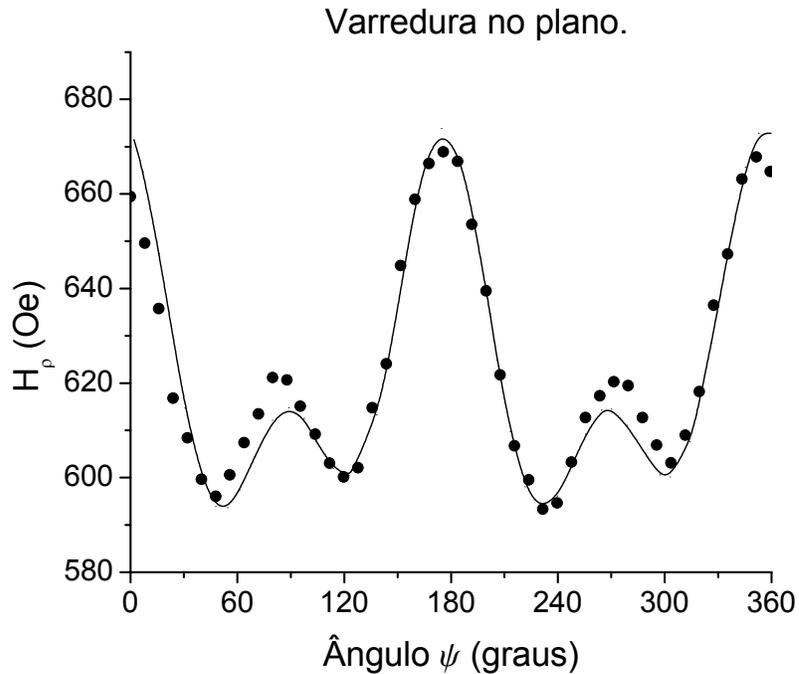


Figura 2-8. Os pontos representam os dados experimentais de  $H_p$  em função de  $\psi$  para o filme de Fe monocristalino e a curva um ajuste da condição de ressonância que fornece os seguintes resultados:  $K_n=(45 \pm 1)10^5 \text{ erg/cm}^3$ ,  $K_1=(40 \pm 1)10^4 \text{ erg/cm}^3$ ,  $K_u=(17 \pm 1)10^3 \text{ erg/cm}^3$ ,  $\alpha_u=(10 \pm 1)10^\circ$ ,  $\beta=(44,5 \pm 0,3)^\circ$  e  $\xi=(36,6 \pm 0,3)^\circ$ .

É preciso ressaltar que os planos {111} do Si podem estar levemente inclinados em relação à superfície do substrato, o que produziria o desalinhamento citado se a rede cristalina do Fe segue exatamente a orientação da rede do Si. Naturalmente, o caso contrário também é possível, onde os planos {111} do Si são paralelos à superfície do substrato e a rede do Fe cresce com uma leve inclinação, ou ainda, a junção das duas situações. Quanto à anisotropia uniaxial no plano, sua origem pode estar relacionada a tensões mecânicas residuais decorrentes de imperfeições do substrato ou do próprio processo de deposição.

O pequeno valor de  $\Delta H$ , em torno de 42Oe, mostra que a alta cristalinidade da amostra permite uma precessão uniforme da magnetização. Sua leve variação

em relação a  $\psi$  (fig. 2-9), menor que 5Oe, está dentro das incertezas experimentais, no entanto, os pontos não apresentam uma distribuição aleatória, mas sugerem uma simetria de multiplicidade 6.

Já a variação da amplitude nesta varredura no plano apresenta um claro padrão de simetria de multiplicidade 2 (fig. 2-10).

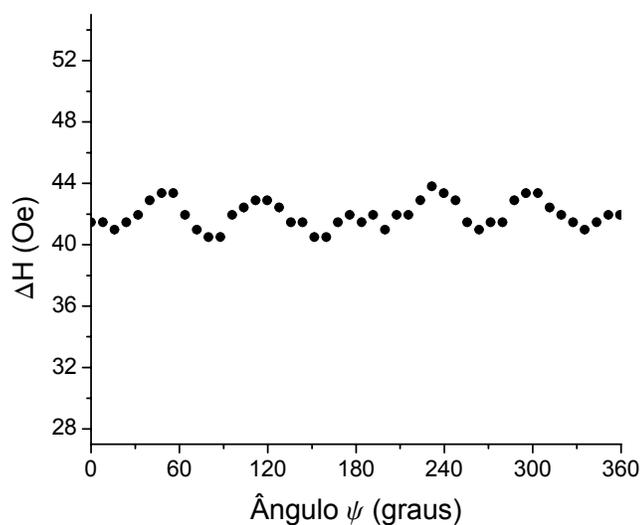


Figura 2-9.  $\Delta H$  em função de  $\psi$  para o filme de Fe monocristalino, resultados experimentais.

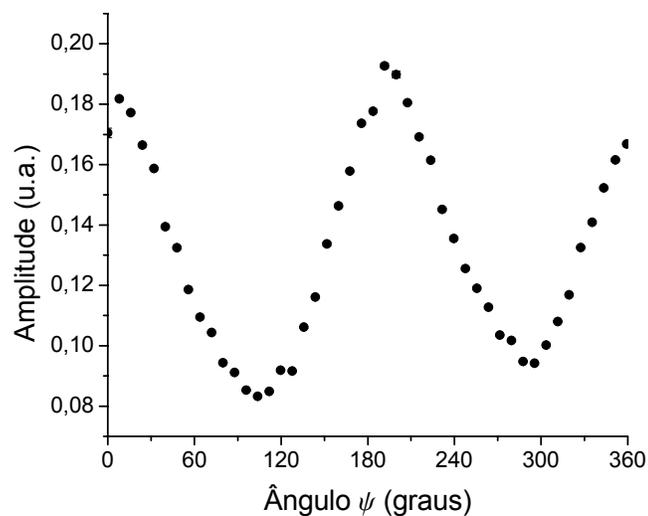


Figura 2-10. Amplitude de absorção em função de  $\psi$  para o filme de Fe monocristalino. Resultados experimentais. Novamente pode-se notar uma simetria de multiplicidade 2.

## 2.3 FILME FINO DE COBALTO

Os resultados desta seção foram obtidos com um filme de Co de 200Å de espessura nominal depositado sobre Si(111) por evaporação com feixe de elétrons (UMS – BALZERS). A pressão inicial na câmara era de  $2 \times 10^{-8}$  mbar e o substrato estava à temperatura ambiente. A estrutura do filme é policristalina hexagonal compacta (hc), mas com uma orientação preferencial dos grãos: o eixo c de cada um deles está numa direção paralela, ou aproximadamente paralela, à normal ao plano do substrato. Apresentaremos apenas os resultados obtidos para a variação angular da posição da amostra no seu plano. Um estudo sobre a variação para fora do plano, na mesma amostra, já foi realizado por Romano [46], seguindo um procedimento como o empregado por Chappert *et al.* [7] para filmes de Co com texturas semelhantes. Romano obteve uma magnetização efetiva ( $M_{ef}$ ) de 1,31kOe e um ângulo médio de 0,8° de desvio dos eixos c dos grãos em relação à normal.

Na figura 2-11 apresentamos o espectro obtido na posição  $\alpha=\psi=0$  com este filme. A largura a meia altura (~125Oe) é bem maior do que a obtida para o filme monocristalino de Fe (~42Oe), refletindo principalmente, a diferença estrutural das amostras. 125Oe, no entanto, ainda é um valor pequeno para a largura de um espectro de RFM para um filme policristalino. Este valor indica que as condições de ressonância em cada um dos grãos pouco diferem umas das outras permitindo uma precessão bem uniforme da magnetização da amostra. Isto resulta naturalmente do fato da estrutura de uma amostra policristalina hc com a textura descrita ser muito semelhante, quanto ao seu comportamento magnético, a uma estrutura monocristalina hc.

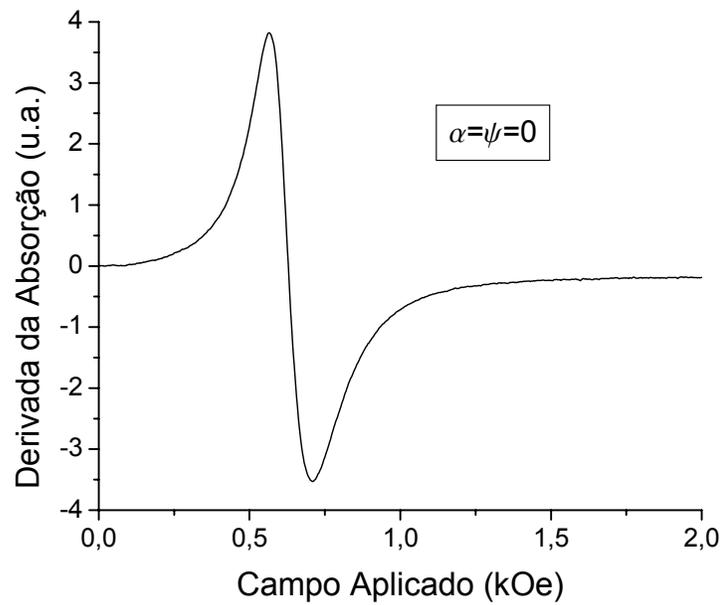


Figura 2-11. Espectro RFM do filme de Co na posição  $\alpha=\psi=0$ . A largura obtida é aproximadamente três vezes maior que a do espectro da figura 2-2.

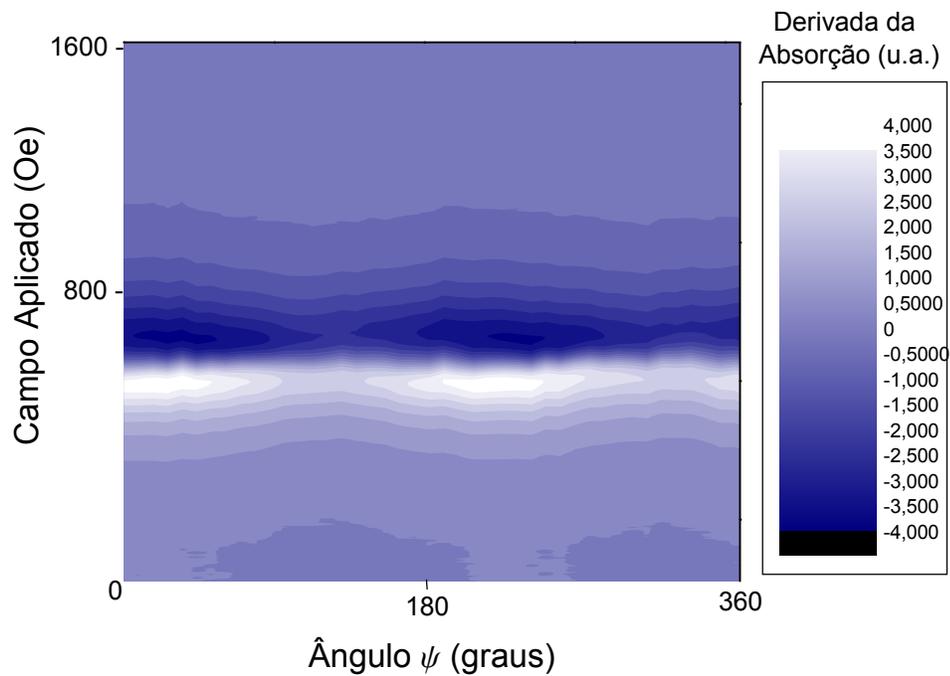


Figura 2-12. Mapa de contorno construído com 46 espectros de RFM obtidos com a variação da posição do campo magnético no plano do filme de Co.

Na figura 2-12 apresentamos o mapa de contorno para a variação no plano e nas figuras 2-13, 2-14 e 2-15 o comportamento dos principais parâmetros em função de  $\psi$ . Estes resultados mostram uma anisotropia uniaxial no plano.

O ajuste apresentado na figura 2-13 foi obtido com a condição de ressonância (2-6), que por sua vez advém de uma densidade de energia livre expressa por (2-4) em que consideramos a interação da magnetização com o campo estático, a energia desmagnetizante, uma anisotropia perpendicular ao plano (caracterizada por  $K_n$ ) e outra no plano (caracterizada por  $K_u$ ). As expressões (2-5) são as condições de equilíbrio neste caso.

$$\begin{aligned}
 f &= E_z + E_F + E_n + E_u = \\
 &= -H_o M_S (\cos \alpha \cdot \text{sen} \theta \cdot \cos(\varphi - \psi) + \text{sen} \alpha \cdot \cos \theta) + 2\pi M_S^2 \cos^2 \theta - \\
 &\quad - K_n \cos^2 \theta + K_u \text{sen}^2(\varphi - \alpha_u) \quad . \quad (2-4)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 f_\theta = 0 &\Rightarrow \theta_o = \frac{\pi}{2} \\
 f_\varphi = 0 &\Rightarrow H_o M_S \text{sen}(\varphi_o - \psi) = K_u \text{sen}[2(\alpha_u - \varphi_o)] \quad . \quad (2-5)
 \end{aligned}$$

$$\left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2 = \left[ 4\pi M_S - \frac{2K_n}{M_S} + H_o \cos(\varphi_o - \psi) \right] \left[ \frac{2K_u}{M_S} \cos[2(\alpha_u - \varphi_o)] + H_o \cos(\varphi_o - \psi) \right] \quad . (2-6)$$

$$4\pi M_{ef} = 4\pi M_S - \frac{2K_n}{M_S}$$

Os parâmetros resultantes do ajuste são:  $K_u=(5\pm 2)10^3\text{erg/cm}^3$  e  $\alpha_u=(28\pm 6)^\circ$ . Os valores de  $(\omega/\gamma)^2$  e  $M_S$ , típicos para o Co volumétrico, foram mantidos fixos, assim como  $K_n=(8,0\pm 0,5)10^5\text{erg/cm}^3$  obtido anteriormente por Romano [46] num ajuste de  $H_p$  em função de  $\alpha$ . A curva resultante descreve apenas qualitativamente os resultados experimentais permitindo-nos uma estimativa do valor do campo de

anisotropia no plano ( $2K_u/M_s$ ) em torno de 70e. Esta pequena anisotropia no plano provavelmente tem origem em tensões mecânicas residuais resultantes da deposição do filme ou de pequenas imperfeições no substrato, e seu caráter uniaxial pode ser observado de maneira mais nítida no comportamento de  $\Delta H$  em função de  $\psi$  e de  $A$  em função de  $\psi$ .

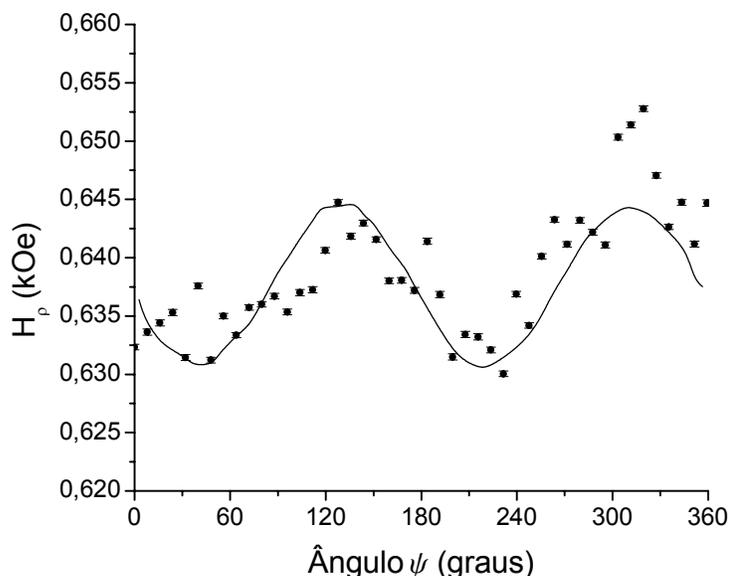


Figura 2-13.  $H_\rho$  em função de  $\psi$  para o filme de Co policristalino. Os pontos representam os resultados experimentais e a curva um ajuste da equação (2-6) que fornece os seguintes resultados:  $K_u=(5\pm 2)10^3 \text{erg/cm}^3$  e  $\alpha_u=(28\pm 6)^\circ$ .

Diferentemente do caso do filme de Fe monocristalino, para este filme de Co a variação do valor de  $\Delta H$  em relação a  $\psi$ , em torno de 120e entre máximos e mínimos, apresenta claramente uma simetria de multiplicidade 2. E embora tal simetria não seja tão bem definida na variação de  $H_\rho$ , pode-se dizer que o comportamento de  $\Delta H$  segue  $\Delta H \propto \partial H_\rho / \partial \alpha$  para esta varredura no plano, o que também não ocorre no caso do filme de Fe.

A variação da amplitude apresenta nesta varredura no plano um padrão de simetria de multiplicidade 2 ligeiramente defasado em relação ao padrão de  $\Delta H$ .

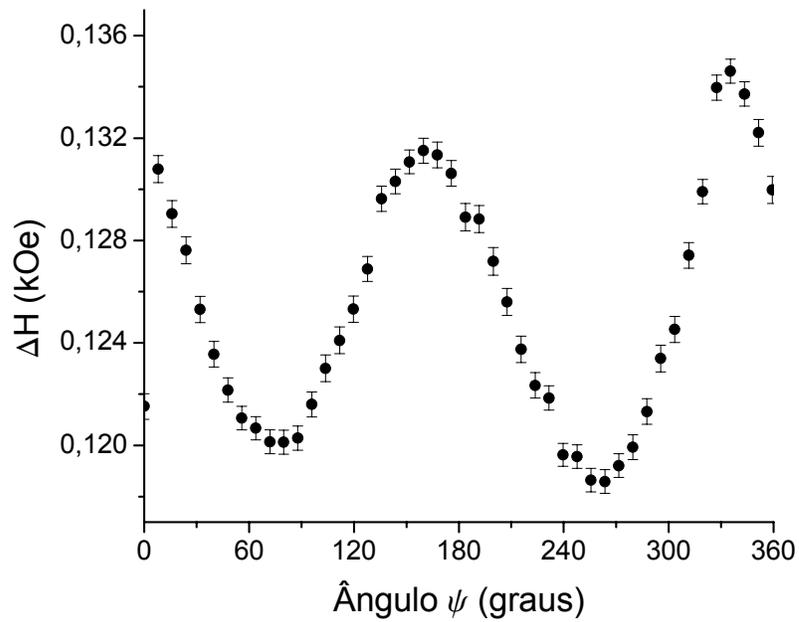


Figura 2-14.  $\Delta H$  em função de  $\psi$  para o filme de Co policristalino, resultados experimentais. O padrão uniaxial da anisotropia é mais facilmente visualizado na variação de  $\Delta H$  do que na de  $H_p$ .

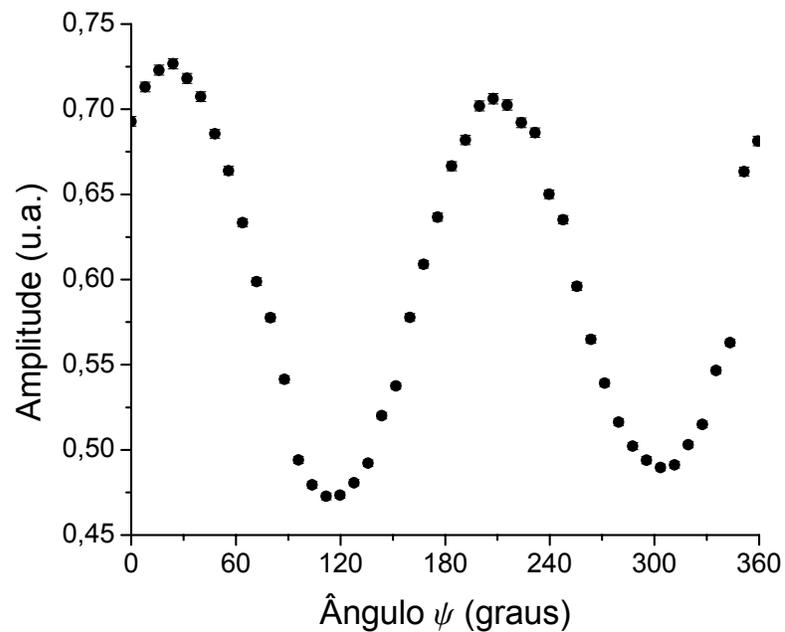


Figura 2-15. Amplitude em função de  $\psi$  para o filme de Co policristalino, resultados experimentais. Novamente, a anisotropia uniaxial é evidente.

## **2.4 CONCLUSÃO**

Além das características típicas dos espectros de RFM de filmes finos, os resultados experimentais apresentados neste capítulo nos permitiram estudar a influência de diversos aspectos estruturais das amostras sobre o seu comportamento magnético e conseqüentemente sobre os espectros de RFM. A qualidade dos filmes, assim como a influência da sua cristalinidade puderam ser avaliadas.

Foi possível constatar a grande sensibilidade da técnica de RFM na detecção de pequenas anisotropias no plano a partir da variação dos parâmetros espectrais com a variação angular da posição das amostras. Em particular, foi possível medir parâmetros fundamentais, como a constante de anisotropia magnetocristalina de primeira ordem do Fe, e parâmetros específicos dos filmes estudados, como as constantes e os eixos que caracterizam as anisotropias no plano.



## 3 RFM em Filmes Finos Multicamadas Co/Pd

### 3.1 INTRODUÇÃO

Filmes com estrutura em camadas têm sido intensamente investigados nos últimos anos graças à variedade de propriedades que lhes podem ser atribuídas a partir da adequada escolha das espessuras e dos materiais empregados. Em particular, há grande interesse em multicamadas que apresentem magnetoresistência gigante e anisotropia capaz de determinar eixo fácil perpendicular ao plano do filme.

Os filmes estudados neste capítulo apresentam camadas de Co ultrafinas, ou seja, com espessuras menores que o comprimento de troca do Co, que é de aproximadamente 30Å. As espessuras das camadas intercalantes de Pd, 15Å (nominais), são tais que permitem interação magnética entre as camadas de Co. Tanto cálculos teóricos [30] quanto resultados experimentais [27,28,29,47], indicam que filmes multicamadas com tais estruturas deveriam apresentar eixo fácil para a magnetização perpendicular ao plano das multicamadas. Entretanto, todas as amostras estudadas apresentam eixo fácil no plano, mas com uma crescente tendência de mudança desse eixo para a perpendicular à medida que se considera amostras com camadas de Co mais finas. Também constatamos a presença de pelo menos dois modos de ressonância nos espectros das três amostras.

As amostras estudadas foram depositadas em substrato de Si(111) inicialmente a  $1 \times 10^{-8}$  mtorr e à temperatura ambiente com um equipamento de evaporação por feixe de elétrons (UMS - BALZERS). Suas estruturas nominais são as seguintes:

- Amostra CPDAM: 30×[6Å Co/15Å Pd];
- Amostra CPCAM: 40×[4Å Co/15Å Pd] e
- Amostra CPEAM: 40×[3Å Co/15Å Pd].

### 3.2 RESULTADOS EXPERIMENTAIS

Os espectros obtidos com amostra CPDAM apresentam dois modos de ressonância bem sobrepostos, o que prejudica uma identificação mais acurada dos mesmos em pelo menos três regiões da varredura para fora do plano: em torno de  $\alpha=8^\circ$ , de  $\alpha=44^\circ$  e de  $\alpha=83^\circ$ . A presença de um terceiro modo é evidente em posições próximas à configuração perpendicular. Nas figuras 3-1 e 3-2 apresentamos alguns desses espectros, e na figura 3-3 o conjunto dos resultados.

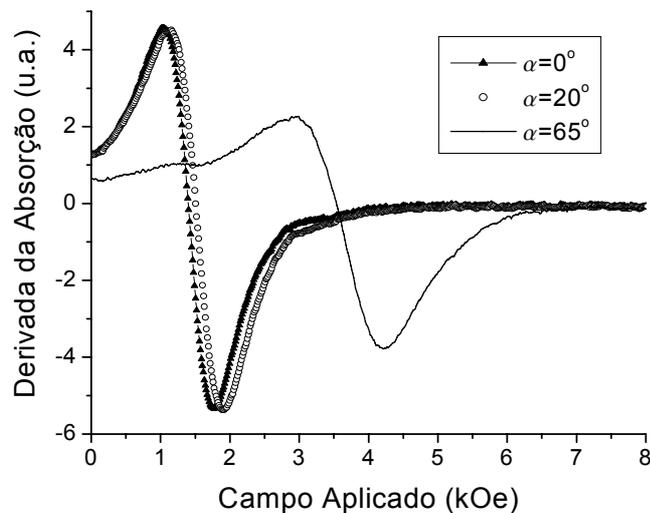


Figura 3-1. Espectros de RFM obtidos com a amostra com camadas de Co de  $6\text{\AA}$  em três posições angulares diferentes. Dois modos são evidentes.

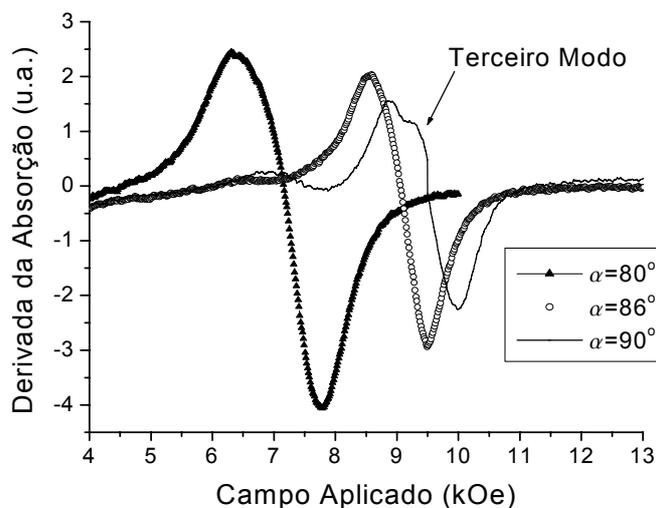


Figura 3-2. Espectros de RFM obtidos com a amostra com camadas de Co de  $6\text{\AA}$  na configuração perpendicular e próxima a ela. Além dos dois modos evidentes nos espectros até  $86^\circ$ , um terceiro modo é visível entre  $87^\circ$  e  $90^\circ$ .

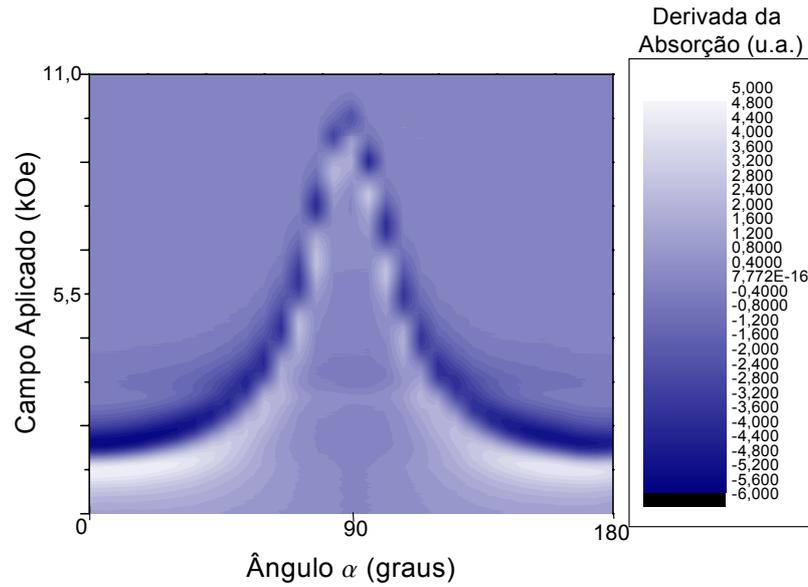


Figura 3-3. Mapa de contorno referente à variação para fora do plano para o filme com camadas de 6 Å de Co (31 espectros).

Numa primeira abordagem para descrever estes resultados, podemos considerar a mesma expressão para a densidade de energia livre utilizada no estudo do filme de Co apresentado no capítulo anterior. Desprezando o termo de anisotropia no plano, podemos obter as condições de equilíbrio (3-2) e a condição de ressonância (3-3) para a variação para fora do plano.

$$f = E_z + E_F + E_n \quad (3-1)$$

$$\begin{aligned} f_\varphi = 0 &\Rightarrow \varphi_o = 0 \\ f_\theta = 0 &\Rightarrow 2H_o \cos(\theta_o + \alpha) = -4\pi M_{ef} \text{sen}(2\theta_o) \end{aligned} \quad (3-2)$$

$$\left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2 = H_o \cos \alpha \cdot \text{cosec} \theta_o \left[ -4\pi M_{ef} \cos 2(\theta_o) + H_o \text{sen}(\theta_o + \alpha) \right], \quad (3-3)$$

onde:

$$4\pi M_{ef} = 4\pi M_S - \frac{2K_n}{M_S} \quad (3-4)$$

Tentamos obter ajustes da expressão (3-3) aos pontos experimentais (apresentados na figura 3-4), mas os resultados foram insatisfatórios, só descrevem qualitativamente o comportamento de  $H_\rho$  para esta varredura.

Considerando apenas as configurações paralela ( $\alpha=0^\circ$ ) e perpendicular ( $\alpha=90^\circ$ ), podemos obter o sistema de equações (3-5), onde  $H_{//}$  e  $H_{\perp}$  são os valores do campo externo para ressonância em cada uma das configurações, respectivamente, e dele obter o valor de  $4\pi M_{ef}$ . Os resultados experimentais e os valores de  $4\pi M_{ef}$  obtidos a partir dessas equações são apresentados na tabela 3-1. Os resultados são compatíveis com outros disponíveis na literatura [19].

$$\begin{aligned} \left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2 &= H_{//} (H_{//} + 4\pi M_{ef}) \\ \left(\frac{\omega}{\gamma}\right) &= H_{\perp} - (4\pi M_{ef}) \end{aligned} \quad (3-5)$$

$$4\pi M_{ef} = H_{\perp} + \frac{H_{//}}{2} - \sqrt{H_{//} \left( H_{\perp} + \frac{5}{4} H_{//} \right)} \quad (3-6)$$

$H_{res1//} (kOe)$	$H_{res2//} (kOe)$	$H_{res1\perp} (kOe)$	$H_{res2\perp} (kOe)$	$4\pi M_{ef1} (kOe)$	$4\pi M_{ef2} (kOe)$
$1,10 \pm 0,01$	$1,46 \pm 0,01$	$9,5 \pm 0,1$	$7,43 \pm 0,07$	$6,60 \pm 0,08$	$4,48 \pm 0,06$

Tabela 3-1. Parâmetros obtidos para a amostra CPDAM (camadas de 6 Å de Co).

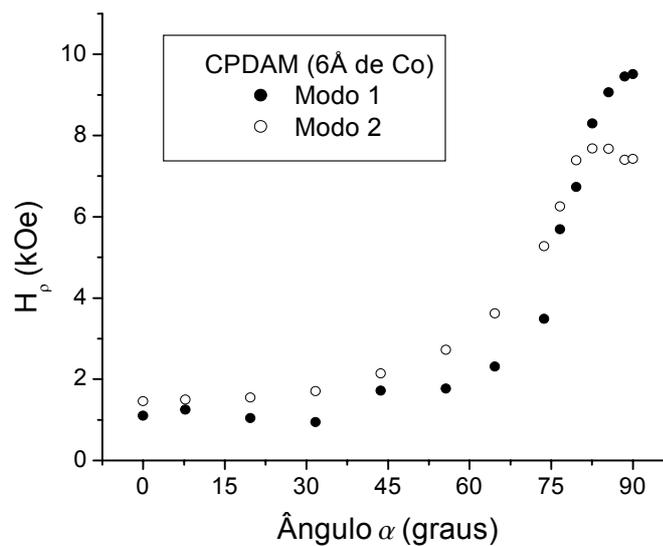


Figura 3-4. Comportamento de  $H_p$  em função de  $\alpha$  para os dois modos observados em toda a variação para fora do plano.

Na figura 3-5 e 3-6 apresentamos o comportamento, em função de  $\alpha$ , de  $\Delta H$  e da amplitude, respectivamente. Ambos os modos não apresentam um comportamento do tipo  $\Delta H \propto \partial H_p / \partial \alpha$ .

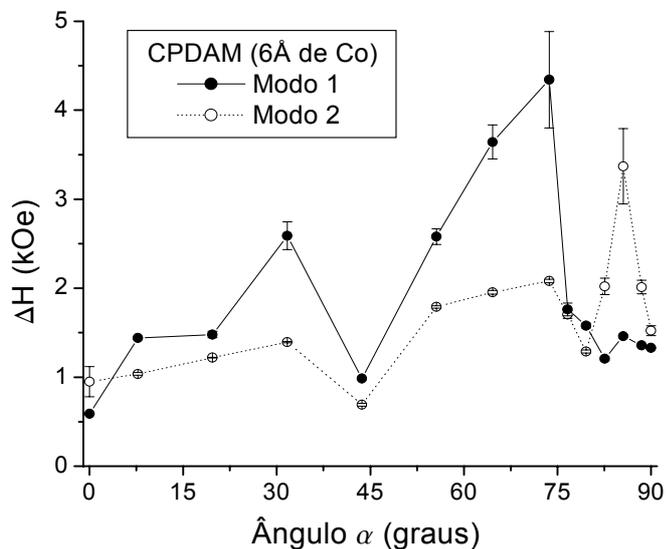


Figura 3-5. Comportamento de  $\Delta H$  em função de  $\alpha$  para a variação para fora do plano. Os pontos representam os resultados experimentais e as linhas são apenas um auxílio visual.

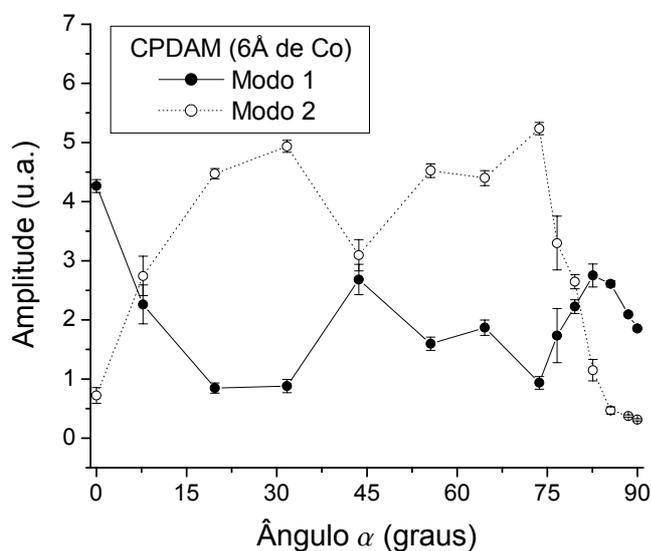


Figura 3-6. Comportamento de  $A$  em função de  $\alpha$  para a variação para fora do plano. Os pontos representam os resultados experimentais e as linhas são apenas um auxílio visual.

Os resultados obtidos com a variação angular no plano sugerem uma anisotropia de multiplicidade 2 como pode ser visto na figura 3-7. A variação do

campo externo para ressonância (figura 3-8), mostra que o primeiro modo apresenta esta multiplicidade, já para o segundo, esta simetria não é tão clara.

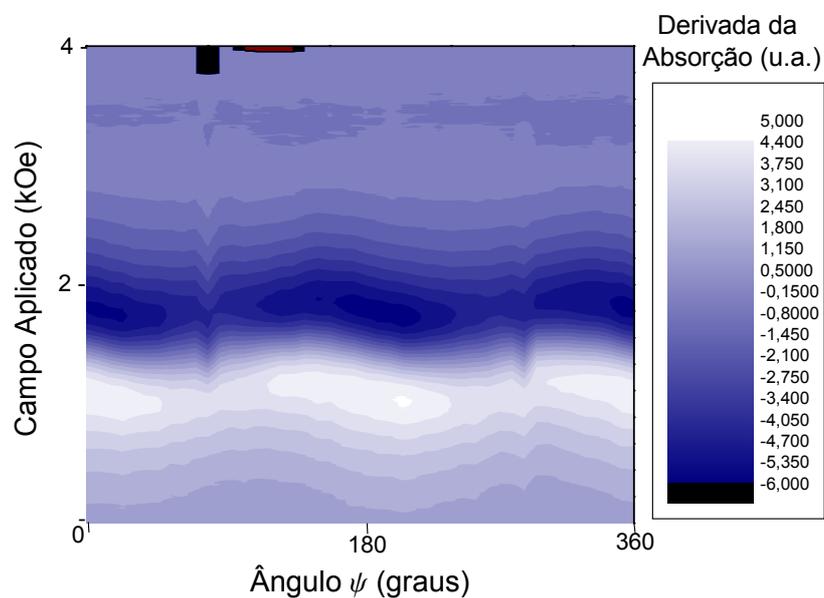


Figura 3-7. Mapa de contorno com 45 espectros obtidos com a variação no plano para o filme com camadas de 6 Å de Co.

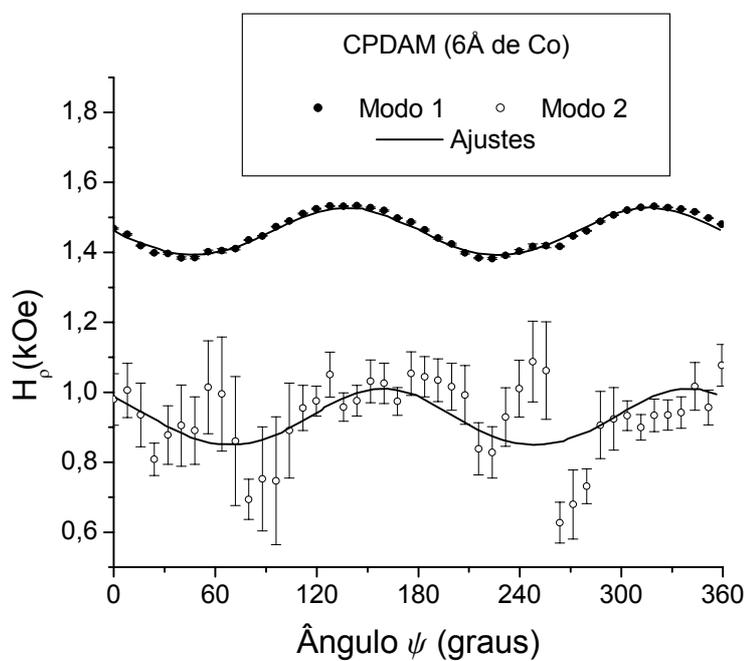


Figura 3-8. Comportamento de  $H_p$  em função de  $\psi$  para os dois modos observados em toda a variação no plano. As linhas são ajustes obtidos a partir da expressão (2-6).

Para o modo 1, um bom ajuste da expressão (2-6) foi obtido fornecendo os valores:  $4\pi M_{ef} = (6,05 \pm 0,05) \text{kOe}$ ,  $2K_u/M_s = (85 \pm 5) \text{Oe}$  e  $\alpha_u = (0,82 \pm 0,02)$ . Como o valor de  $2K_u/M_s$  é menor que 2% do valor de  $4\pi M_{ef}$ , pode-se justificar o uso da expressão simplificada (3-3), que não inclui anisotropia no plano. O valor de  $4\pi M_{ef}$  é próximo do valor calculado a partir da expressão (3-6) apresentado na tabela 3-1. Para o modo 2, o ajuste obtido com a expressão (2-6) descreve apenas qualitativamente os resultados experimentais, os valores obtidos foram:  $4\pi M_{ef} = (10,8 \pm 0,1) \text{kOe}$ ,  $2K_u/M_s = (8 \pm 1) \times 10 \text{Oe}$  e  $\alpha_u = (1,2 \pm 0,1)$ . Este último valor de  $4\pi M_{ef}$  é muito diferente do valor calculado a partir da expressão (3-6). Estes resultados mostram que as expressões consideradas para a densidade de energia livre, (3-1) ou (2-4), incluem as principais contribuições que determinam o comportamento do modo 1 e que o mesmo não ocorre para o modo 2. Em diversas situações, este modelo, com constantes efetivas de anisotropia, não produz uma descrição adequada para o comportamento de filmes com fortes contribuições de superfície para as anisotropias [48]. Todavia, como as intensidades do modo 2 na varredura no plano são muito pequenas, entre 5 e 12 vezes menores que as do modo 1, a maior imprecisão na determinação dos seus parâmetros também pode justificar, em parte, as discrepâncias apontadas. Assumimos  $g=2,2$  em ambos os ajustes.

Nas figuras 3-9 e 3-10 apresentamos o comportamento de  $\Delta H$  e da amplitude para os dois modos em função de  $\psi$ . Embora com irregularidades, há um padrão de simetria de multiplicidade 2 no comportamento de ambos os parâmetros em ambos os modos.

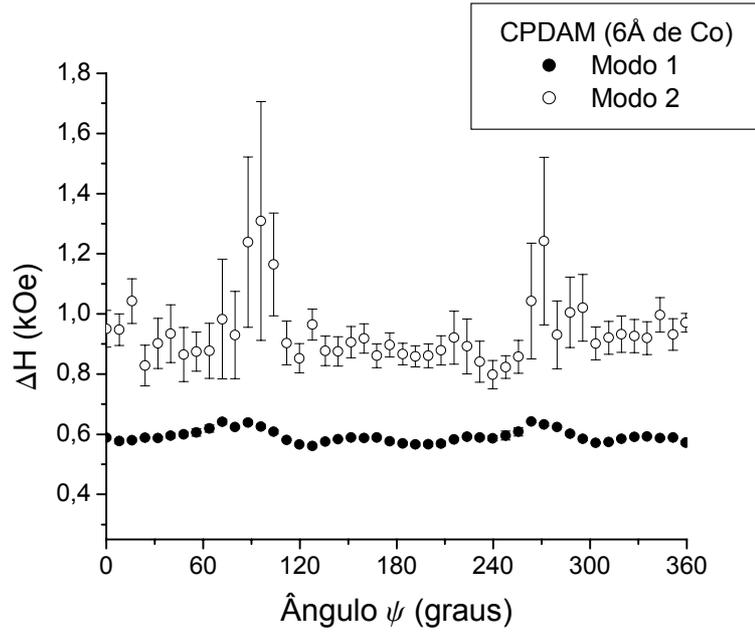


Figura 3-9. Comportamento de  $\Delta H$  em função de  $\psi$  para os dois modos observados em toda a variação no plano.

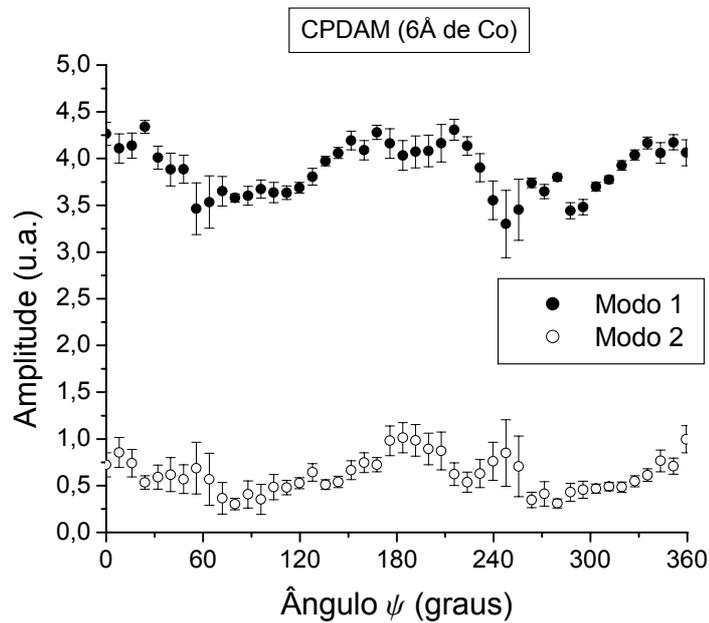


Figura 3-10. Comportamento de  $A$  em função de  $\psi$  para os dois modos observados em toda a variação no plano.

Para a amostra CPCAM (camadas de 4Å de Co), os espectros obtidos também apresentam dois modos de ressonância bem sobrepostos. Na figura 3-11 apresentamos alguns desses espectros. O campo externo para a ressonância em

torno da configuração perpendicular se apresenta sem grandes alterações num grande intervalo angular como pode ser observado na figura 3-13 e no mapa de contorno para a variação da posição da amostra para fora do plano (figura 3-12). Neste caso, assim como para o modo 2 apresentado pelo filme com camadas de 6Å de Co, para descrever o comportamento de  $H_p$  seria preciso utilizar informações detalhadas sobre a estrutura das amostras para incluir termos na densidade de energia livre que considerassem, sobretudo, efeitos da anisotropia de superfície de maneira mais abrangente do que simplesmente as constantes de anisotropias efetivas  $K_u$  e  $K_n$  utilizadas até agora. Naturalmente, as contribuições de superfície são determinantes num sistema com dimensões como as das amostras estudadas neste capítulo, já que, numa estrutura cúbica de face centrada, por exemplo, a aresta da célula unitária do Co é de aproximadamente 3,5Å.

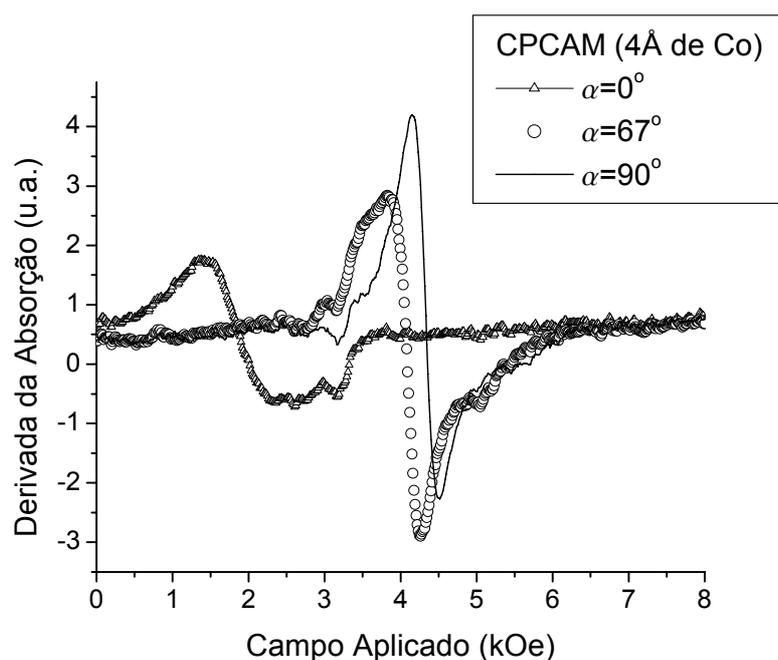


Figura 3-11. Espectros de RFM obtidos com a amostra com camadas de Co de 4Å em três posições angulares diferentes. O sinal é bem mais ruidoso que o detectado para a amostra anterior. Dois modos são evidentes.

Importante notar a grande diferença entre os valores de  $H_p$  para as amostras com 6Å e 4Å, indicando que se trata da região de espessuras das camadas de Co próximas àquela em que ocorre a mudança do eixo fácil para a perpendicular [47].

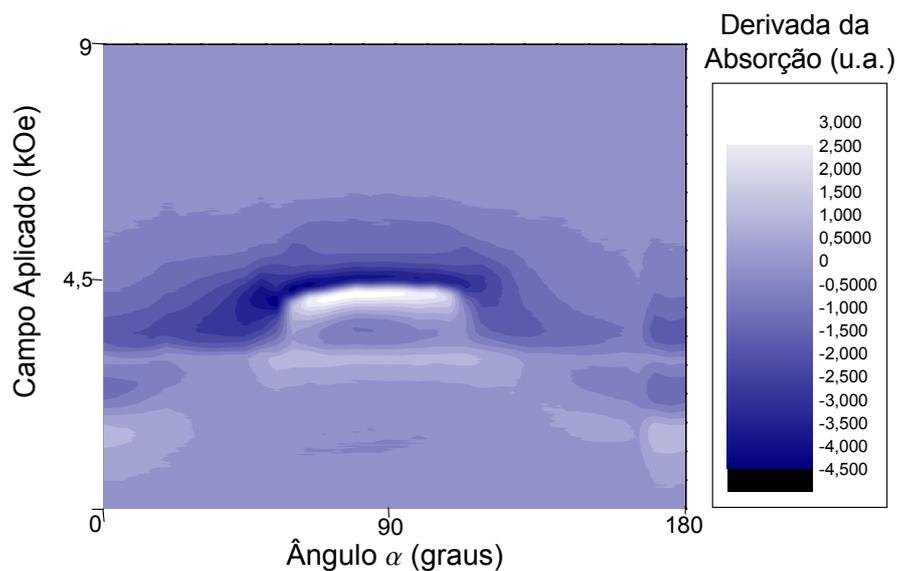


Figura 3-12. Mapa de contorno com 45 espectros obtidos com a variação para fora do plano para o filme com camadas de 4Å de Co.

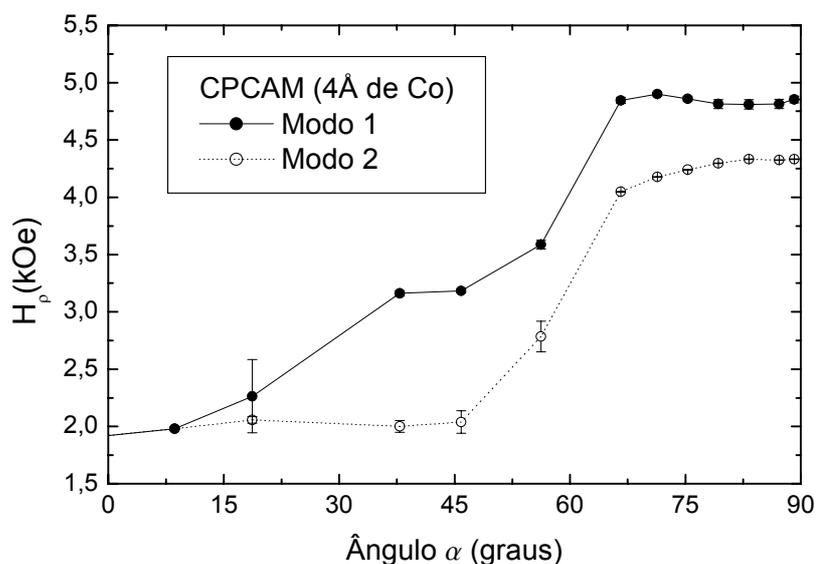


Figura 3-13. Comportamento de  $H_p$  em função de  $\alpha$  para os dois modos observados na variação para fora do plano. As linhas são apenas um auxílio visual. Dadas as incertezas, não é possível distinguir os modos para ângulos menores que 25°. Denominamos o modo mais intenso por 1 e o menos intenso por 2.

Nas figuras 3-14 e 3-15 apresentamos os resultado obtidos para a amplitude e para a largura a meia altura em função de  $\alpha$  para a amostra CPCAM (camadas de

4Å de Co). O comportamento desses parâmetros, que não segue  $\Delta H \propto \partial H_r / \partial \alpha$  para ambos os modos, também está sob forte influência das contribuições de superfície para as anisotropias.

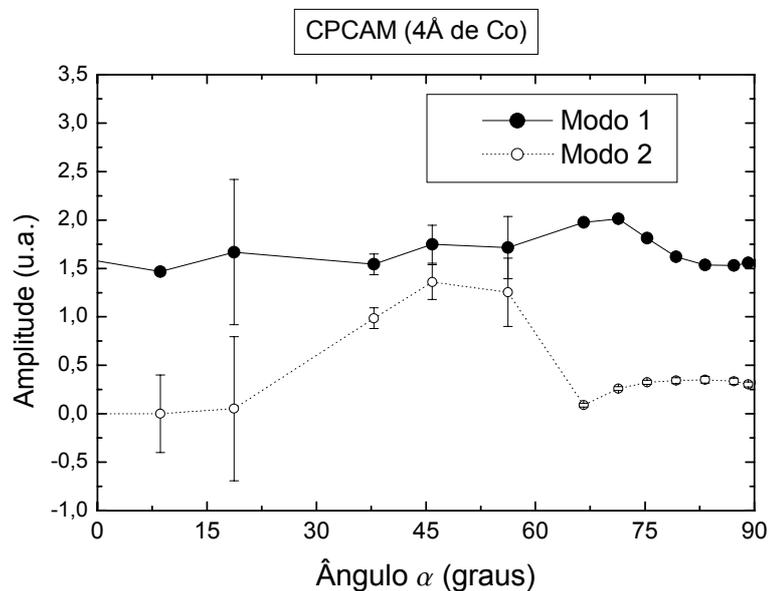


Figura 3-14. Comportamento de  $A$  em função de  $\alpha$  para os dois modos observados na variação para fora do plano. As linhas são apenas um auxílio visual.

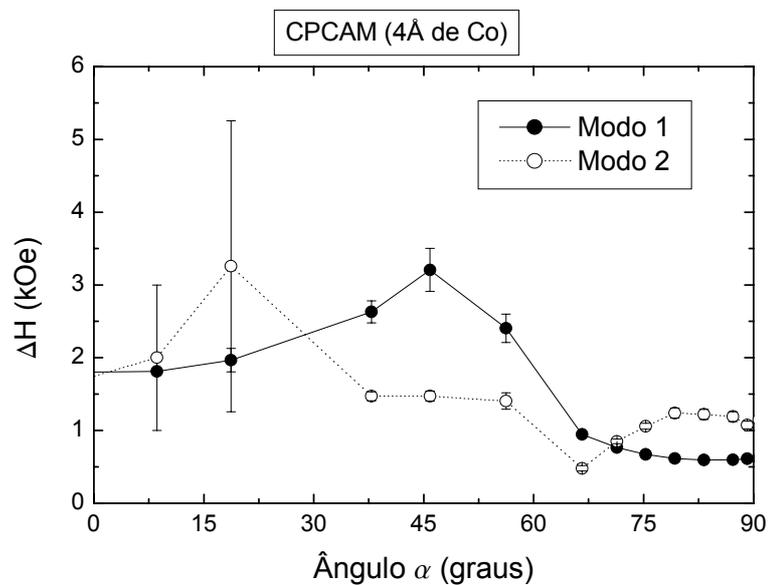


Figura 3-15. Comportamento de  $\Delta H$  em função de  $\alpha$  para os dois modos observados na variação para fora do plano. As linhas são apenas um auxílio visual.

Quanto à variação angular no plano, a sobreposição dos modos e o fato de obtermos espectros com muito ruído tornam inviável uma análise como a feita para a amostra anterior separando os modos para obter seus parâmetros individuais. No entanto, pelo mapa de contorno (figura 3-16) podemos observar claramente que a amostra apresenta uma anisotropia uniaxial no plano.

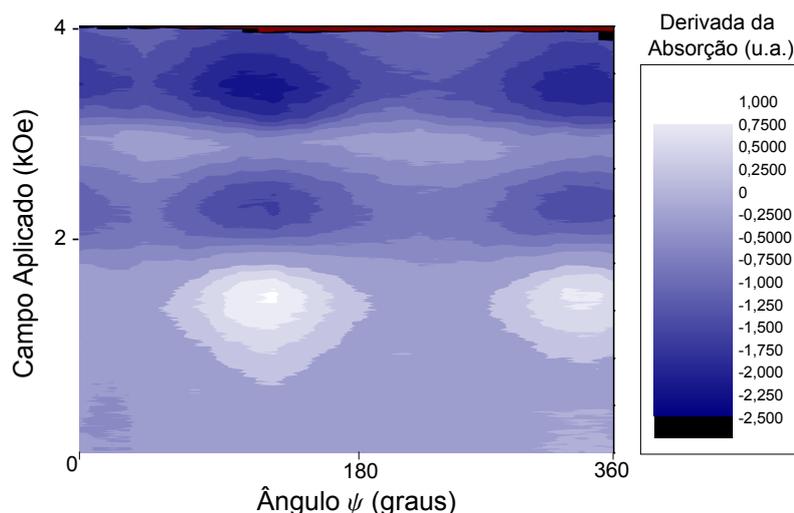


Figura 3-16. Mapa de contorno com 30 espectros obtidos com a variação no plano para o filme com camadas de  $4\text{\AA}$  de Co.

Os espectros obtidos com amostra CPEAM (camadas de  $3\text{\AA}$  de Co) apresentam dois modos de ressonância bem separados como pode ser visto na figura 3-17. Embora o eixo fácil esteja no plano, os valores para o campo externo para ressonância na configuração perpendicular dos dois modos apresentados por este último filme são muito baixos, o que confirma a tendência de alteração para a orientação perpendicular desse eixo com a redução das espessuras das camadas de Co, como já era claro nos resultados obtidos com as outras duas amostras.

Dificuldades na obtenção do sinal nos levaram não utilizar o goniômetro que foi empregado nas outras medidas, cujo suporte da amostra constitui-se de peças de *plexiglas* (polimetacrilato de metila) que alteram significativamente o fator de mérito (Q) da cavidade. Este procedimento, naturalmente, prejudica a determinação da posição angular da amostra. No apêndice D há uma breve descrição do aparato de variação angular.

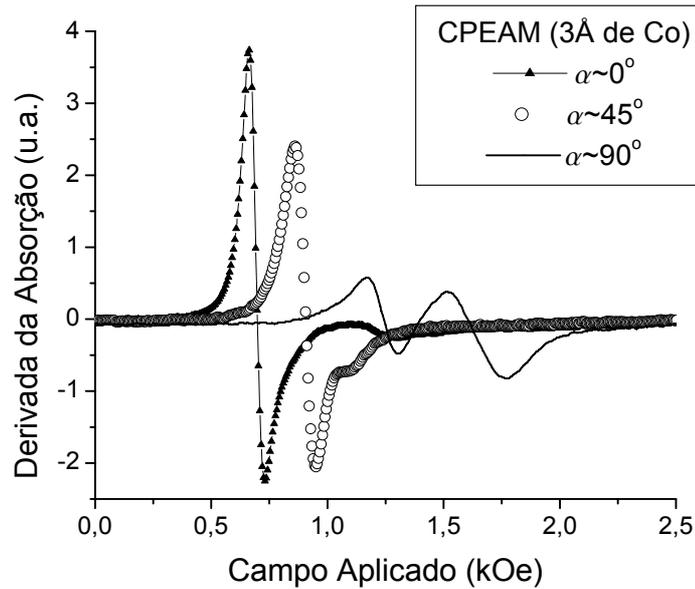


Figura 3-17. Espectros de RFM obtidos com a amostra com camadas de Co de 3Å em três posições angulares diferentes. Dois modos são evidentes.

### 3.3 DISCUSSÃO E CONCLUSÕES

A presença do segundo modo de ressonância é comum em espectros de filmes multicamadas Co/X com X=Pd, Au, Pt, W e ZnO, no entanto, trata-se de uma questão ainda controversa [47,49]. Dependendo da estrutura específica das amostras sua origem pode ser atribuída, por exemplo, à presença de regiões com diferentes magnetizações e anisotropias ou a inhomogeneidades. Tanto a presença deste segundo modo, quanto anisotropias perpendiculares intensas que alteram o eixo fácil, são muitas vezes associadas à magnetização induzida no metal não magnético em sistemas multicamadas como estes, notadamente quando o Pd é o intercalante [50,51]. Os resultados apresentados nesse capítulo mostram que nas três amostras as anisotropias dos dois modos são diferentes. Em particular, para a amostra com camadas de 6Å de Co foi possível observar diferenças entre as anisotropias no plano. Porém, isoladamente a RFM não permite uma determinação definitiva da origem do segundo modo.

O terceiro modo pode ter origem num acoplamento antiferromagnético entre as camadas de Co [12,14], no entanto, não temos uma indicação distinta que

nos permita confirmar esse comportamento. Uma maneira de investigá-lo com Ressonância Magnética seria obter espectros em frequências diferentes, o que nosso aparato não permite na configuração atual.

Como mostrado por Daalderop *et al.* [30], a anisotropia efetiva num sistema multicamadas Co/(X), onde X=Ag, Cu ou Pd, com espessuras  $t_{Co} \leq 8 \text{ \AA}$  para as camadas de Co, leva a um eixo fácil perpendicular ao plano do filme, mas esse efeito não deve ser atribuído à interpenetração das camadas nas interfaces. Seus cálculos *ab initio* mostram que sistemas Co/Pd com textura [111], embora apresentem uma interpenetração intermediária entre as apresentadas por sistemas Co/Cu e Co/Ag, possuem os valores mais altos para a energia de anisotropia magnetocristalina, efeito que deve ser atribuído à extensão da influência das camadas magnéticas além das interfaces. Tal influência resulta sobretudo da hibridização dos estados *d* do Co e do Pd. Em nossas amostras, as energias efetivas não produzem eixos fáceis perpendiculares aos planos embora essa tendência seja evidente com a redução das espessuras das camadas de Co. Isso nos leva a crer que uma energia magnetocristalina como a utilizada por Daalderop *et al.* não é preponderante nesses filmes específicos, o que talvez esteja relacionado a interfaces mal definidas entre as camadas de Co e Pd, e/ou uma textura diferente da [111] pretendida na preparação. As anisotropias magnetostritivas devem desempenhar um importante papel nesses filmes, sobretudo na composição de suas contribuições de superfície para as anisotropias efetivas, além disso, como observado experimentalmente por den Broeder *et al.* [26], filmes multicamadas Co/Pd depositados por evaporação por feixe de elétrons com orientação [001] (cfc) podem apresentar eixo fácil no plano mesmo com camadas de Co de aproximadamente  $3 \text{ \AA}$ .

Em suma, os resultados deste capítulo nos mostram a necessidade de incorporar outras contribuições para a densidade de energia livre além daquelas utilizadas no capítulo anterior, que, para aqueles filmes, eram suficientes para uma boa descrição dos resultados de RFM. Também foi possível observar outros aspectos dos espectros de RFM, como a presença do segundo modo e a tendência de alteração de eixo fácil, que são comuns na literatura mas geralmente observados para filmes com camadas de Pd mais espessas, da ordem de poucas dezenas de  $\text{ \AA}$ .

## 4 Filmes Finos Granulares Co-Cu

### 4.1 INTRODUÇÃO

Apresentamos neste capítulo os resultados obtidos pela aplicação de RFM a uma série de filmes granulares Co-Cu com composições nominais de 10% e 30% de Co submetidos a tratamento térmico.

Além do modo uniforme, observou-se nos espectros obtidos com as amostras com 10% de Co um modo superparamagnético de ressonância e nos obtidos com as amostras com 30% de Co modos de ondas de spin. Estes últimos nos permitem determinar a constante de rigidez efetiva de ondas de spin.

Sistemas  $\text{Co}_x\text{Cu}_{100-x}$  não formam soluções sólidas estáveis para  $10 \leq x \leq 95$  [17, 21, 53]. No entanto, soluções sólidas metaestáveis podem ser obtidas por métodos de deposição de não-equilíbrio como evaporação e *melt-spinning*. Estas soluções sólidas metaestáveis estão quase sempre associadas a outras fases, como Co hc, ou seja, é comum a produção de misturas heterogêneas [2, 25, 52, 54]. Dependendo do tamanho e da dispersão dos possíveis aglomerados de Co (ou ricos em Co), uma amostra pode apresentar comportamento ferromagnético e/ou superparamagnético.

### 4.2 AMOSTRAS

Todas as amostras estudadas foram depositadas em substrato de Si(111) inicialmente a  $1 \times 10^{-8}$ mtorr e à temperatura ambiente com um equipamento de evaporação por feixe de elétrons (UMS – BALZERS).

Os filmes granulares foram co-depositados e posteriormente submetidos a diferentes temperaturas de tratamento (180°, 250°, 300° e 325°C) durante uma hora em forno de aquecimento rápido sob atmosfera de Ar. A espessura nominal desses filmes é de 500nm.

Numa caracterização prévia das amostras, realizada por Viegas *et al.* [24], foram obtidos espectros convencionais de raios X e ciclos de histerese. Além disso, observou-se magneto-resistência gigante em todas as amostras.

Os espectros de raios X mostram uma estrutura cúbica de face centrada (cfc) típica do Cu, sendo que há um pequeno desvio dos máximos de difração tendendo aos valores do Co quando se passa dos filmes com 10% de Co para os com 30%. Nenhuma outra fase, como Co hc, foi observada.

Os ciclos de histerese apresentam uma coercividade muito pequena, que cresce com o aumento da temperatura de tratamento, para as amostras com 10% de Co. Além disso, a forma das curvas indica um comportamento superparamagnético preponderante à temperatura ambiente com uma pequena contribuição ferromagnética. A magnetização aumenta com o aumento da temperatura de tratamento até 300°C, a partir dessa temperatura há um pequeno decréscimo em seu valor.

Para as amostras com 30% de Co, também há um aumento da coercividade com o aumento da temperatura de tratamento, mas as curvas são típicas de materiais ferromagnéticos, como se poderia presumir de estudos constantes da literatura [20]. O comportamento para a magnetização é semelhante ao apresentado pelas amostras com 10% de Co, com um pequeno decréscimo após a temperatura de tratamento de 300°C.

### **4.3 Filmes Granulares Co(10%)-Cu(90%)**

Na figura 4-1 apresentamos os espectros obtidos com as amostras na configuração paralela. No espectro obtido com a amostra não submetida a tratamento térmico apenas um modo é evidente, embora a forma assimétrica do espectro possa ser resultado da sobreposição de dois modos. Nos outros espectros a presença de um segundo modo é clara.

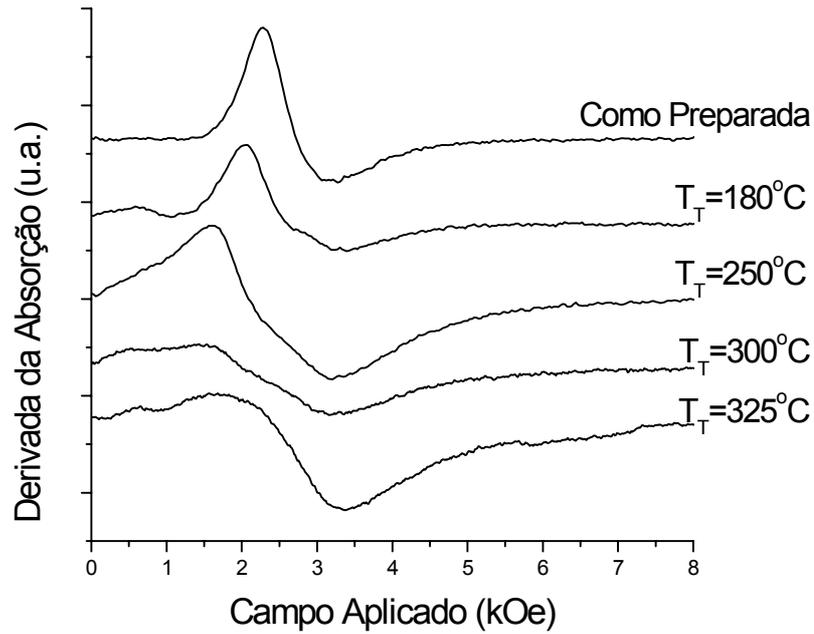


Figura 4-1. Espectros de RFM obtidos com as amostras granulares com 10% de Co na configuração paralela ( $\alpha=0$ ).

O valor do campo externo para ressonância do modo de menor largura reduz-se com o aumento da temperatura de tratamento ao passo que a largura apresenta um pequeno aumento. Já para o outro modo, cuja presença no espectro da amostra não tratada não é evidente, o campo externo para ressonância praticamente não se altera, o que não ocorre com a largura e a amplitude que apresentam um grande aumento.

Na figura 4-2 apresentamos os espectros obtidos na configuração perpendicular. Além de um modo de ondas de spin, podemos observar a presença de outros dois modos: um que se desloca para campos mais altos e decresce em amplitude com o aumento da temperatura de tratamento e outro modo que não se desloca significativamente e aumenta em amplitude com o aumento da temperatura de tratamento. O fato de o primeiro modo apresentar acentuada anisotropia para fora do plano (figura 4-5), de ocorrer em campos mais altos com o aumento da temperatura de tratamento e a presença do modo de ondas de spin (num campo inferior próximo), o caracterizam como modo ferromagnético uniforme. Já a

ausência de uma anisotropia clara no outro modo e sua ocorrência em campos muito próximos de  $\omega_0/\gamma$  (com  $g=2,18$ , valor do Co volumétrico) o caracterizam como modo superparamagnético.

Aglomerados de Co (ou ricos em Co) suficientemente pequenos e magneticamente isolados dos demais aglomerados de material ferromagnético da amostra são a provável origem deste último modo de absorção ressonante que ocorre em campos aplicados com valores muito próximos do campo interno de ressonância para o Co. A presença do modo de onda de spin junto ao outro modo, o ferromagnético uniforme, indica que há acoplamento entre os aglomerados ferromagnéticos, como discutiremos na seção 4.4.

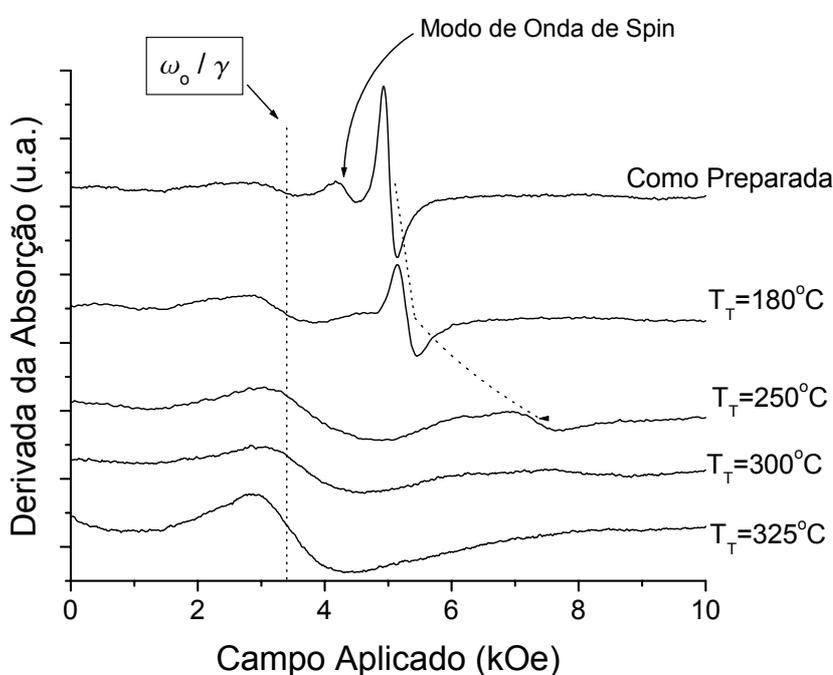


Figura 4-2. Espectros de RFM obtidos com as amostras granulares com 10% de Co na configuração perpendicular ( $\alpha=90^\circ$ ). Além do modo uniforme e de um de ondas de spin, a presença de um modo superparamagnético, com ressonância em torno de  $\omega_0/\gamma$ , é evidente.

Nas figuras 4-3 e 4-4 podemos acompanhar a variação dos principais parâmetros com a temperatura de tratamento na configuração perpendicular. O significativo aumento da amplitude aliado ao pequeno aumento da largura a meia

altura do modo superparamagnético indicam um aumento no número de partículas superparamagnéticas com o aumento da temperatura de tratamento.

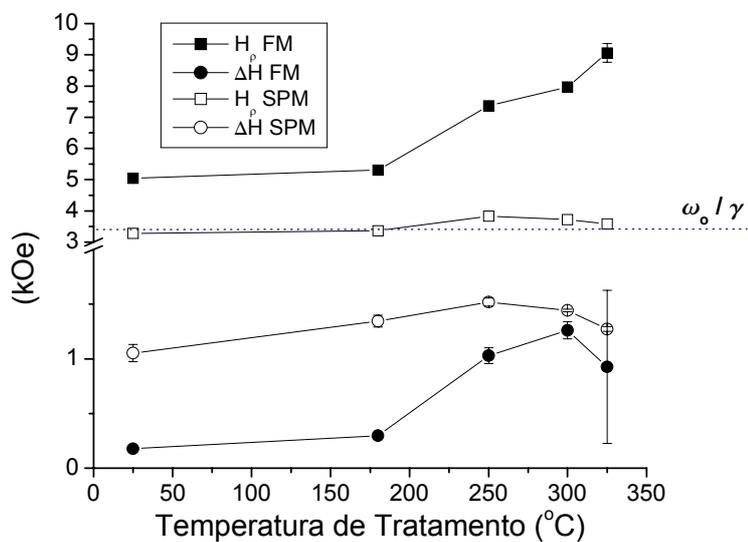


Figura 4-3. Campo externo para ressonância e largura a meia altura obtidos com as amostras granulares com 10% de Co na configuração perpendicular ( $\alpha=90^\circ$ ). Os parâmetros para a amostra não tratada foram representados com temperatura de tratamento 25°C. As linhas são apenas um auxílio visual.

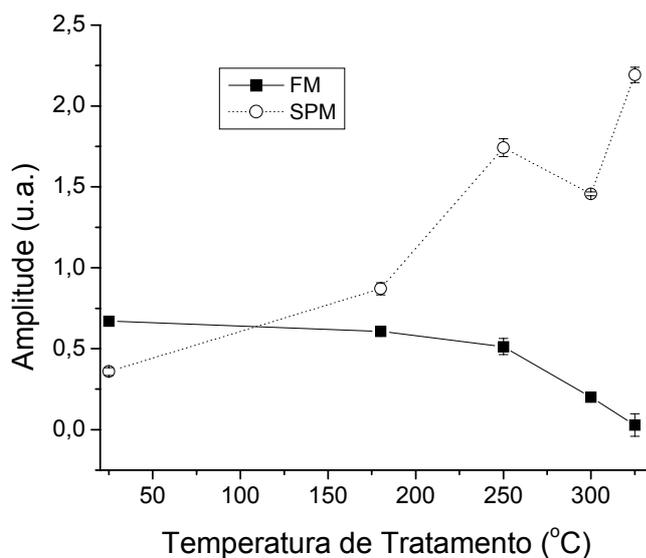


Figura 4-4. Amplitudes dos espectros obtidos com as amostras granulares com 10% de Co na configuração perpendicular ( $\alpha=90^\circ$ ).

As anisotropias apresentadas pelo modo ferromagnético em todas as amostras na varredura para fora do plano são típicas de filmes finos com pequena magnetização efetiva. Esta última foi calculada para cada uma das amostras usando-se o mesmo procedimento empregado no capítulo anterior levando-se em conta apenas os campos externos para ressonância nas configurações paralela e perpendicular. Os resultados são apresentados na tabela 4-1. O comportamento típico de  $H_p$  nos permite tal tratamento. Na figura 4-5 apresentamos as variações de  $H_p$  em função de  $\alpha$  para a amostra não submetida a tratamento térmico.

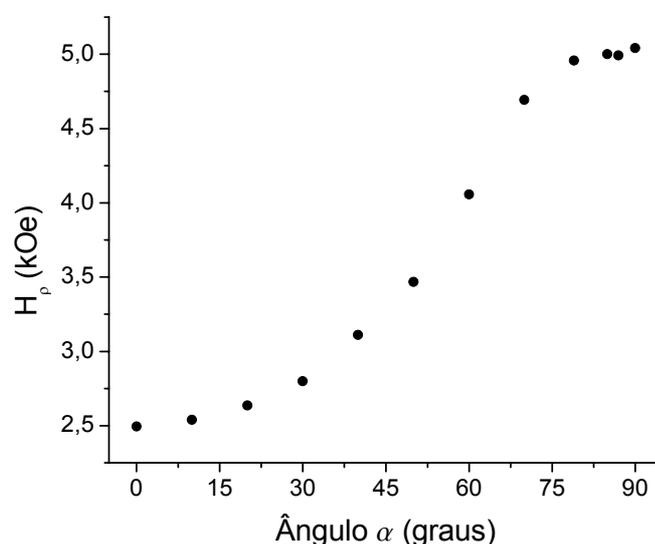


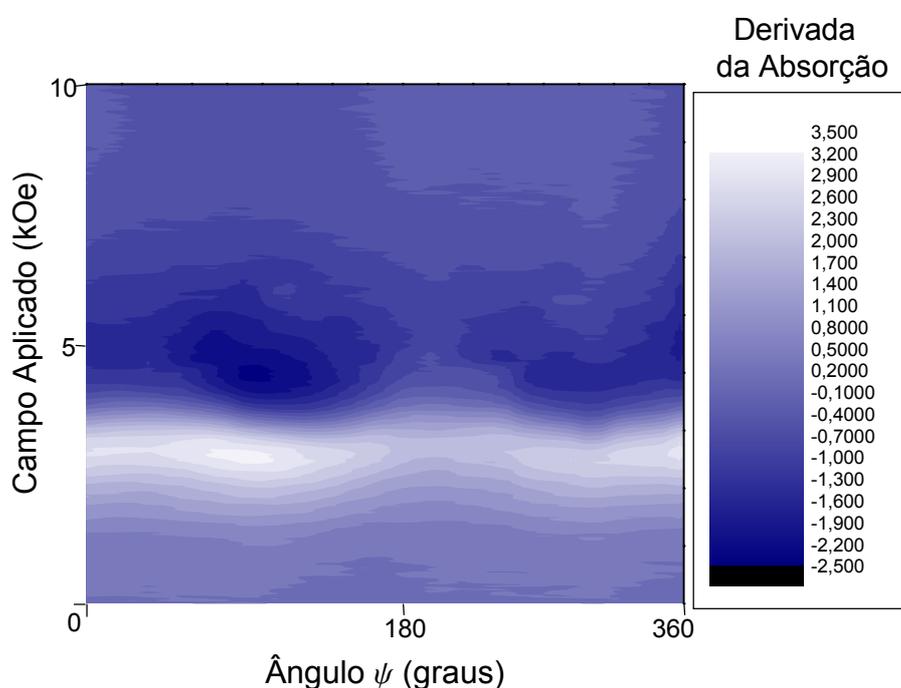
Figura 4-5. Comportamento de  $H_p$  em função de  $\alpha$  para o modo ferromagnético observado na variação para fora do plano para a amostra não submetida a tratamento térmico. Variação típica para filmes finos com pequena magnetização efetiva.

Amostra	$H_{//}$ (kOe)	$H_{\perp}$ (kOe)	$4\pi M_{ef}$ (kOe)
Não Tratada	(2,49±0,02)	(5,04±0,05)	(1,78±0,04)
T <sub>T</sub> =180°C	(2,33±0,02)	(5,31±0,05)	(2,10±0,04)
T <sub>T</sub> =250°C	(2,01±0,02)	(7,36±0,07)	(3,91±0,06)
T <sub>T</sub> =300°C	(2,17±0,02)	(7,97±0,08)	(4,24±0,06)
T <sub>T</sub> =325°C	(2,1±0,2)	(9,1±0,3)	(5,2±0,3)

Tabela 4-1. Cálculo da magnetização efetiva (modo ferromagnético).

O aumento do valor de  $M_{ef}$  com o tratamento térmico caracteriza a variação conjunta da magnetização de saturação das partículas ferromagnéticas e da anisotropia efetiva uniaxial perpendicular ao plano dos filmes, conforme a expressão (3-4).

Quanto às variações no plano, apenas a amostra não submetida a tratamento térmico apresenta uma anisotropia uniaxial clara (figura 4-6). Sua multiplicidade está bem definida se observamos os valores máximos da derivada da absorção, o que não ocorre com tanta clareza quanto aos mínimos. Isto reflete a assimetria entre valores máximos e mínimos dos espectros, que também pode ser notada no espectro apresentado na figura 4-1 para esta amostra. Rodbell [2] constatou uma forma assimétrica semelhante nos espectros obtidos em amostras monocristalinas com 2% de Co e a atribuiu a desvios na “esfericidade” das partículas de Co, mas tanto a sobreposição de dois modos quanto efeitos da atenuação da microonda sobre a difusão dos elétrons de condução [60,61,62] também podem produzir um espectro com tal forma.



*Figura 4-6. Mapa de contorno construído com 40 espectros de RFM obtidos com a variação da posição da amostra não submetida a tratamento térmico no plano. Há uma pequena anisotropia com uma simetria de multiplicidade 2.*

#### 4.4 Filmes Granulares Co(30%)-Cu(70%)

As tendências gerais de variação dos espectros na configuração paralela para estes filmes são semelhantes às observadas para as amostras com 10% de Co (figura 4-7). A presença de dois modos só foi constatada nos espectros obtidos com a amostra não tratada (figura 4-14).

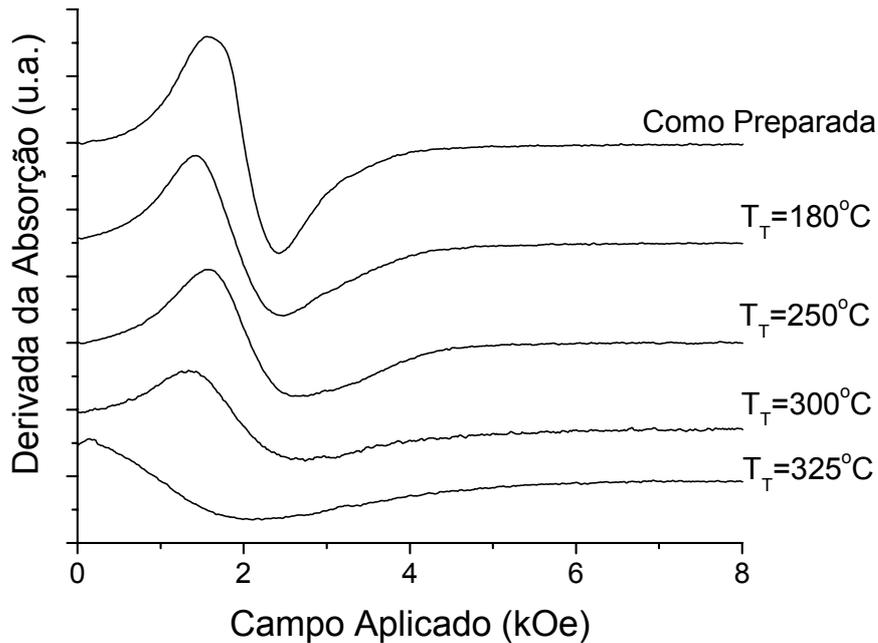


Figura 4-7. Espectros de RFM obtidos com as amostras granulares com 30% de Co na configuração paralela.

A variação dos parâmetros do modo observado na configuração paralela é apresentada na figura 4-8 (os parâmetros apresentados para a amostra não tratada são do modo que ocorre em campos mais altos). As alterações mais significativas ocorrem a partir do tratamento térmico a  $300^\circ\text{C}$ , sendo que de forma abrupta para a amostra tratada a  $325^\circ\text{C}$ .

Os altos valores observados para a largura refletem a estrutura policristalina com grãos ferromagnéticos. A análise conjunta das variações da amplitude e da largura reflete uma evolução para uma estrutura menos homogênea mas com aproximadamente o mesmo volume de material com comportamento ferromagnético à medida que a temperatura de tratamento é aumentada.

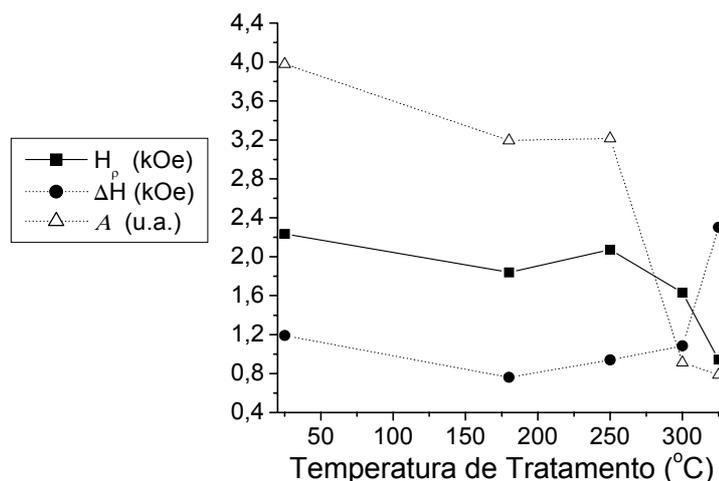


Figura 4-8. Principais parâmetros obtidos com as amostras granulares com 30% de Co na configuração paralela ( $\alpha=0^\circ$ ). Os parâmetros para a amostra não tratada foram representados com temperatura de tratamento 25°C. As linhas são apenas um auxílio visual.

Nas figuras 4-9 e 4-10 apresentamos os espectros obtidos na configuração perpendicular. Exceto o espectro obtido com a amostra tratada a 325°C, todos os outros apresentam modos de ondas de spin evidentes (sobrepostos para a amostra tratada a 300°C). Como as amostras têm espessuras nominais de 500nm estes modos não podem ser classificados nos regimes magnetostático ou de propagação eletromagnética [42], já que para  $n \geq 1$  temos vetores de onda  $k \geq 6,3 \times 10^6 \text{m}^{-1}$ .

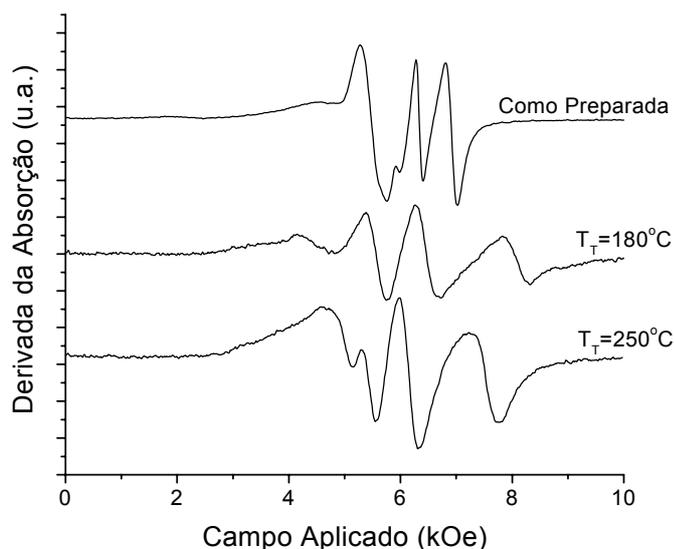


Figura 4-9. Espectros de RFM obtidos com as amostras granulares com 30% de Co na configuração perpendicular ( $\alpha=90^\circ$ ). Além do modo uniforme, outros quatro modos de ondas de spin são evidentes no espectro da amostra não tratada e outros três nas tratadas a  $180^\circ\text{C}$  e a  $250^\circ\text{C}$ .

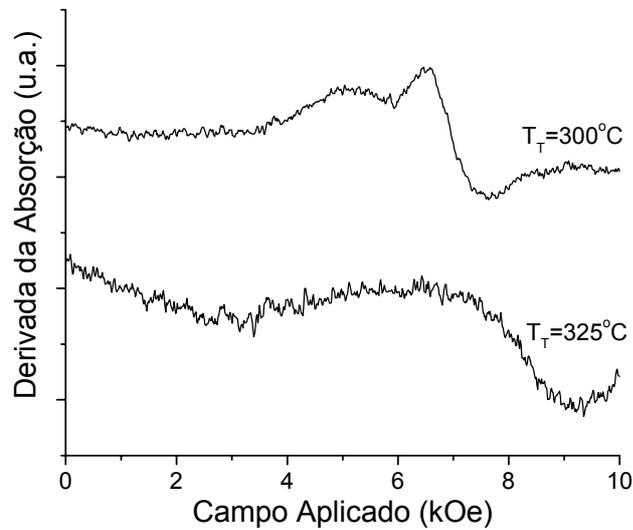


Figura 4-10. Espectros de RFM obtidos com as amostras granulares com 30% de Co na configuração perpendicular ( $\alpha=90^\circ$ ) tratadas a  $300^\circ\text{C}$  e a  $325^\circ\text{C}$ .

Com a excitação dos modos de ondas de spin, é preciso considerar o efeito da interação de troca já que os spins deixam de ser colineares. Isto pode ser feito incorporando esta contribuição à equação de movimento da magnetização e este procedimento resulta na equação (4-1) [1, 6, 56] para a configuração perpendicular .

$$H_n = \left( \frac{\omega_n}{\gamma} \right) = H_\perp - 4\pi M_{ef} - \left( \frac{2A_{ef}}{M_S} \right) \left( \frac{n\pi}{L} \right)^2, \quad (4-1)$$

onde  $D_{ef} = \frac{2A_{ef}}{M_S}$  é a constante de rigidez efetiva de ondas de spin e  $A_{ef}$  a constante de troca efetiva. Adotamos a denominação “efetiva” para as constantes porque estamos lidando com sistemas granulares em que a interação de troca ocorre entre as partículas magnéticas imersas numa matriz não-magnética e não num meio magnético contínuo.

Na figura 4-11 apresentamos os valores medidos para o campo externo para ressonância dos diferentes modos observados. O comportamento linear em função de  $n^2$  permite o cálculo das constantes de rigidez de ondas de spin a partir do ajuste

da expressão (4-1), os resultados desses ajustes são apresentados na tabela 4-2. Os valores obtidos para  $D_{ef}$  estão muito próximos do valor obtido por Tannenwald e Weber [3] para um filme de Co com estrutura policristalina cfc, o que concorda com os resultados obtidos por raios X com nossas amostras e indica um forte acoplamento ferromagnético entre os aglomerados de Co (ou ricos em Co). É importante notar que para o Co volumétrico hc o valor de  $D$  é de aproximadamente  $4,1 \times 10^{-9} \text{erg} \cdot \text{cm}^2 / \text{emu}$ .

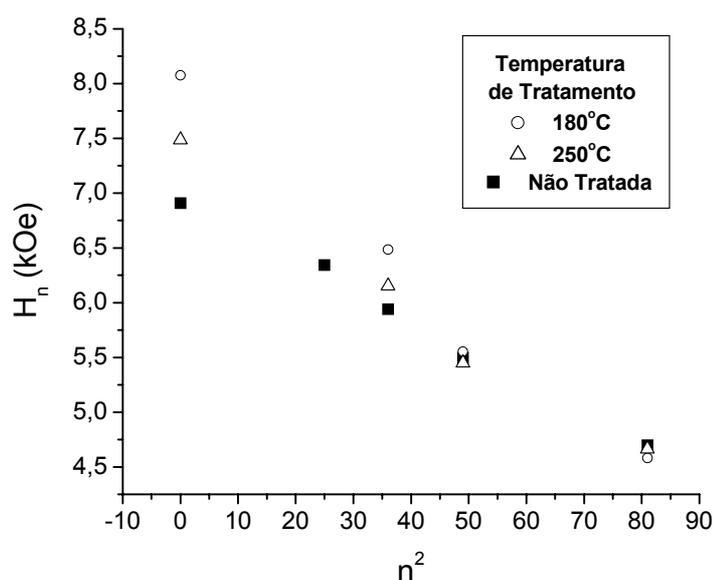


Figura 4-11. Campo externo para ressonância dos diferentes modos observados. O comportamento linear típico em função de  $n^2$  permite o cálculo das constantes de rigidez de ondas de spin (Tabela 4-2).

Amostra	$D_{ef} (\times 10^{-9} \text{erg} \cdot \text{cm}^2 / \text{emu})$
Não Tratada	$(1,76 \pm 0,02)$
Tratada a 180°C	$(2,09 \pm 0,08)$
Tratada a 250°C	$(1,90 \pm 0,04)$
Filme de Co	$D = (2,0 \pm 0,1)$

Tabela 4-2. Valores obtidos para  $D_{ef}$  a partir da ressonância de ondas de spin para três filmes granulares e de  $D$  para um filme de Co cfc de 294nm, este último extraído de [3].

Pode-se mostrar [1] que a probabilidade máxima de excitação de ondas de spin ocorre para  $k \sim 1/\delta$ , onde  $\delta$  é o comprimento de atenuação (clássico). Esta condição é satisfeita pelos filmes por nós estudados, mas há uma atenuação significativa da microonda ao longo da espessura desses filmes [ver tabela 1-1], fazendo com que o campo eletromagnético no interior do material não seja uniforme ao longo de toda a espessura do filme. Sob campos uniformes e condições de contorno, como fortes anisotropias de superfície, que limitem o movimento dos spins superficiais, apenas ondas de spin com modos ímpares ( $n=1,3,5,\dots$ ) podem ser excitadas e a amplitude destas decresce com o aumento de  $n$  [5, 6, 15, 56]. Assim, o fato de observarmos modos pares e de não observarmos um comportamento claro para a variação das amplitudes dos modos de ressonância (diretamente relacionados às amplitudes das ondas de spin) pode ter origem na conjunção das condições: não-uniformidade do campo eletromagnético no interior das amostras, spins superficiais não completamente estacados e estrutura policristalina, que contribui para o alargamento e conseqüentemente para a sobreposição dos modos.

Na figura 4-12 apresentamos os valores obtidos para o campo externo para ressonância do modo uniforme para a varredura para fora do plano para as amostras tratadas até 300°C. O comportamento é típico e pode ser descrito pela equação (3-3). As ondas de spin são evidentes num intervalo de 20° em torno da configuração perpendicular. Os valores calculados para  $4\pi M_{ef}$  a partir dos valores de  $H_{\perp}$  e  $H_{\parallel}$  são apresentados na tabela 4-3. Há um crescimento inicial seguido de dois valores muito próximos com o aumento da temperatura de tratamento. Para a amostra tratada a 325°C as incertezas na determinação dos parâmetros espectrais não nos permitem um cálculo confiável da magnetização efetiva.

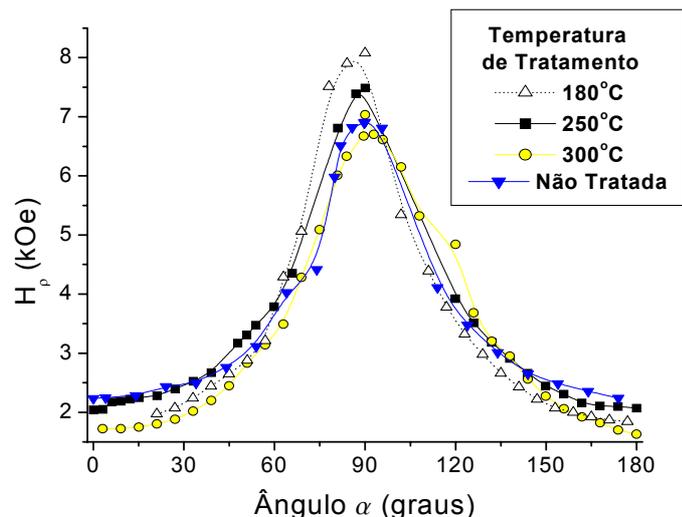


Figura 4-12. Comportamento de  $H_{\perp}$  em função de  $\alpha$  para o modo mais intenso observado em toda a variação para fora do plano para as amostras submetidas aos diferentes tratamentos térmicos. As linhas são apenas um auxílio visual.

Amostra	$H_{\parallel}$ (kOe)	$H_{\perp}$ (kOe)	$4\pi M_{ef}$ (kOe)
Não Tratada	$(2,24 \pm 0,02)$	$(6,91 \pm 0,07)$	$(3,37 \pm 0,06)$
Tratada a 180°C	$(1,84 \pm 0,02)$	$(8,08 \pm 0,08)$	$(4,63 \pm 0,07)$
Tratada a 250°C	$(2,04 \pm 0,02)$	$(7,49 \pm 0,07)$	$(3,98 \pm 0,06)$
Tratada a 300°C	$(1,63 \pm 0,02)$	$(7,03 \pm 0,07)$	$(4,00 \pm 0,06)$

Tabela 4-3. Parâmetros obtidos para as amostras granulares com 30% de Co.

Como visto, os resultados apresentados pelas figuras de 4-7 a 4-10 indicam que as mudanças mais significativas nas amostras ocorrem para as temperaturas de tratamento de 300 e 325°C. Numa tentativa de elucidar tais mudanças empregando a RFM, estudamos uma amostra em forma de placa (~0,5mm de espessura) composta por uma mistura heterogênea com 30% de Co e 70% de Pd. Um espectro obtido com esta placa nas mesmas condições experimentais das medidas com os filmes granulares é apresentado na figura 4-13, assim como o espectro obtido com o filme granular com 30% de Co tratado a 325°C na configuração paralela (configuração em que o campo desmagnetizante é muito pouco intenso). A semelhança entre estes espectros e os resultados anteriores nos permite dizer que o tratamento térmico favorece o crescimento de aglomerados de Co, inicialmente preservando a solução metaestável Co-Cu e, a partir de um certo valor da

temperatura de tratamento, provoca mudanças estruturais no material transformando-o numa mistura heterogênea.

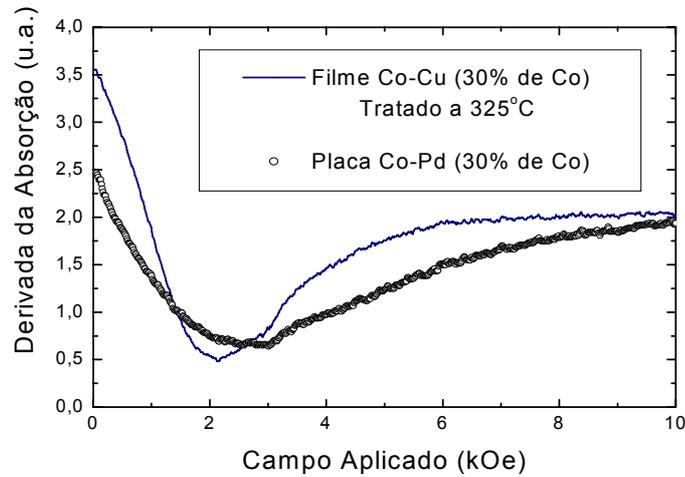


Figura 4-13. Comparação entre o espectro de RFM do filme tratado a 325°C na configuração paralela e o de uma placa composta por uma mistura heterogênea Co-Pd.

Quanto às anisotropias no plano para estes filmes com 30% de Co, a presença de dois modos de ressonância só foi constatada na amostra não submetida a tratamento térmico, nas demais observamos apenas um modo. Na figura 4-14 apresentamos dois espectros obtidos na varredura no plano, os modos estão bem sobrepostos e apenas em certas orientações podemos discriminá-los. Nas figuras 4-15 a 4-18 podemos acompanhar as variações destes modos em relação a  $\psi$ . Na figura 4-16 também apresentamos os ajustes obtidos com a expressão 2-6 para os dois modos, os valores obtidos para os parâmetros foram:  $4\pi M_{ef}=(3,4\pm 0,1)\text{kOe}$ ,  $2K_{ij}/Ms=(10\pm 1)\times 10\text{ Oe}$  e  $\alpha_{ij}=(0,01\pm 0,02)\text{rad}$  para o modo 1, e  $4\pi M_{ef}=(2,1\pm 0,1)\text{kOe}$ ,  $2K_{ij}/Ms=(28\pm 1)\times 10\text{ Oe}$  e  $\alpha_{ij}=(0,01\pm 0,02)\text{rad}$  para o modo 2 (assumindo  $g=2,2$ ). Exceto na configuração paralela e na região em que as ondas de spin aparecem, apenas um modo é evidente, portanto, não podemos fazer uma comparação para os dois modos entre os valores obtidos para  $4\pi M_{ef}$  pelos ajustes e os calculados a partir da expressão 3-6 como fizemos no capítulo 3. No entanto, o valor obtido para o primeiro modo com o ajuste é muito próximo do apresentado na tabela 4-3, estando este último dentro da margem de incerteza do primeiro.

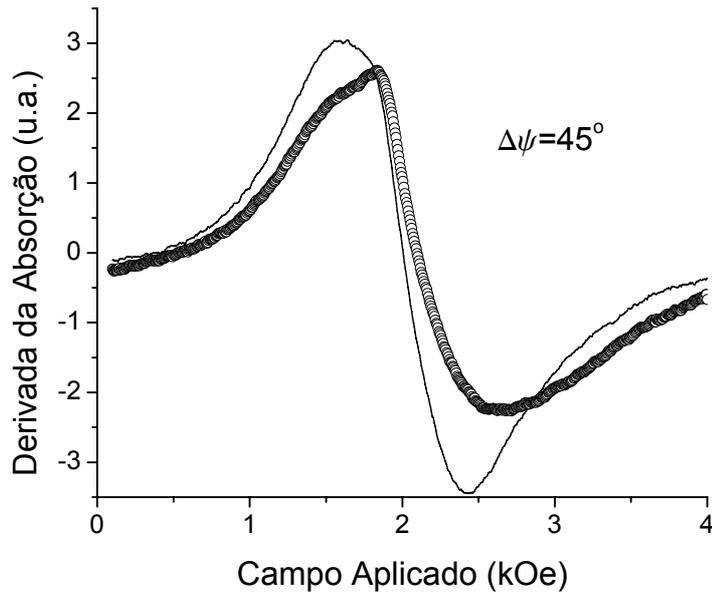


Figura 4-14. Comparação entre dois espectros do filme não tratado na configuração paralela em duas posições angulares com uma diferença angular de 45°. Embora sobrepostos, dois modos são evidentes.

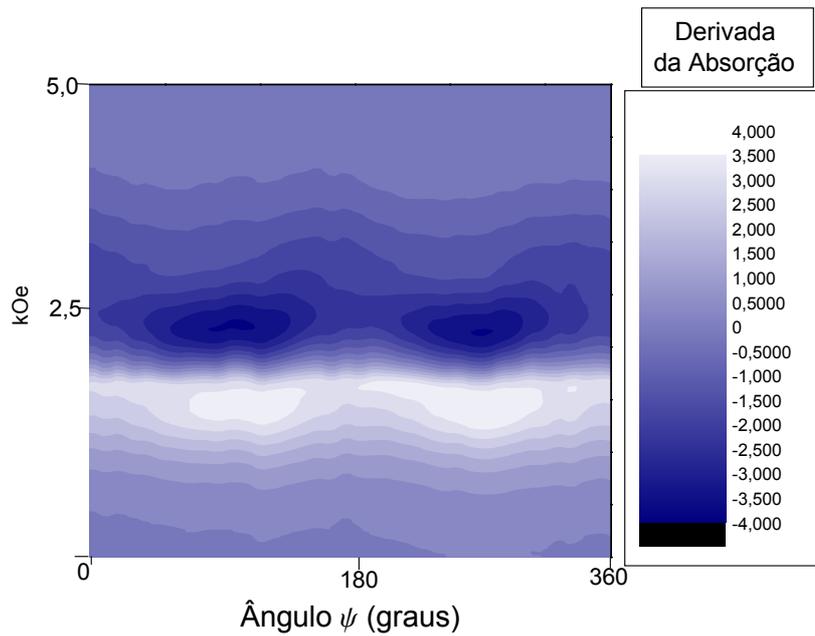


Figura 4-15. Mapa de contorno construído com 75 espectros de RFM obtidos com a variação da posição da amostra no plano do filme não submetido a tratamento térmico. Há uma anisotropia pequena mas com uma simetria de multiplicidade 2 bem definida.

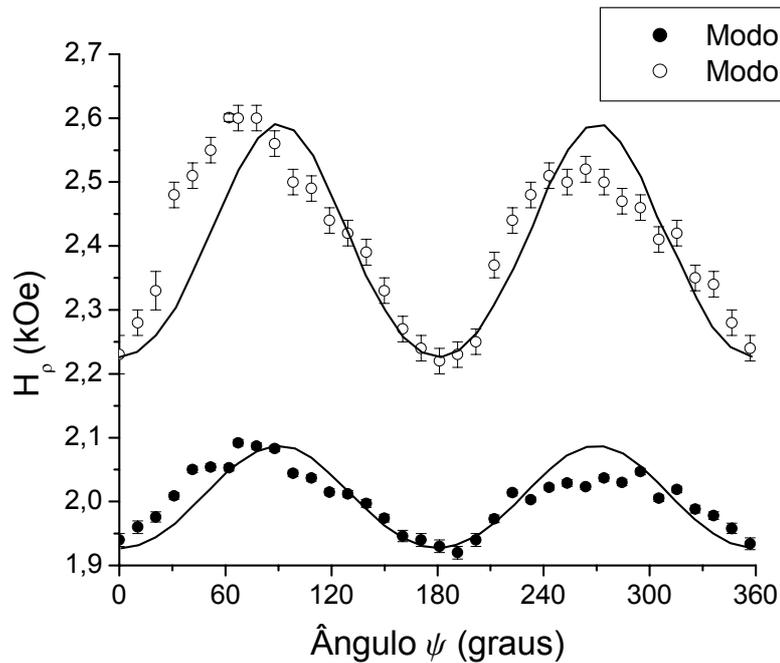


Figura 4-16. Comportamento de  $H_\rho$  em função de  $\psi$  para os dois modos observados na configuração paralela. As linhas são ajustes obtidos com a expressão (2-6) cujos parâmetros são  $4\pi M_{ef} = (3,4 \pm 0,1) \text{ kOe}$ ,  $2K_u/Ms = (10 \pm 1) \times 10 \text{ Oe}$  e  $\alpha_u = (0,01 \pm 0,02) \text{ rad}$  para o modo 1 e  $4\pi M_{ef} = (2,1 \pm 0,1) \text{ kOe}$ ,  $2K_u/Ms = (28 \pm 1) \times 10 \text{ Oe}$  e  $\alpha_u = (0,01 \pm 0,02) \text{ rad}$  para o modo 2.

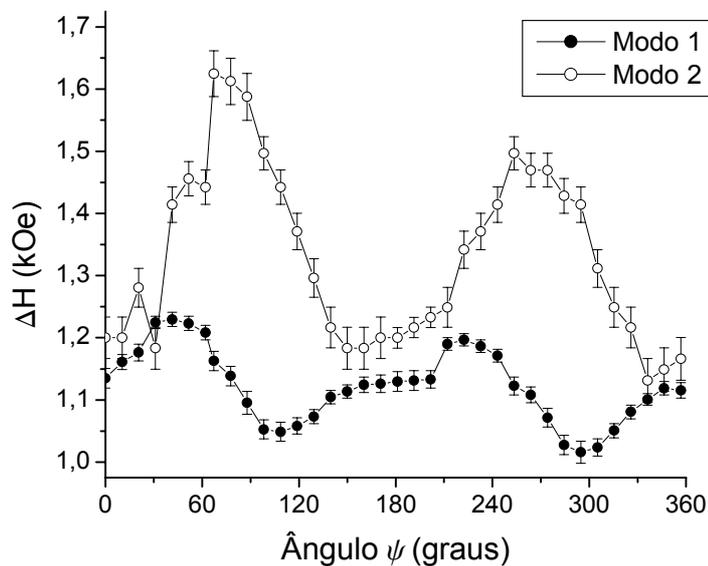


Figura 4-17. Comportamento de  $\Delta H$  em função de  $\psi$  para os dois modos observados na configuração paralela. As linhas são apenas um auxílio visual. Podemos notar a simetria de multiplicidade 2.

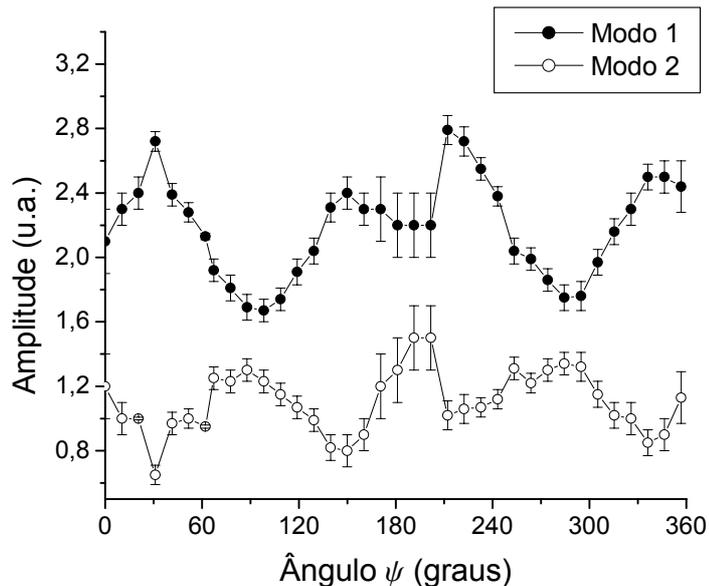


Figura 4-18. Comportamento de  $\Delta H$  em função de  $\psi$  para os dois modos observados na configuração paralela. As linhas são apenas um auxílio visual.

Assim como na maior parte dos outros filmes estudados, todos os granulares com 30% de Co apresentam uma anisotropia uniaxial no plano. Ajustamos expressões teóricas apenas aos resultados experimentais obtidos com a amostra não submetida a tratamento térmico, mas as anisotropias no plano das demais podem ser observadas nos mapas de contorno das figuras de 4-19 a 4-22. Pode-se dizer que o tratamento térmico reforça a anisotropia no plano presente desde a deposição, embora os resultados obtidos para todas as amostras sejam muito similares.

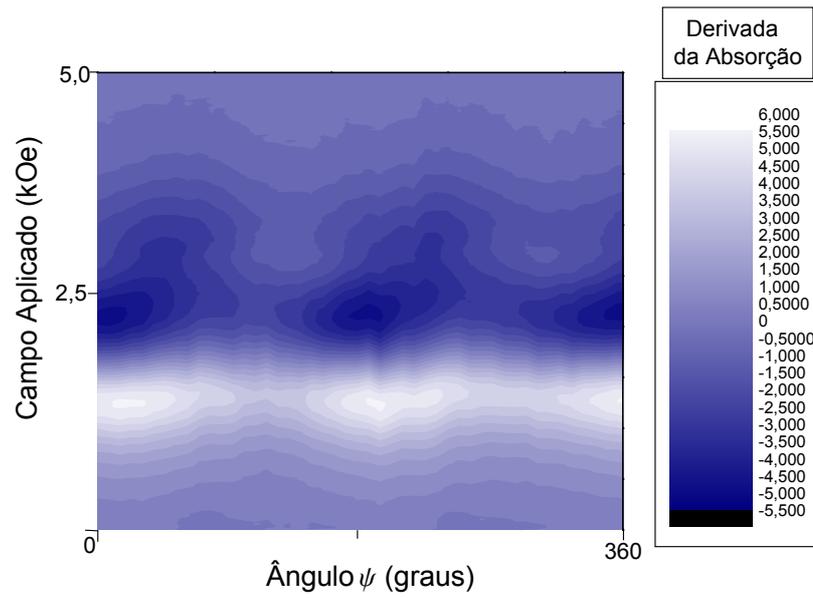


Figura 4-19. Mapa de contorno construído com 47 espectros de RFM obtidos com a amostra tratada a 180°C na varredura no plano.

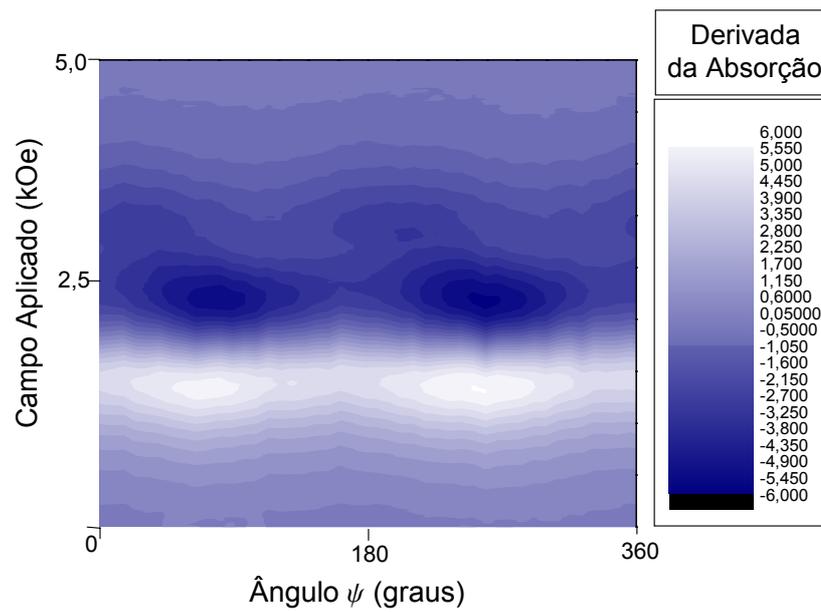


Figura 4-20. Mapa de contorno construído com 47 espectros de RFM obtidos com a amostra tratada a 250°C na varredura no plano.

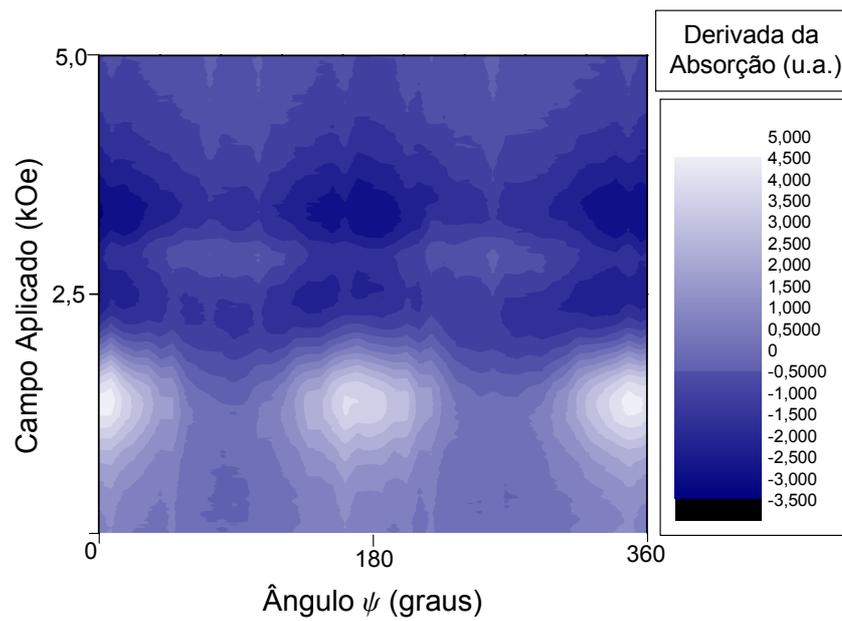


Figura 4-21. Mapa de contorno construído com 47 espectros de RFM obtidos com a amostra tratada a 300°C na varredura no plano.

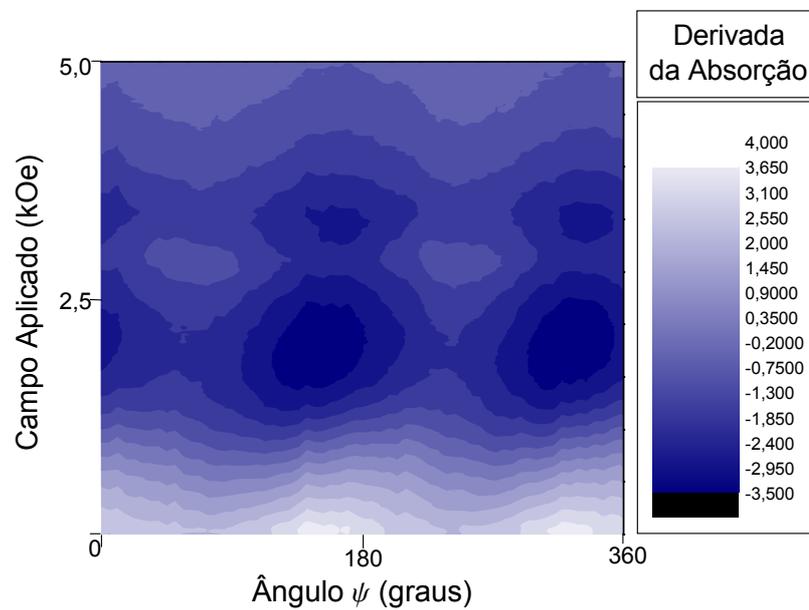


Figura 4-22. Mapa de contorno construído com 64 espectros de RFM obtidos com a amostra tratada a 325°C na varredura no plano.

## 4.5 Conclusões

A partir de trabalhos que fazem uso de técnicas de raios X, de curvas de magnetização e de medidas de magneto-resistência gigante [20-24,62], microscopia de transmissão eletrônica e suscetibilidade CA [25] e RMN [54], pode-se descrever os principais efeitos do tratamento térmico sobre amostras granulares  $\text{Co}_x\text{Cu}_{100-x}$ , com  $x \leq 35$ , preparadas por métodos de deposição de não equilíbrio.

De uma forma geral, o aquecimento leva a um aumento do número de aglomerados de Co ou ricos em Co, o que pode ocorrer às custas do Co atômicamente diluído, embora possa ocorrer diminuição em certos intervalos de temperatura. Estas alterações no tamanho naturalmente estão associadas à transição de um comportamento superparamagnético para um ferromagnético, que pode ou não ocorrer dependendo da quantidade de Co “disponível”.

O valor da magnetização de saturação cresce até uma determinada temperatura a partir da qual passa a decrescer suavemente. Esta temperatura característica depende do método de deposição particular, sendo em torno de 300°C para filmes preparados por evaporação e 550°C para preparados por *sputtering*. Para filmes preparados por *melt-spinning*, os trabalhos citados apresentam resultados para temperatura de tratamento até 700°C, há apenas um relato de decréscimo da magnetização de saturação a partir de uma terminada temperatura [62], nos demais não se observa decréscimo mas a taxa de crescimento reduz-se substancialmente a partir de 600°C.

Nossos resultados obtidos com RFM concordam, de uma forma geral, com todas estas alterações estruturais ocorridas com o tratamento térmico descritas na literatura.

Os valores obtidos para a magnetização efetiva para os dois conjuntos de amostras, 10% e 30% de Co, apresentam uma taxa de crescimento que inicialmente é acentuada e depois se reduz. O crescimento inicial pode ser atribuído ao aumento da magnetização de saturação e o comportamento final pode estar sob influência da variação da anisotropia efetiva perpendicular ao plano, por sua vez decorrente do aumento do tamanho e do número de aglomerados ricos em Co.

Os espectros de ondas de spin mostram que há forte acoplamento entre os aglomerados de Co, ou ricos em Co, e que estes tem estrutura cúbica.

A única contradição clara entre nossos resultados e os estudos citados está relacionada a uma interpretação apresentada por Viegas *et al.* [24] para explicar o decréscimo da magnetização a partir da temperatura de tratamento de 300°C. Nesta interpretação, o decréscimo decorreria de uma diminuição no número de partículas superparamagnéticas a partir da temperatura citada. Isto não pode ser confirmado pelos resultados apresentados nas figuras 4-2, 4-3 e 4-4, que indicam um contínuo aumento da contribuição superparamagnética com o aumento da temperatura de tratamento.

Além dessas comparações com resultados obtidos por outras técnicas, nossos estudos com a RFM nos permitem observar e caracterizar pequenas anisotropias no plano que normalmente são desprezadas.



## Conclusões e Perspectivas

Analisamos anisotropias magnéticas, perpendiculares e no plano, de filmes finos a partir de espectros de Ressonância Ferromagnética. Campos de anisotropia efetiva foram determinados para a maioria das amostras estudadas, e para o filme de Fe monocristalino obtivemos a constante de anisotropia magnetocristalina de primeira ordem. A maioria das amostras apresenta anisotropia uniaxial no plano, provavelmente com origem em tensões mecânicas residuais, cujos campos vão de alguns Oe para os filmes monocamadas a centenas de Oe para os granulares. É importante ressaltar que tanto o método de deposição quanto os substratos, Si(111), são os mesmos para todas amostras. A detecção destas pequenas anisotropias no plano demonstra a alta sensibilidade da técnica e sua capacidade na caracterização destas anisotropias.

Com o conjunto de amostras multicamadas Co/Pd, para os quais tínhamos a expectativa de que apresentassem eixo fácil para a magnetização perpendicular ao plano, observamos apenas a tendência de mudança para esta orientação à medida que consideramos as amostras com camadas de Co mais finas. A presença de pelo menos dois modos de ressonância também foi observada. Nossos resultados mostram a necessidade de um modelo mais acurado para a descrição da estrutura destes filmes tanto para se obter mais informações sobre as anisotropias que influenciam seu comportamento magnético quanto para esclarecer a origem dos modos de ressonância observados.

O estudo dos modos de ressonância ferromagnéticos e superparamagnéticos e dos espectros de ondas de spin que foram observados com os filmes granulares contribuiu na interpretação das alterações no comportamento magnético decorrentes do tratamento térmico a que estes foram submetidos.

Ainda em relação aos filmes finos granulares, há duas perspectivas interessantes de aplicação de RFM no seu estudo. Pode-se determinar a distribuição de tamanho de partículas superparamagnéticas de uma amostra granular a partir das intensidades de espectros de RFM obtidos em diferentes temperaturas, na literatura há modelos teóricos e trabalhos experimentais em precipitados de

$\text{MgFe}_2\text{O}_4$  em  $(\text{Mg,Fe})\text{O}$  [4, 57] que empregam tal procedimento, acreditamos que o mesmo possa ser feito em filmes como os que estudamos sem a necessidade de grandes adaptações do modelo. Por tratar-se de sistemas que apresentam magnetoresistência gigante, e de estar este fenômeno diretamente relacionado ao espalhamento dependente do spin dos elétrons de condução, talvez possamos estudar aspectos da magnetoresistência gigante a partir de uma análise detalhada da largura natural dos espectros de RFM. Esta última, como discutimos no capítulo 1, tem nos processos de relaxação spin-elétron uma de suas principais causas, tais processos já foram estudados teórica e experimentalmente (por meio de RFM) [1], mas, até onde sabemos, sistemas granulares com partículas ferromagnéticas dispersas numa matriz não-magnética ainda não foram estudados neste contexto.

## APÊNDICE A

### **MÉTODO EMPREGADO PARA DETERMINAÇÃO DOS PARÂMETROS ESPECTRAIS**

Como discutido na seção 1.4.2, um espectro de absorção de RFM é proporcional ao termo absorptivo  $\chi''$  da suscetibilidade dinâmica expresso por (1-40). Neste apêndice discutimos as semelhanças de uma curva lorentziana e a curva representada por  $\chi''$  e o método que empregamos para a determinação dos parâmetros espectrais.

Todos os parâmetros espectrais apresentados neste trabalho foram obtidos ajustando-se derivadas de curvas lorentzianas aos espectros experimentais. As barras de erro nos gráficos que apresentam estes parâmetros representam as incertezas de tais ajustes e não as incertezas experimentais. Estas últimas estão em torno de 1% para os valores de campo aplicado, assim, há casos em que as incertezas experimentais são maiores que as incertezas dos ajustes e vice-versa. Nos gráficos em que as barras de erro não são visíveis, seus valores são insignificantes na escala em questão.

Para mostrar a semelhança entre a curva representada pela expressão (1-40) e uma lorentziana é preciso, inicialmente, reescrevê-la em termos de campos magnéticos e não de frequências angulares, o que resulta na expressão (A-1).  $H$ ,  $H_R$ ,  $H_A$  e  $\alpha_{amort}$  são, respectivamente, o campo externo aplicado, o campo interno para a ressonância, o campo de anisotropia (resultante de diversas contribuições) e o parâmetro de amortecimento.

$$\chi'' = \frac{((H + H_A)^2 + H_R^2)\alpha_{amort}H_R M_S}{((H + H_A)^2 - H_R^2)^2 + 4\alpha_{amort}^2 H_R^2 H^2} \quad (A-1)$$

Se a expressão (A-2), que é uma curva lorentziana com máximo em  $(H_R - H_A)$  e largura a meia altura igual a  $(2\alpha_{amort} H_A)$ , for multiplicada pelo termo TM (A-3), obtém-se (A-1), ou seja,  $\chi'' = TM \times Lor$ .

$$Lor = \frac{A(\alpha_{amort}H_R)^2}{(H + H_A - H_R)^2 + (\alpha_{amort}H_R)^2} \quad (A-2)$$

$$TM = \frac{((H + H_A)^2 + H_R^2)((H + H_A - H_R)^2 + (\alpha_{amort}H_R)^2)M_S}{(4\alpha_{amort}^2 H_R^2 H^2 + ((H + H_A)^2 - H_R^2)^2)A\alpha_{amort}H_R} \quad (A-3)$$

Na figura A-1 mostramos uma comparação entre essas três expressões considerando valores característicos para o Co volumétrico e desconsiderando anisotropias. Podemos observar que com uma escolha adequada da constante  $A$ , a amplitude da lorentziana, reproduz-se com uma concordância quase perfeita a curva  $\chi''$ . Também podemos observar que o termo multiplicativo é praticamente constante nesta escala.

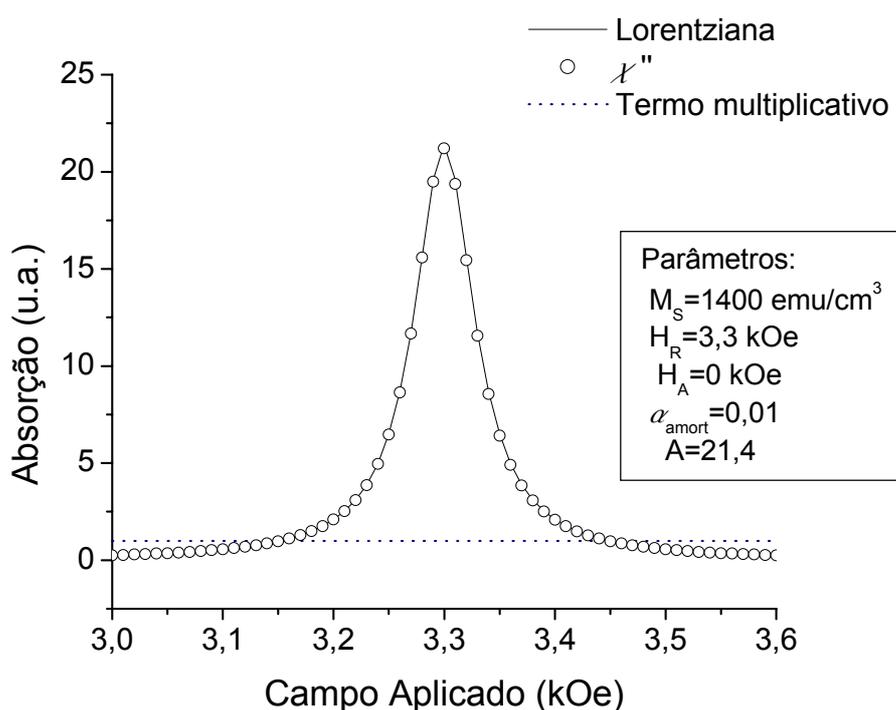


Figura A-1. Comparação entre a curva de  $\chi''$ , uma lorentziana e o termo TM. Utilizamos valores típicos para o Co volumétrico desconsiderando qualquer anisotropia.

Na figura A-2 há uma segunda comparação entre as curvas considerando-se agora um intenso campo de anisotropia. Novamente podemos observar grande semelhança entre  $\chi''$  e  $Lor$ . O termo multiplicativo apresenta uma pequena alteração na região próxima à ressonância.

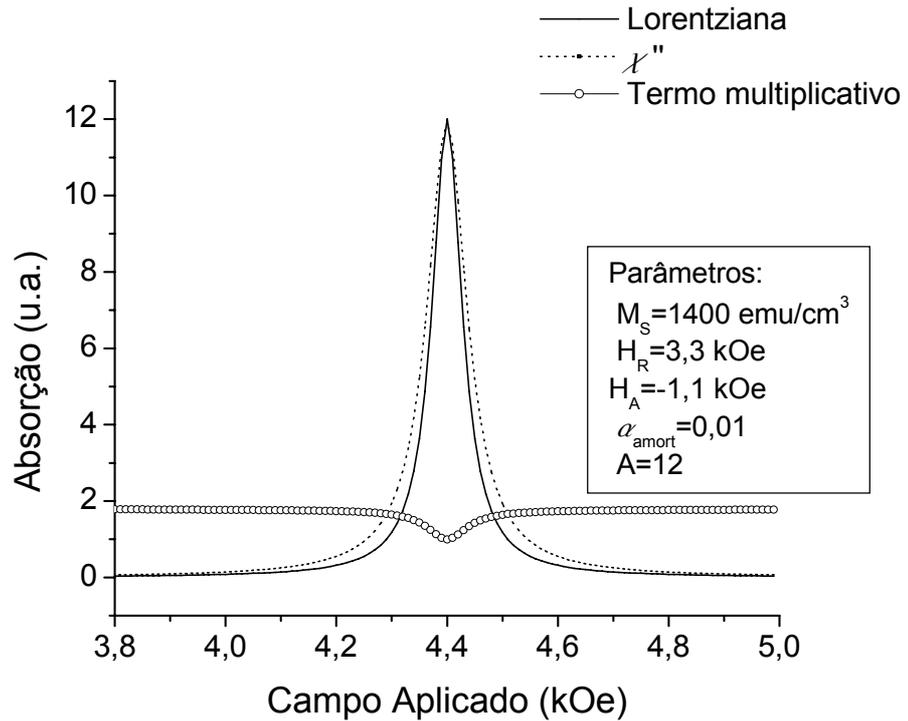


Figura A-2. Comparação entre a curva de  $\chi''$ , uma lorentziana e o termo TM. Utilizando valores típicos para o Co volumétrico e um campo de anisotropia de -1,1kOe.

Assim, podemos concluir que a curva lorentziana é uma boa aproximação para espectros de absorção de RFM obtidos com amostras e situações experimentais que satisfaçam as condições físicas assumidas para a dedução da expressão (1-40). Expressões para outras condições podem ser obtidas [18] e nem sempre uma curva lorentziana é uma boa aproximação. Em nossos resultados experimentais, os espectros podem ser muito bem reproduzidos por derivadas de curvas lorentzianas, embora nem todos os filmes estudados satisfaçam as condições apresentadas no capítulo 1.

Além de se lidar com uma expressão mais simples, o emprego das lorentzianas como aproximação traz outra vantagem: vários programas computacionais comerciais destinados a análises gráficas e tratamento de dados já trazem a lorentziana em sua lista de funções que podem ser ajustadas a dados fornecidos. O método de regressão não-linear do programa que utilizamos é baseado no algoritmo de Levenberg-Maquardt, que é um algoritmo para ajuste por quadrados mínimos amplamente utilizado [58, 59].

Nas figuras A-3 a A-7 apresentamos ajustes de derivadas de lorentzianas a alguns de nossos resultados experimentais. Nos dois primeiros exemplos, onde há apenas um modo de ressonância, os parâmetros poderiam ser determinados diretamente no espectro experimental sem a necessidade de ajustes, já nos demais, a sobreposição de dois e até quatro modos deixa clara a necessidade dos ajustes para uma determinação mais confiável dos parâmetros. Em todos estes exemplos, além de uma boa reprodução da forma do espectro, os ajustes resultam em valores muito próximos de 1 para o coeficiente de correlação  $R$  e valores baixos para o fator estatístico  $\chi^2$ .

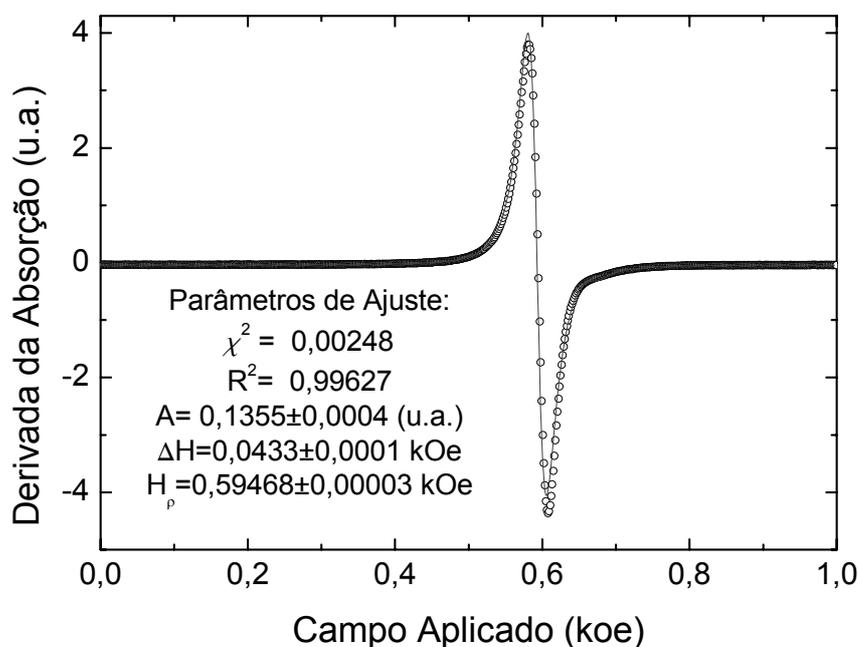


Figura A-3. Exemplo de ajuste da derivada de uma curva lorentziana a um espectro obtido com o filme de Fe monocristalino na varredura no plano. Os círculos são as medidas experimentais e a linha o ajuste.

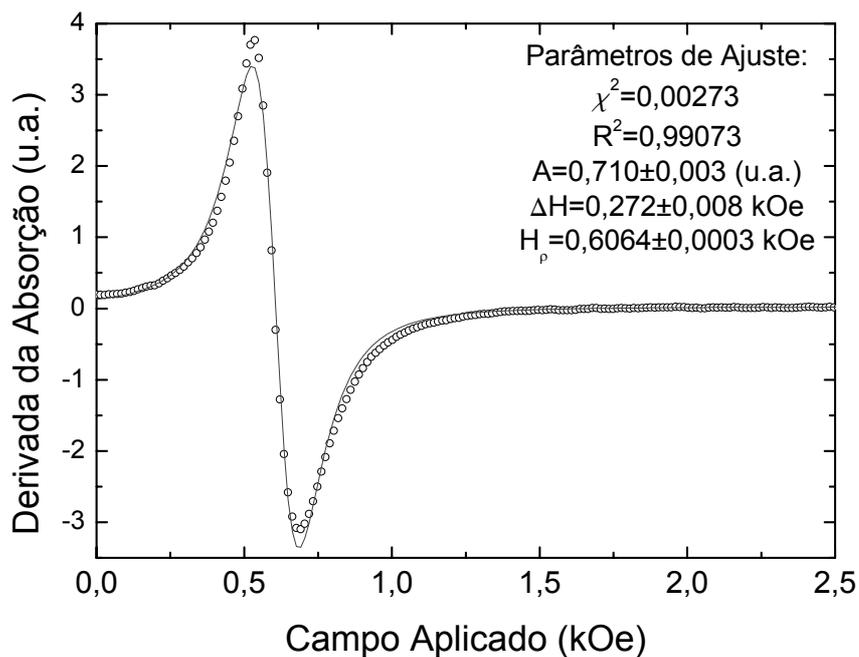


Figura A-4. Exemplo de ajuste da derivada de uma curva lorentziana a um espectro obtido com o filme de Co policristalino na varredura para fora do plano.

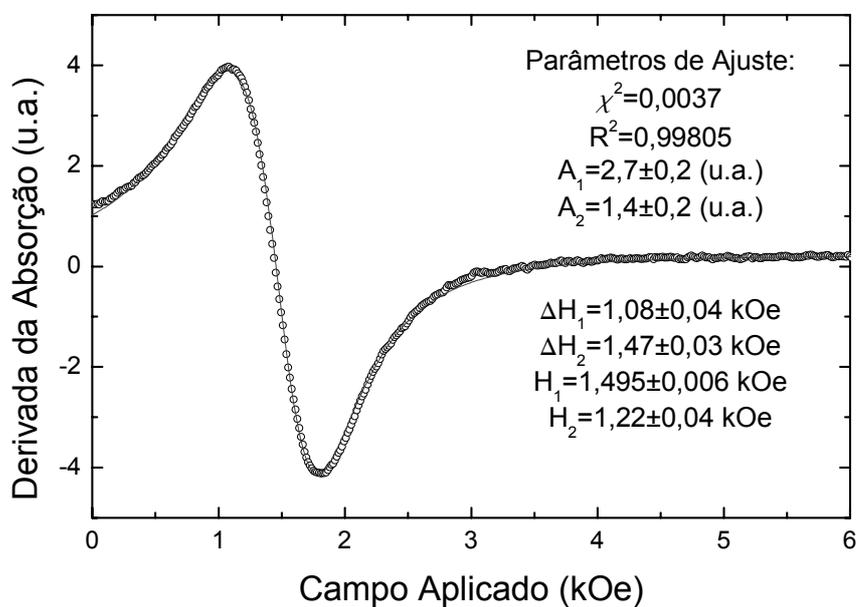


Figura A-5. Exemplo de ajuste da derivada da soma de duas curvas lorentzianas a um espectro obtido com o filme multicamada Co/Pd (com camadas de 6Å de Co) na varredura para fora do plano.

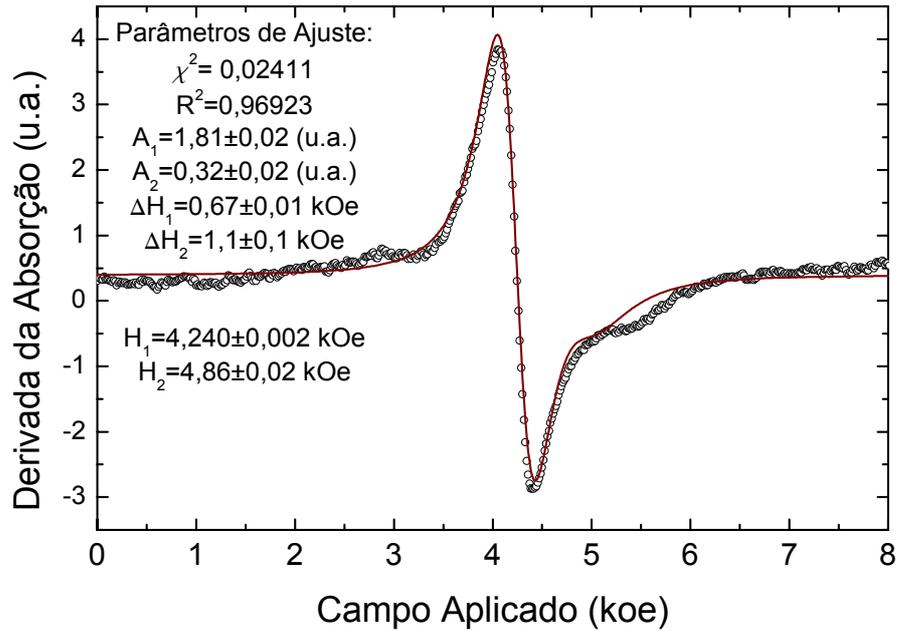


Figura A-6. Exemplo de ajuste da derivada da soma de duas curvas lorentzianas a um espectro obtido com o filme multicamada Co/Pd (com camadas de 4Å de Co) na varredura para fora do plano.

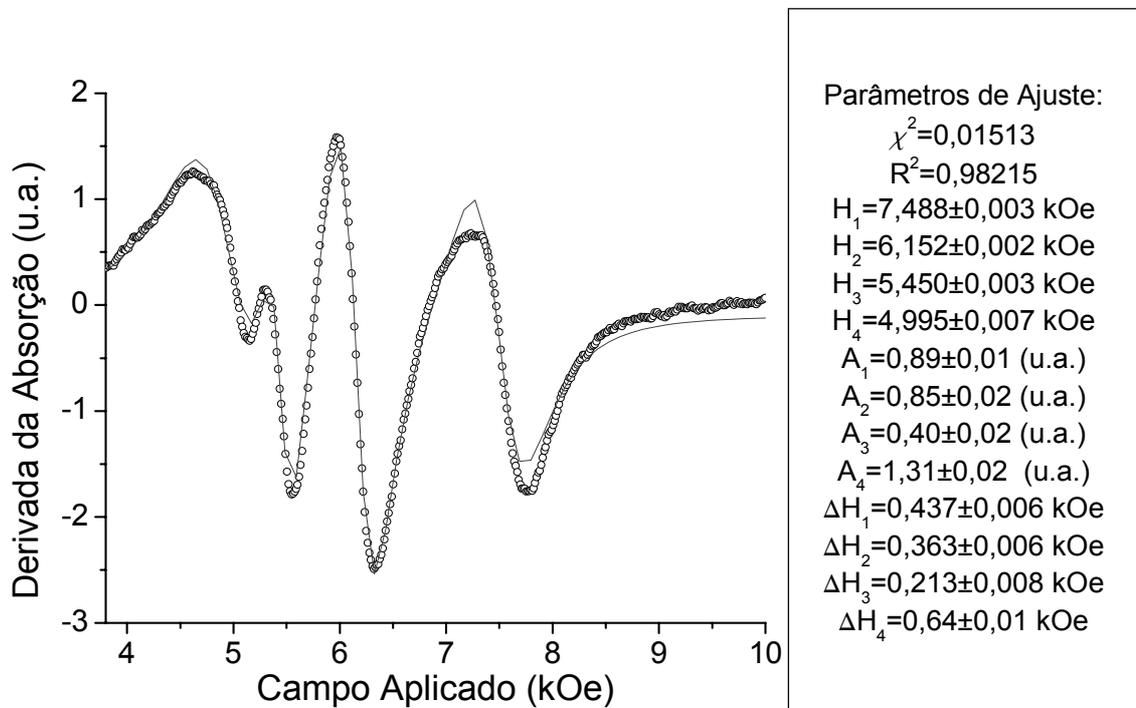


Figura A-7. Exemplo de ajuste da derivada da soma de quatro curvas lorentzianas a um espectro de ondas de spin obtido com o filme granular com 30% de Co tratado a 250°C.

## APÊNDICE B

### CONDIÇÕES DE EQUILÍBRIO E RESSONÂNCIA UTILIZADAS NO ESTUDO DO FILME DE Fe MONOCRISTALINO

No estudo apresentado no capítulo 2, duas rotações (caracterizadas pelos ângulos  $\xi$  e  $\beta$ ) foram utilizadas para projetar a magnetização num sistema de referência coincidente com os eixos cristalinos do Fe  $\{X'',Y'',Z''\}$ . Para obtermos a expressão (2-1) para a densidade de energia neste sistema em termos das coordenadas do laboratório  $\{X,Y,Z\}$ , precisamos inicialmente das expressões das componentes da magnetização (B-1). Sempre assumindo que o campo aplicado é suficientemente intenso para saturar a amostra.

$$\begin{aligned} M_X &= M_S \text{sen}[\theta] \cos[\varphi] \\ M_Y &= M_S \text{sen}[\theta] \text{sen}[\varphi] \\ M_Z &= M_S \cos[\theta] \end{aligned} \tag{B-1}$$

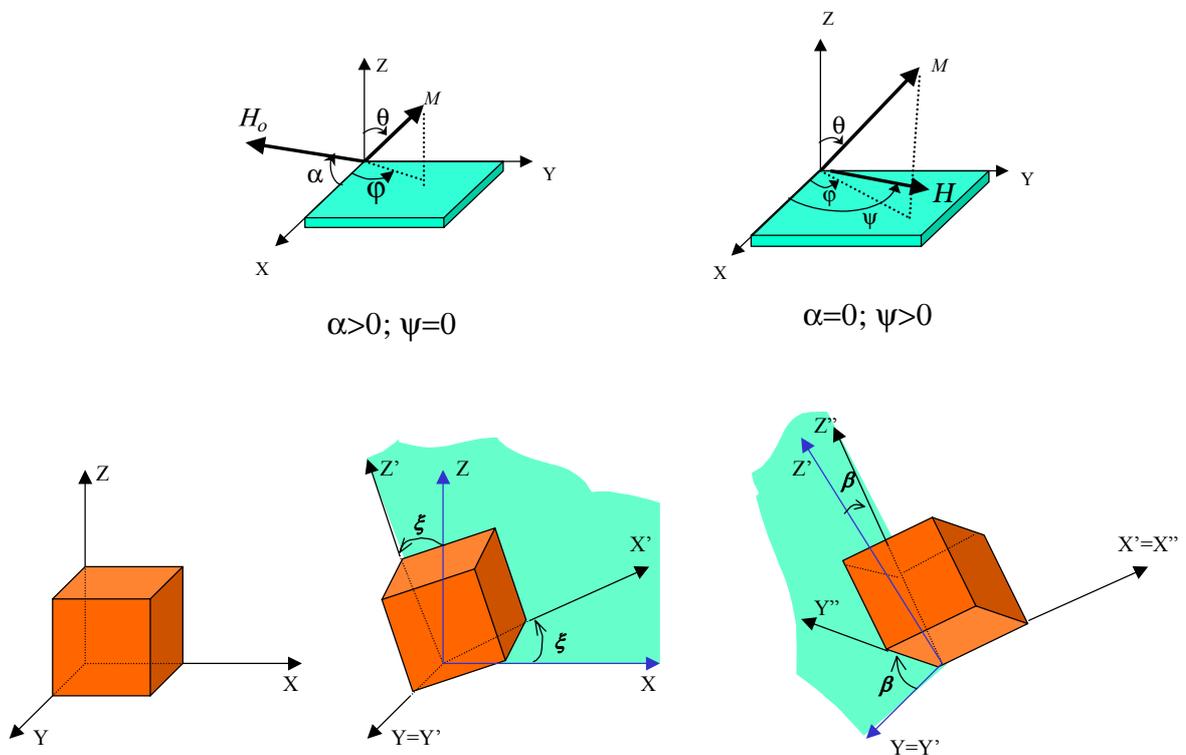


Figura B-1. Sistema de referência e rotações consideradas.

Após a aplicação das matrizes de rotação (B-2) à magnetização, obtemos as projeções no sistema do cristal de Fe (B-3).

$$R_y = \begin{pmatrix} \cos[\xi] & 0 & \text{sen}[\xi] \\ 0 & 1 & 0 \\ -\text{sen}[\xi] & 0 & \cos[\xi] \end{pmatrix} \quad R_x = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos[\beta] & \text{sen}[\beta] \\ 0 & -\text{sen}[\beta] & \cos[\beta] \end{pmatrix} \quad (\text{B-2})$$

$$\begin{aligned} P_X &= M_S \cos[\xi] \cos[\varphi] \text{sen}[\theta] + M_S \cos[\theta] \text{sen}[\xi] \\ P_Y &= -M_S \cos[\varphi] \text{sen}[\beta] \text{sen}[\theta] \text{sen}[\xi] + M_S \cos[\beta] \text{sen}[\theta] \text{sen}[\varphi] + M_S \cos[\theta] \cos[\xi] \text{sen}[\beta] \\ P_Z &= -M_S \cos[\beta] \cos[\varphi] \text{sen}[\theta] \text{sen}[\xi] - M_S \text{sen}[\beta] \text{sen}[\theta] \text{sen}[\varphi] + M_S \cos[\beta] \cos[\theta] \cos[\xi] \end{aligned} \quad (\text{B-3})$$

Como por definição os co-senos diretores  $\alpha_i$  são iguais a  $P_i/M_S$ , onde  $P_i$  é projeção da magnetização no eixo cristalino  $i''$ , dividindo as expressões (B-3) por  $M_S$  e substituindo em (2-1), podemos reescrever a densidade de energia livre da seguinte forma:

$$\begin{aligned} f &= -H_0 M_S (\cos[\theta] \text{sen}[\alpha] + \cos[\alpha] \cos[\varphi - \psi] \text{sen}[\theta]) + \\ &+ 2 M_S^2 \pi \cos[\theta]^2 - K_n \cos[\theta]^2 + K_u \text{sen}[\alpha_u - \varphi]^2 + \\ &+ \frac{K_2}{M_S^6} ((M_S \cos[\xi] \cos[\varphi] \text{sen}[\theta] + M_S \cos[\theta] \text{sen}[\xi])^2 \\ &+ (M_S \cos[\theta] \cos[\xi] \text{sen}[\beta] - M_S \cos[\varphi] \text{sen}[\beta] \text{sen}[\theta] \text{sen}[\xi] + M_S \cos[\beta] \text{sen}[\theta] \text{sen}[\varphi])^2 \\ &+ (M_S \cos[\beta] \cos[\theta] \cos[\xi] - M_S \cos[\beta] \cos[\varphi] \text{sen}[\theta] \text{sen}[\xi] - M_S \text{sen}[\beta] \text{sen}[\theta] \text{sen}[\varphi])^2) + \\ &+ \frac{K_1}{M_S^4} (((M_S \cos[\xi] \cos[\varphi] \text{sen}[\theta] + M_S \cos[\theta] \text{sen}[\xi])^2 \\ &+ (M_S \cos[\theta] \cos[\xi] \text{sen}[\beta] - M_S \cos[\varphi] \text{sen}[\beta] \text{sen}[\theta] \text{sen}[\xi] + M_S \cos[\beta] \text{sen}[\theta] \text{sen}[\varphi])^2) + \\ &+ ((M_S \cos[\xi] \cos[\varphi] \text{sen}[\theta] + M_S \cos[\theta] \text{sen}[\xi])^2 \\ &+ (M_S \cos[\beta] \cos[\theta] \cos[\xi] - M_S \cos[\beta] \cos[\varphi] \text{sen}[\theta] \text{sen}[\xi] - M_S \text{sen}[\beta] \text{sen}[\theta] \text{sen}[\varphi])^2) + \\ &+ ((M_S \cos[\theta] \cos[\xi] \text{sen}[\beta] - M_S \cos[\varphi] \text{sen}[\beta] \text{sen}[\theta] \text{sen}[\xi] + M_S \cos[\beta] \text{sen}[\theta] \text{sen}[\varphi])^2 \\ &+ (M_S \cos[\beta] \cos[\theta] \cos[\xi] - M_S \cos[\beta] \cos[\varphi] \text{sen}[\theta] \text{sen}[\xi] - M_S \text{sen}[\beta] \text{sen}[\theta] \text{sen}[\varphi])^2) \end{aligned} \quad (\text{B-4})$$

Para a varredura no plano ( $\alpha=0^\circ$ ), as condições de equilíbrio para a magnetização calculadas a partir de (B-4) são:

$$\theta = \pi/2 \quad e \quad (B-5)$$

$$\begin{aligned}
H_0 M_S \text{sen}[\varphi - \psi] = & \\
& K_u \text{sen}[2 \alpha_u - 2 \varphi] + 2 K_2 \cos[\xi]^2 \cos[\varphi] \text{sen}[\varphi] (\cos[\varphi] \text{sen}[\beta] \text{sen}[\xi] - \cos[\beta] \text{sen}[\varphi])^2 \\
& (\cos[\beta] \cos[\varphi] \text{sen}[\xi] + \text{sen}[\beta] \text{sen}[\varphi])^2 + \\
& + 2 K_2 \cos[\xi]^2 \cos[\varphi]^2 (\cos[\varphi] \text{sen}[\beta] \text{sen}[\xi] - \cos[\beta] \text{sen}[\varphi]) (\cos[\beta] \cos[\varphi] \text{sen}[\xi] + \text{sen}[\beta] \text{sen}[\varphi])^2 \\
& (\cos[\beta] \cos[\varphi] + \text{sen}[\beta] \text{sen}[\xi] \text{sen}[\varphi]) - \\
& - 2 K_2 \cos[\xi]^2 \cos[\varphi]^2 (\cos[\varphi] \text{sen}[\beta] \text{sen}[\xi] - \cos[\beta] \text{sen}[\varphi])^2 (\cos[\beta] \cos[\varphi] \text{sen}[\xi] + \text{sen}[\beta] \text{sen}[\varphi]) \\
& (\cos[\varphi] \text{sen}[\beta] - \cos[\beta] \text{sen}[\xi] \text{sen}[\varphi]) - \\
& - \frac{K_1}{2} (-2 \cos[\beta]^3 \text{sen}[\beta] \text{sen}[\xi] (2 \cos[\varphi]^4 \text{sen}[\xi]^2 + 3 (-3 + \cos[2 \xi]) \cos[\varphi]^2 \text{sen}[\varphi]^2 + 2 \text{sen}[\varphi]^4) + \\
& + 2 \cos[\beta] \text{sen}[\beta]^3 \text{sen}[\xi] (2 \cos[\varphi]^4 \text{sen}[\xi]^2 + 3 (-3 + \cos[2 \xi]) \cos[\varphi]^2 \text{sen}[\varphi]^2 + 2 \text{sen}[\varphi]^4) + \\
& + 4 \cos[\beta]^2 \cos[\varphi] \text{sen}[\varphi] (\cos[\xi]^2 (\cos[2 \xi] \cos[\varphi]^2 - \text{sen}[\varphi]^2) + \\
& + 2 \text{sen}[\beta]^2 (-\cos[\varphi]^2 \text{sen}[\xi]^2 (2 + \text{sen}[\xi]^2) + (1 + 2 \text{sen}[\xi]^2) \text{sen}[\varphi]^2)) + \\
& + \cos[\beta]^4 \text{sen}[\xi]^2 \text{sen}[4 \varphi] + \\
& + \text{sen}[\beta]^2 (4 \cos[\xi]^2 (\cos[2 \xi] \cos[\varphi]^3 \text{sen}[\varphi] - \cos[\varphi] \text{sen}[\varphi]^3) + \text{sen}[\beta]^2 \text{sen}[\xi]^2 \text{sen}[4 \varphi]))
\end{aligned}$$

Nas condições anteriores, fazendo uso da expressão (1-29) obtemos a condição de ressonância (B-6). As condições de equilíbrio (B-5) e de ressonância (B-6) foram utilizadas na obtenção do ajuste apresentado na figura (2-8). O programa empregado neste procedimento e nos demais ajustes obtidos neste trabalho é apresentado no apêndice C.

$$(B-6)$$

$$\begin{aligned}
\left( \frac{-}{\gamma} \right) \frac{1}{M_S^2} \left( \text{cosec}[\theta]^2 \left( -\frac{1}{64} \cos[\xi]^2 (-\cos[\beta]^4 (8 K_1 + 6 K_2 \cos[2 \xi] + \right. \right. \\
& + 5 K_2 \cos[2 (\xi - 2 \varphi)] + 8 K_2 \cos[2 (\xi - \varphi)] + 24 K_1 \cos[2 \varphi] + \\
& + 8 K_2 \cos[2 (\xi + \varphi)] + 5 K_2 \cos[2 (\xi + 2 \varphi)]) \text{sen}[\xi] \text{sen}[\varphi] - \\
& - 16 \cos[\varphi]^2 \text{sen}[\beta]^2 \text{sen}[\xi] \\
& \text{sen}[\varphi] (K_1 (-2 + 3 \text{sen}[\xi]^2) - 3 \cos[\xi]^2 (K_1 + K_2 \text{sen}[\beta]^2 \text{sen}[\varphi]^2) + \\
& + \text{sen}[\beta]^2 (2 K_1 + 2 K_2 \cos[2 \xi] \cos[\varphi]^2 + 3 K_2 \text{sen}[\xi]^2 \text{sen}[\varphi]^2)) + \\
& + 8 \cos[\beta]^3 \cos[\varphi] \text{sen}[\beta] (K_2 (1 + 5 \cos[2 \xi]) \cos[\varphi]^4 \text{sen}[\xi]^2 - \\
& - 2 \text{sen}[\varphi]^2 (3 K_1 - 2 K_2 \cos[\xi]^2 \text{sen}[\varphi]^2 + \text{sen}[\xi]^2 (6 K_1 + 4 K_2 \text{sen}[\varphi]^2)) + \\
& + 2 \cos[\varphi]^2 (-3 K_2 \cos[\xi]^2 \text{sen}[\varphi]^2 + 8 K_2 \text{sen}[\xi]^4 \text{sen}[\varphi]^2 + \\
& + 3 \text{sen}[\xi]^2 (K_1 - 2 K_2 \cos[2 \xi] \text{sen}[\varphi]^2))) - \\
& - 8 \cos[\beta] \cos[\varphi] \text{sen}[\beta]^3 \\
& \left. (K_2 (1 + 5 \cos[2 \xi]) \cos[\varphi]^4 \text{sen}[\xi]^2 - 2 \text{sen}[\varphi]^2 (3 K_1 - 2 K_2 \cos[\xi]^2 \text{sen}[\varphi]^2 + \right.
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& +\text{sen}[\xi]^2 (6 K_1 + 4 K_2 \text{sen}[\varphi]^2) + \\
& +2 \cos[\varphi]^2 (-3 K_2 \cos[\xi]^2 \text{sen}[\varphi]^2 + 8 K_2 \text{sen}[\xi]^4 \text{sen}[\varphi]^2 + \\
& \quad +3 \text{sen}[\xi]^2 (K_1 - 2 K_2 \cos[2\xi] \text{sen}[\varphi]^2)) + \\
& +2 \cos[\beta]^2 \text{sen}[\xi] \text{sen}[\varphi] (K_2 (-5 + 84 \cos[2\xi] - 15 \cos[4\xi]) \cos[\varphi]^4 \text{sen}[\beta]^2 - \\
& \quad -8 \text{sen}[\varphi]^2 (K_1 + \text{sen}[\beta]^2 (5 K_1 + K_2 \text{sen}[\varphi]^2)) + \\
& \quad +8 \cos[\varphi]^2 (K_1 (2 - 3 \text{sen}[\xi]^2) + 3 \cos[\xi]^2 (K_1 - 4 K_2 \text{sen}[\beta]^2 \text{sen}[\varphi]^2) + \\
& \quad +2 \text{sen}[\beta]^2 (4 K_1 + 2 K_2 \text{sen}[\varphi]^2 + 3 \text{sen}[\xi]^2 (K_1 + 2 K_2 \text{sen}[\varphi]^2))))^2 + \\
& +(-2 K_u + 4 M_S^2 \pi + H_0 M_S \cos[\varphi - \psi] + \\
& +2 K_2 \cos[\beta]^2 \cos[\xi]^4 \cos[\varphi]^2 (\cos[\varphi] \text{sen}[\beta] \text{sen}[\xi] - \cos[\beta] \text{sen}[\varphi])^2 - \\
& -8 K_2 \cos[\beta] \cos[\xi]^2 \cos[\varphi] \text{sen}[\xi] \\
& \quad (\cos[\varphi] \text{sen}[\beta] \text{sen}[\xi] - \cos[\beta] \text{sen}[\varphi])^2 (\cos[\beta] \cos[\varphi] \text{sen}[\xi] + \text{sen}[\beta] \text{sen}[\varphi]) - \\
& -8 K_2 \cos[\beta] \cos[\xi]^4 \cos[\varphi]^2 \text{sen}[\beta] (-\cos[\varphi] \text{sen}[\beta] \text{sen}[\xi] + \cos[\beta] \text{sen}[\varphi]) \\
& \quad (\cos[\beta] \cos[\varphi] \text{sen}[\xi] + \text{sen}[\beta] \text{sen}[\varphi]) + \\
& +2 K_2 \cos[\xi]^4 \cos[\varphi]^2 \text{sen}[\beta]^2 (\cos[\beta] \cos[\varphi] \text{sen}[\xi] + \text{sen}[\beta] \text{sen}[\varphi])^2 - \\
& -8 K_2 \cos[\xi]^2 \cos[\varphi] \text{sen}[\beta] \\
& \quad \text{sen}[\xi] (\cos[\varphi] \text{sen}[\beta] \text{sen}[\xi] - \cos[\beta] \text{sen}[\varphi]) (\cos[\beta] \cos[\varphi] \text{sen}[\xi] + \\
& \quad +\text{sen}[\beta] \text{sen}[\varphi])^2 - 6 K_2 \cos[\xi]^2 \cos[\varphi]^2 (\cos[\varphi] \text{sen}[\beta] \text{sen}[\xi] - \\
& \quad -\cos[\beta] \text{sen}[\varphi])^2 (\cos[\beta] \cos[\varphi] \text{sen}[\xi] + \text{sen}[\beta] \text{sen}[\varphi])^2 + \\
& +2 K_2 \text{sen}[\xi]^2 (\cos[\varphi] \text{sen}[\beta] \text{sen}[\xi] - \cos[\beta] \text{sen}[\varphi])^2 \\
& \quad (\cos[\beta] \cos[\varphi] \text{sen}[\xi] + \text{sen}[\beta] \text{sen}[\varphi])^2 + \\
& +2 K_1 (\cos[\beta]^4 (\cos[\xi]^2 - 2 \cos[\varphi]^2 \text{sen}[\xi]^2) \text{sen}[\varphi]^2 + \\
& \quad +2 \cos[\beta]^3 \cos[\varphi] \text{sen}[\beta] \text{sen}[\xi] \text{sen}[\varphi] (-3 \cos[\xi]^2 + \\
& \quad +2 \cos[\varphi]^2 \text{sen}[\xi]^2 - 2 \text{sen}[\varphi]^2) + 2 \cos[\beta] \cos[\varphi] \text{sen}[\beta]^3 \\
& \quad \text{sen}[\xi] \text{sen}[\varphi] (3 \cos[\xi]^2 - 2 \cos[\varphi]^2 \text{sen}[\xi]^2 + 2 \text{sen}[\varphi]^2) + \\
& \quad +\cos[\beta]^2 (\cos[\xi]^4 \cos[\varphi]^2 - 2 \cos[\varphi]^4 \text{sen}[\beta]^2 \text{sen}[\xi]^4 + \text{sen}[\varphi]^2 \\
& \quad (\text{sen}[\xi]^2 - 2 \text{sen}[\beta]^2 \text{sen}[\varphi]^2) + \cos[\varphi]^2 (\text{sen}[\xi]^4 + \\
& \quad +8 \text{sen}[\beta]^2 \text{sen}[\xi]^2 \text{sen}[\varphi]^2) - 2 \cos[\xi]^2 (\cos[\varphi]^4 \text{sen}[\xi]^2 + \\
& \quad +2 \text{sen}[\beta]^2 \text{sen}[\varphi]^2 + \cos[\varphi]^2 ((2 - 3 \text{sen}[\beta]^2) \text{sen}[\xi]^2 + \\
& \quad +\text{sen}[\varphi]^2))) + \text{sen}[\beta]^2 (\cos[\xi]^4 \cos[\varphi]^2 + \cos[\xi]^2 \\
& \quad (\cos[\varphi]^2 (-3 + 2 \cos[2\xi] + \cos[2\varphi]) - 2 \cos[\varphi]^4 \text{sen}[\xi]^2 + \\
& \quad +\text{sen}[\beta]^2 \text{sen}[\varphi]^2) + \text{sen}[\xi]^2 (\text{sen}[\varphi]^2 + \cos[\varphi]^2 \\
& \quad (\text{sen}[\xi]^2 - 2 \text{sen}[\beta]^2 \text{sen}[\varphi]^2)))))) \\
& (2 K_u \cos[a_u - \varphi]^2 + H_0 M_S \cos[\varphi - \psi] + 2 K_1 \cos[\xi]^2 \cos[\varphi]^4 \text{sen}[\beta]^2 - \\
& -4 K_1 \cos[\xi]^2 \cos[\varphi]^4 \text{sen}[\beta]^2 \text{sen}[\xi]^2 + 2 K_1 \cos[\varphi]^4 \text{sen}[\beta]^4 \text{sen}[\xi]^2 + \\
& +2 K_2 \cos[\xi]^2 \cos[\varphi]^6 \text{sen}[\beta]^4 \text{sen}[\xi]^2 -
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& -2 K_u \operatorname{sen}[\alpha_u - \varphi]^2 - 12 K_1 \cos[\xi]^2 \cos[\varphi]^2 \operatorname{sen}[\beta]^2 \operatorname{sen}[\varphi]^2 + \\
& + 12 K_1 \cos[\xi]^2 \cos[\varphi]^2 \operatorname{sen}[\beta]^2 \operatorname{sen}[\xi]^2 \operatorname{sen}[\varphi]^2 - \\
& - 12 K_1 \cos[\varphi]^2 \operatorname{sen}[\beta]^4 \operatorname{sen}[\xi]^2 \operatorname{sen}[\varphi]^2 - \\
& - 22 K_2 \cos[\xi]^2 \cos[\varphi]^4 \operatorname{sen}[\beta]^4 \operatorname{sen}[\xi]^2 \operatorname{sen}[\varphi]^2 + 2 K_1 \cos[\xi]^2 \operatorname{sen}[\beta]^2 \operatorname{sen}[\varphi]^4 + \\
& + 2 K_1 \operatorname{sen}[\beta]^4 \operatorname{sen}[\xi]^2 \operatorname{sen}[\varphi]^4 + 12 K_2 \cos[\xi]^2 \cos[\varphi]^2 \operatorname{sen}[\beta]^4 \operatorname{sen}[\xi]^2 \operatorname{sen}[\varphi]^4 + \\
& + 2 \cos[\beta]^4 \operatorname{sen}[\xi]^2 (K_2 \cos[\xi]^2 \cos[\varphi]^6 + K_1 \operatorname{sen}[\varphi]^4 + \cos[\varphi]^4 (K_1 - 11 K_2 \cos[\xi]^2 \operatorname{sen}[\varphi]^2) + \\
& + \cos[\varphi]^2 (-6 K_1 \operatorname{sen}[\varphi]^2 + 6 K_2 \cos[\xi]^2 \operatorname{sen}[\varphi]^4)) + \\
& + 4 \cos[\beta]^3 \cos[\varphi] \operatorname{sen}[\beta] \operatorname{sen}[\xi] \operatorname{sen}[\varphi] (-K_2 \cos[\xi]^2 (-7 + 4 \cos[2 \xi]) \cos[\varphi]^4 + \\
& + \operatorname{sen}[\varphi]^2 (-5 K_1 - 3 K_1 \operatorname{sen}[\xi]^2 + 3 K_2 \cos[\xi]^2 \operatorname{sen}[\varphi]^2) + \\
& + \cos[\varphi]^2 (3 (K_1 - 4 K_2 \cos[\xi]^2 \operatorname{sen}[\varphi]^2) + 5 \operatorname{sen}[\xi]^2 \\
& (K_1 - 2 K_2 \cos[\xi]^2 \operatorname{sen}[\varphi]^2))) - \\
& - 4 \cos[\beta] \cos[\varphi] \operatorname{sen}[\beta]^3 \operatorname{sen}[\xi] \operatorname{sen}[\varphi] (-K_2 \cos[\xi]^2 (-7 + 4 \cos[2 \xi]) \cos[\varphi]^4 + \\
& + \operatorname{sen}[\varphi]^2 (-5 K_1 - 3 K_1 \operatorname{sen}[\xi]^2 + 3 K_2 \cos[\xi]^2 \operatorname{sen}[\varphi]^2) + \\
& + \cos[\varphi]^2 (3 (K_1 - 4 K_2 \cos[\xi]^2 \operatorname{sen}[\varphi]^2) + 5 \operatorname{sen}[\xi]^2 \\
& (K_1 - 2 K_2 \cos[\xi]^2 \operatorname{sen}[\varphi]^2))) - 2 \cos[\beta]^2 \left( 2 K_1 \operatorname{sen}[\beta]^2 \right. \\
& \left. \left( \cos[\varphi]^4 \operatorname{sen}[\xi]^2 (2 + \operatorname{sen}[\xi]^2) - \frac{3}{8} (27 - 20 \cos[2 \xi] + \cos[4 \xi]) \right. \right. \\
& \left. \left. \cos[\varphi]^2 \operatorname{sen}[\varphi]^2 + (1 + 2 \operatorname{sen}[\xi]^2) \operatorname{sen}[\varphi]^4 \right) - \right. \\
& - \frac{1}{2} \cos[\xi]^2 (K_2 (-11 + 3 \cos[2 \xi]) \cos[\varphi]^6 \operatorname{sen}[\beta]^2 \operatorname{sen}[\xi]^2 + \\
& + 2 \operatorname{sen}[\varphi]^4 (K_1 + K_2 \operatorname{sen}[\beta]^2 \operatorname{sen}[\varphi]^2) + 2 \cos[\varphi]^4 \\
& (K_1 + 6 K_2 \operatorname{sen}[\beta]^2 \operatorname{sen}[\varphi]^2 + 15 K_2 \operatorname{sen}[\beta]^2 \operatorname{sen}[\xi]^4 \operatorname{sen}[\varphi]^2 - \\
& - 2 \operatorname{sen}[\xi]^2 (K_1 - 22 K_2 \operatorname{sen}[\beta]^2 \operatorname{sen}[\varphi]^2)) - 2 \cos[\varphi]^2 \\
& \operatorname{sen}[\varphi]^2 (6 K_1 + 11 K_2 \operatorname{sen}[\beta]^2 \operatorname{sen}[\varphi]^2 - 6 \operatorname{sen}[\xi]^2 \\
& (K_1 - 4 K_2 \operatorname{sen}[\beta]^2 \operatorname{sen}[\varphi]^2))) \left. \right) \left. \right) \left. \right) \left. \right)
\end{aligned}$$



## APÊNDICE C

### **PROGRAMA UTILIZADO NOS AJUSTES DAS CURVAS DE $H_\rho$ EM FUNÇÃO DA POSIÇÃO ANGULAR**

Desenvolvemos um programa que verifica simulações de curvas do campo externo para ressonância ( $H_\rho$ ) em função da posição angular dos filmes que foi empregado em todos os ajustes apresentados nos capítulos 2,3 e 4.

O algoritmo consiste em:

1. de posse dos valores experimentais para o ângulo em questão ( $\alpha$  para a varredura para fora do plano ou  $\psi$  para a varredura no plano), calcular as coordenadas angulares para a magnetização ( $\theta$  e  $\varphi$ ) a partir das condições de equilíbrio correspondentes a cada posição  $\alpha$  ou  $\psi$ ;
2. calcular os valores de  $H_\rho$  para cada conjunto de ângulos ( $\alpha$  e  $\theta$ ) ou ( $\psi$  e  $\varphi$ ) com um conjunto de parâmetros escolhidos (constantes de anisotropia, campos de anisotropia, magnetização de saturação, campos de anisotropia, etc.);
3. calcular o fator estatístico  $\chi^2$  a partir dos dados experimentais e dos valores calculados para  $H_\rho$  e para o ângulo em questão; e
4. repetir o procedimento alterando os valores dos parâmetros até a obtenção de uma curva com um  $\chi^2$  mínimo.

A seguir apresentamos o algoritmo de uma forma que pode ser facilmente transcrita para linguagens de programação. Os valores das constantes “ang” e “camp” determinam o quão próximos dos valores experimentais devem estar os valores calculados para os ângulos e para os campos, respectivamente. “PE” é o parâmetro sob estudo e “v” é uma variação mínima de “PE” que lhe é conferida se o valor calculado para o campo não está suficientemente próximo do valor experimental (a escolha de uma variação positiva ou negativa depende do parâmetro que deve ser alterado). E  $\sigma[i]$  é a incerteza fornecida para o  $i$ -ésimo  $H_\rho$ .

ler arquivo de dados experimental "f" com N pontos ( $\theta$ ,  $H_p$ ) e as incertezas de cada  $H_p$ ;

definir:

$H(\theta$  ou  $\varphi) =$  raiz extraída da condição de ressonância;

$c(\theta$  ou  $\varphi) =$  expressão para o ângulo  $\alpha$  ou  $\psi$  isolada a partir da condição de equilíbrio para a varredura considerada;

efetuar o procedimento a seguir de  $i = 1$  a  $i = N$ :

definir

$H_p = f[i, 2]$ ;

$\alpha$  ou  $\psi = f[i, 1]$ ;

$\chi^2 = 0$ ;

atribuir valores iniciais aos parâmetros:

$M_s = 1400$ ;  $K_n = 4500000$ ;  $K_1 = 400000$ ;  $K_u = 17000$ , ...;

início;

$\theta$  ou  $\varphi =$  número real aleatório do intervalo  $[0, 2\pi]$ ;

enquanto  $c(\theta$  ou  $\varphi) \neq$  número real do intervalo  $[0, 2\pi]$ ,

atribuir outro número real entre  $[0, 2\pi]$  a  $\theta$  ou  $\varphi$ ;

$b[i] = (c(\theta$  ou  $\varphi))$ ;

enquanto  $|(\alpha$  ou  $\psi - b[i])| > \text{ang}$ , volta ao início;

$H[i] = H(\theta$  ou  $\varphi)$ ;

enquanto  $|H[i] - H_p| > \text{camp}$

{se  $H[i] > H_p$ ,  $PE = (PE + v)$  e volta ao início,

caso contrário  $PE = (PE - v)$  e volta ao início};

$\chi^2 = \chi^2 + ((H[i] - H_p))^2 / \sigma^2[i]$ ;

fim;

criar arquivo "ajuste" com N pontos ( $b[i]$ ,  $H[i]$ )

1

2

3

Como pode ser constatado pelas expressões apresentadas ao longo dos capítulos 2 e 3, e do apêndice B, é comum que as condições de equilíbrio resultem em equações transcendentais. É por isso que, para realizarmos o procedimento 1 do programa, fazemos inicialmente uma escolha aleatória para o ângulo característico da magnetização ( $\psi$  ou  $\varphi$ ) e o substituímos na condição de ressonância a fim de calcular numericamente o valor do ângulo que caracteriza a posição do filme ( $\alpha$  ou  $\theta$ ). O resultado é então comparado ao valor experimental, se suficientemente próximo deste último, atribui-se definitivamente o valor escolhido àquela posição angular.

O procedimento 2 é efetuado a partir das expressões algébricas obtidas para as duas raízes ( $H_p$ ) da condição de ressonância. Em todas as situações que consideramos, apenas uma delas tem significado físico. Assim, podemos definir as “funções”  $H \equiv H(\theta)$  ou  $H \equiv H(\varphi)$  e calcular os valores de campo externo para ressonância para cada posição angular.

Como definimos apenas uma proximidade mínima entre o valor de  $\theta$  ou  $\varphi$  (calculado a partir do ângulo escolhido de maneira aleatória) e o valor experimental, há valores limites para as variações dos parâmetros de ajuste a partir dos quais os efeitos dessas variações sobre o cálculo de  $\chi^2$  são da mesma ordem dos efeitos causados por uma outra escolha de ângulos iniciais  $\alpha$  ou  $\psi$  que também satisfaçam a condição de proximidade mínima. As incertezas dos parâmetros de ajuste foram determinadas por estes limites, que por sua vez são estimados por tentativa e erro.



## APÊNDICE D

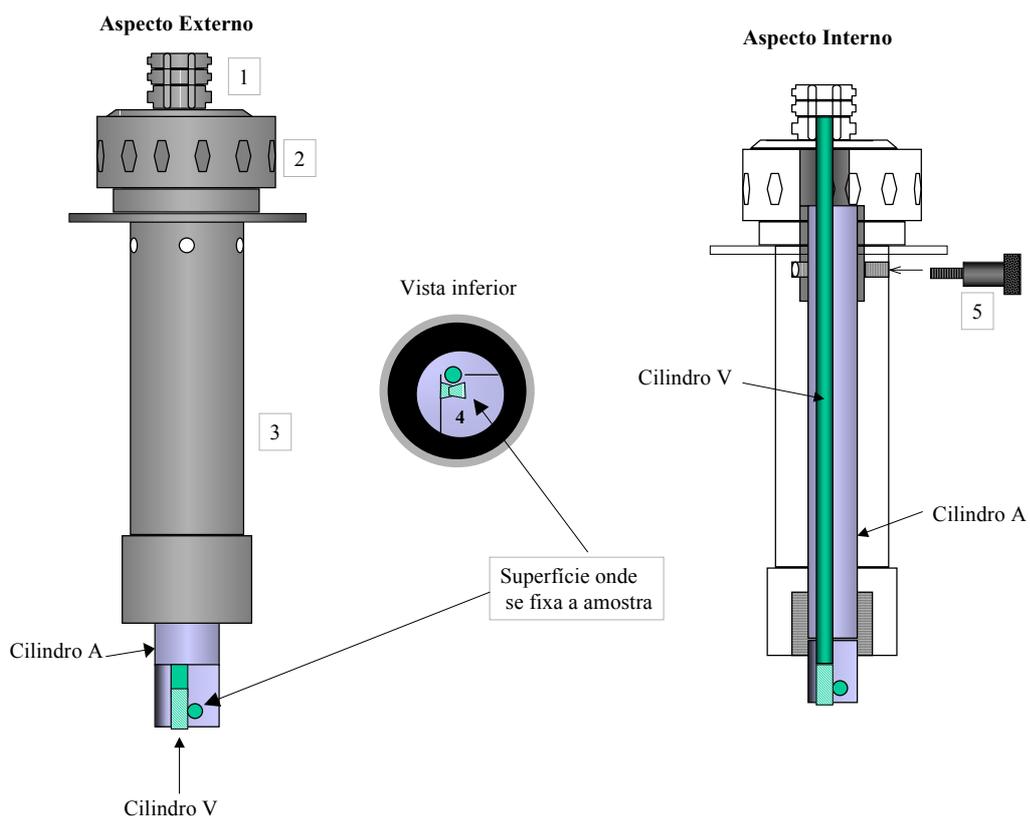
### DETALHES DO MECANISMO DE VARIAÇÃO ANGULAR

O goniômetro que utilizamos é constituído de peças cilíndricas que se encaixam e que podem se movimentar independentemente. Seus aspectos gerais estão apresentados na figura D-1. A peça 1 (fig. D-1a) está presa ao cilindro V e a peça 2 está presa ao cilindro A. Na outra extremidade do cilindro V há uma *rosca* que é responsável por movimentar uma engrenagem (4) acoplada à extremidade escavada do cilindro A. Os cilindros V e A são constituídos de *plexiglas* (polimetacrilato de metila) e as demais peças são de alumínio. A peça 3 acopla o goniômetro à cavidade ressonante, com isso pode-se girar as peças 1 e 2 (e seus respectivos cilindros) numa base fixa.

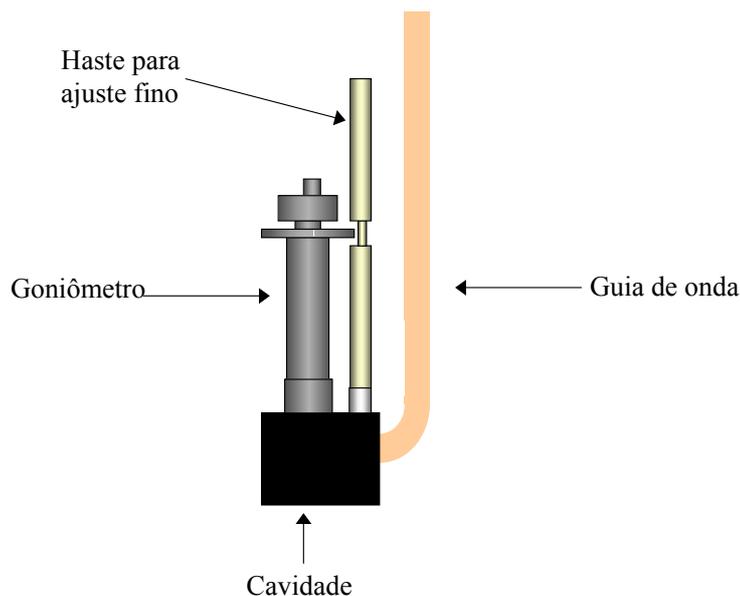
Quando a peça 1 e o cilindro V são girados, a engrenagem 4, na qual se fixa a amostra (filme), gira num eixo perpendicular ao deste cilindro permitindo a variação angular no plano. Neste procedimento, fixamos a peça 2 (e conseqüentemente o cilindro A) com o parafuso 5 de forma que o filme fique paralelo ao campo magnético aplicado.

Quando a peça 2 e o cilindro A, onde a peça 4 está encaixada, são girados, tem-se a variação angular para fora do plano. Neste caso, a peça 1 e o cilindro V não são utilizados.

Figura D-1. a) Goniômetro.



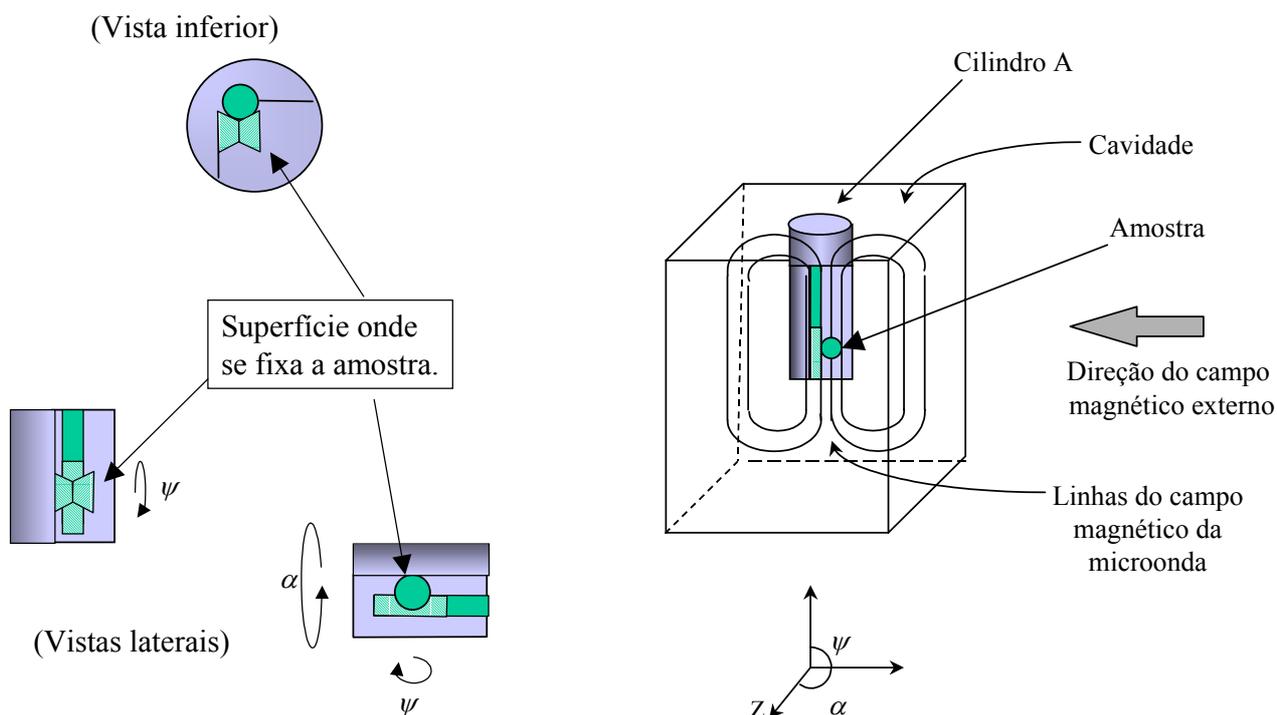
b) Goniômetro junto à cavidade.



Na figura D-2 temos, em detalhe, a parte do goniômetro que ocupa a cavidade de ressonância. Notar que este conjunto de peças é assimétrico em relação à cavidade. O fato de este conjunto ocupar a maior parte do volume da cavidade ressonante aliado à sua assimetria alteram significativamente o fator de mérito (Q) da cavidade.

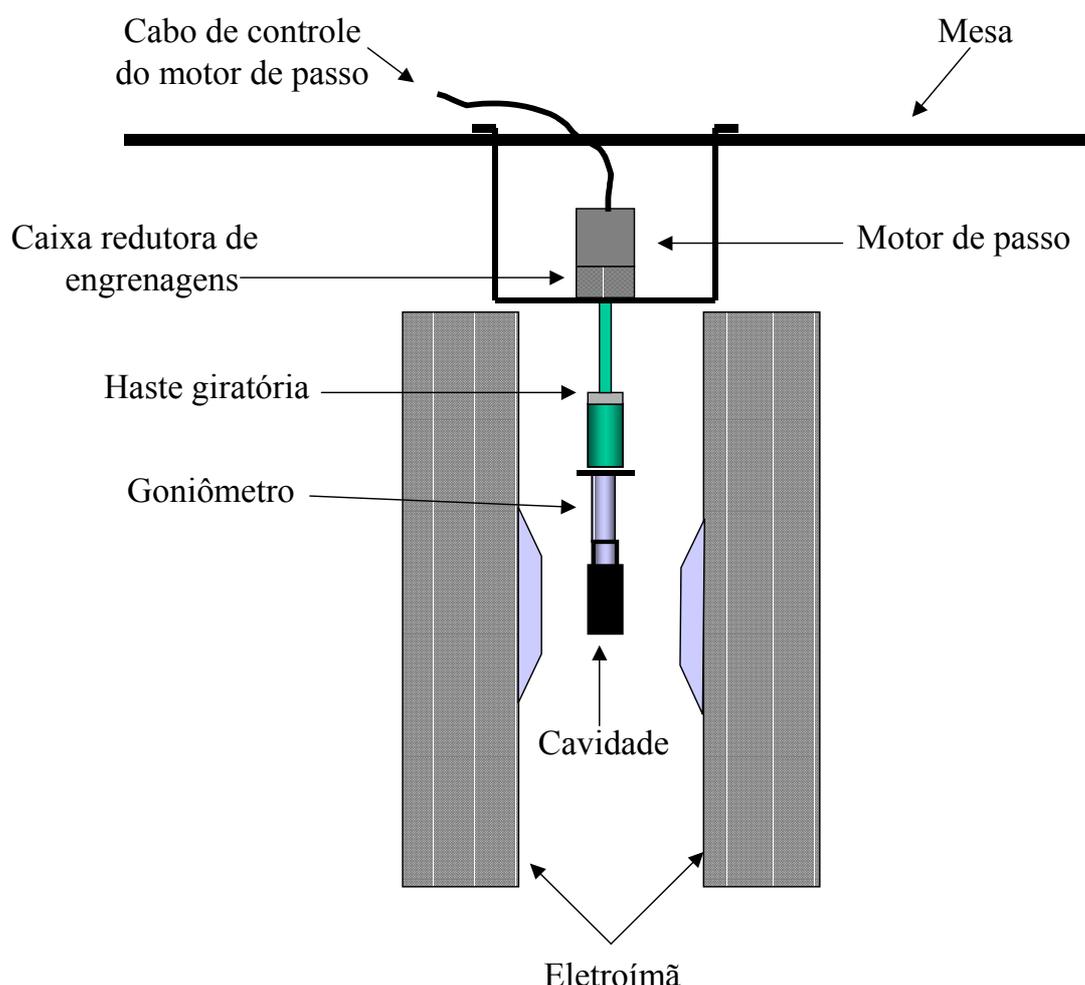
Um aspecto importante de um goniômetro como o que utilizamos é que para qualquer uma das varreduras, para fora do plano ou no plano, a posição do filme em relação ao campo da microonda é sempre a mesma

Figura D-2. Detalhes do goniômetro



Para a automação dos movimentos de variação angular usamos um motor de passo controlado por computador. Nós projetamos e construímos este sistema, goniômetro e mecanismos de automação, num programa de Iniciação Científica realizado entre 1998 e 1999 (PIBIC/CNPq). Na fase inicial deste trabalho de mestrado foram feitos os ajustes finais de todo o aparato.

Figura D-3. Aspecto da montagem experimental com o goniômetro acoplado à cavidade e com o mecanismo de controle de variação angular.



Em certas circunstâncias, a intensidade do modo de ressonância causado pelo conjunto de peças de *plexiglas* dentro da cavidade (em torno de 3,2kOe) pode ser da mesma ordem ou até maior que a intensidade do espectro que se deseja obter. Quando isto ocorre no espectro de um determinado material que apresenta um modo de ressonância em campos próximos ao do modo do *plexiglas*, a separação dos modos torna-se inviável, com incertezas muito altas. Não só pela sobreposição das ressonâncias, mas também pela

necessidade de se coletar os espectros com um valor muito elevado para o ganho eletrônico do espectrômetro, o que aumenta significativamente o ruído nos sinais. Em geral os sinais ferromagnéticos são suficientemente intensos a ponto de desprezarmos o sinal do goniômetro. Na figura D-4 apresentamos um espectro obtido com a amostra CPCAM ( $40 \times [4\text{\AA} \text{Co}/15\text{\AA} \text{Pd}]$ ), estudada no capítulo 3, em que os modos têm intensidades da mesma ordem, mas ainda permitem sua separação. Na figura D-5 comparamos dois espectros com ganhos diferentes, nela podemos observar as diferenças quanto às amplitudes e aos ruídos dos sinais.

Figura D-4. Espectro obtido com a amostra CPCAM ( $\alpha=0^\circ$ ).

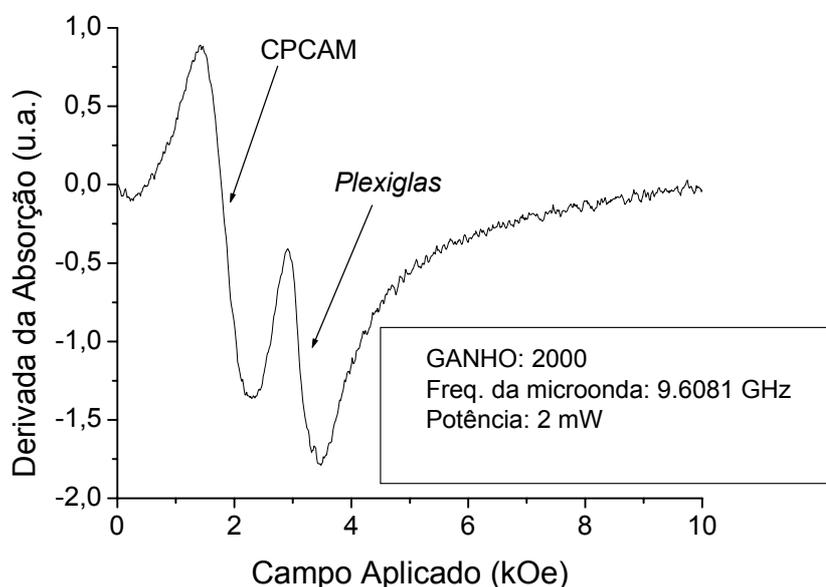
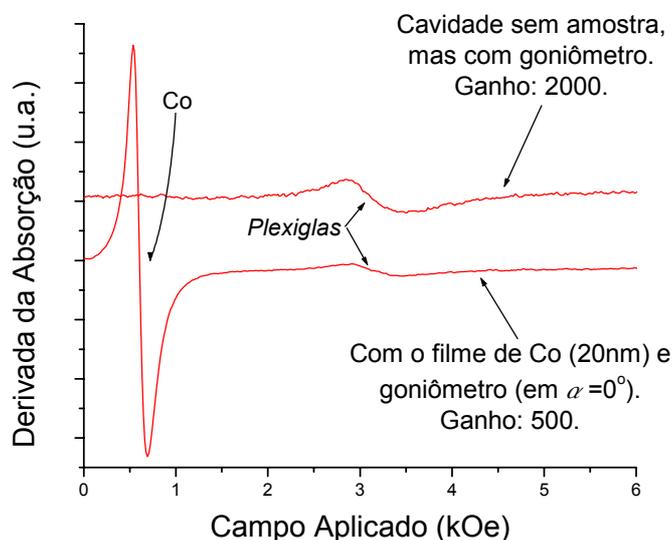


Figura D-5. Comparação entre espectros obtidos com ganhos diferentes.



## Referências

1. S. V. Vonsovskii (editor): *Ferromagnetic Resonance*. (Pergamon Press, Oxford 1966).
2. D. S. Rodbell: *J. Appl. Phys.* **29**, 311 (1958).
3. P. E. Tannenwald, R. Weber: *Phys. Rev.* **121**, 715 (1961).
4. R. S. de Biasi, T. D. Devezas: *J. Appl. Phys.* **49**, 2466 (1978).
5. C. H. Wilts, S. Prasad: *IEEE Trans. Magn.* **17**, 2406 (1981).
6. R. P. van Staple, F. J. A. M. Greidanus, J. W. Smits: *J. Appl. Phys.* **57**, 1282 (1984).
7. C. Chappert, K. Le Dang, P. Beauvillain, H. Hurdequint, D. Renard: *Phys. Rev. B* **34**, 3192 (1986).
8. A. Layadi, J. O. Artman, B. O. Hall, R. A. Hoffman, C. L. Jensen, D. J. Chakrabarti, D. A. Saunders: *J. Appl. Phys.* **64**, 5760 (1988).
9. B. Heinrich, J. F. Cochran, A. S. Arrott, S. T. Purcell, K. B. Urquhart, J. R. Dutcher, W. F. Egelhoff, Jr.: *Appl. Phys. A* **49**, 473 (1989).
10. A. Layadi, J. O. Artman: *J. Magn. Magn. Mat.* **92**, 143 (1990).
11. R. Kordecki, R. Meckenstock, J. Pelzl, E. Becker, G. Dumpich, G. Suran: *J. Magn. Magn. Mat.* **93**, 281 (1991).
12. P. E. Wigen, Z. Zhang: *Braz. J. Phys.* **22**, 267 (1992).
13. E. C. Silva, R. Meckenstock, O. von Geisau, R. Kordecki, J. A. Wolf, P. Grünberg: *J. Magn. Magn. Mat.* **121**, 528 (1993).
14. P. E. Wigen, Z. Zhang, L. Zhou, M. Ye, J. A. Cowen: *J. Appl. Phys.* **73**, 6338 (1993).
15. R. Kordecki, R. Meckenstock, J. Pelzl, S. Nikitov: *J. Appl. Phys.* **73**, 6359 (1993).
16. S. M. Rezende, J. A. S. Moura, F. M. de Aguiar: *Phys. Rev. B* **49**, 15105 (1994).
17. V. Seshu Bai, S. M. Bhagat, R. Krishnam, M. Seddat: *J. Magn. Magn. Mat.* **147**, 97 (1995).
18. Z. Celinski, K. B. Urquhart, B. Heinrich: *J. Magn. Magn. Mat.* **166**, 6 (1997).
19. J. A. Romano, E. C. da Silva, L. F. Schelp, J. E. Schmidt, R. Meckenstock, J. Pelzl: *J. Magn. Magn. Mat.* **205**, 161 (1999).

20. J. R. Childress, C. L. Chien: *Phys Rev.* **B 43**, 8089 (1991).
21. J. R. Childress, C. L. Chien: *J. Appl. Phys.* **70**, 5885 (1991).
22. R. H. Yu, X. X. Zhang, J. Tejada, M. Knobel, P. Tiberto, P. Allia: *J. Appl. Phys.* **78**, 392 (1995).
23. A. D. C. Viegas, J. Geshev, L. s. Dorneles, J. E. Schmidt, M. Knobel: *J. Appl. Phys.* **82**, 3047 (1997).
24. A. D. C. Viegas, J. Geshev, J. E. Schmidt, E. F. Ferrari: *J. Appl. Phys.* **83**, 7007 (1998).
25. A. López, F. J. Lázaro, R. von Helmolt, J. L. García-Palacios, J. Wecker, H. Cerva: *J. Magn. Magn. Mat.* **187**, 221 (1998).
26. F. J. A. den Broeder, D. Kuiper, H. C. Donkersloot, W. Hoving: *Appl. Phys. A* **49**, 507 (1989).
27. F. J. A. den Broeder, W. Hoving, P. J. H. Bloemen: *J. Magn. Magn. Mat.* **93**, 562 (1991).
28. P. F. Carcia, A.D. Meinhardt, A. Suna: *Appl. Phys. Lett.* **47**, 178 (1985).
29. H. J. G. Draaisma, F. J. A. den Broeder, W. J. M. de Jonge: *J. Appl. Phys.* **63**, 3479 (1988).
30. G. H. O. Daalderop, P. J. Kelly, M. F. H. Schuurmans: *Phys. Rev.* **B 42**, 7270 (1990).
31. Z. S. Shan, S. Nafis, John Woollam, S. H. Liou, D. J. Sellmyer: *J. Appl. Phys.* **73**, 6347 (1993).
32. L. F. Schelp, M. Carara, A. D. C. Viegas, M. A. Z. Vasconcellos, J. E. Schmidt: *J. Appl. Phys.* **75**, 5262 (1994).
33. L. F. Schelp, A. D. C. Viegas, M. Carara, J. E. Schmidt: *J. Magn. Magn. Mat.* **139**, 59 (1995).
34. E. A. M van Alphen, H. A. M. de Gronckel, P. J. H. Bloemen, A. S. van Steenbergen: *J. Magn. Magn. Mat.* **121**, 77 (1993).
35. T. H. Wilmshurst: *Electron Spin Resonance Spectrometers*. (Plenum Press Inc., New York 1967).
36. C. P. Poole, Jr.: *Electron Spin Resonance*. (John Wiley & Sons Inc., New York 1983).

37. J. E. Wertz, J. R. Bolton: *Electron Spin Resonance*. (McGraw-Hill Inc., New York 1972).
38. A. Carrington, A. D. Mclachlan: *Introduction to Magnetic Resonance*. (Harper International Edition, 1967).
39. J. A. C. Bland, B. Heinrich (Eds.): *Ultrathin Magnetic Structures I*. (Springer-Verlag, Berlin 1994).
40. B. D. Cullity: *Introduction to Magnetic Materials* (Addison-Wesley, London 1972).
41. C. P. Slichter: *Principles of Magnetic Resonance 2<sup>a</sup>.ed.*. (Springer-Verlag, Berlin 1978).
42. J. Pelzl, U. Netzelmann: *Locally Resolved Magnetic Resonance in Ferromagnetic Layers and Films em Photoacoustic, Photothermal and Photochemical Processes at Surfaces and in Thin Films* editado por P. Hess. (Springer-Verlag, Berlin 1989).
43. M. D. Cooke, L-C. Wang, R. Watts, R. Zuberek, G. Heydon, W. M. Rainforth, G. A. Gehring: *J. Phys. D: Appl. Phys.* **33**, 1450 (2000).
44. A. B. Pippard: *Proc. Roy. Soc. A* **191**, 385 (1947).
45. C. Kittel: *Phys. Rev.* **73**, 155 (1948).
46. J. A. Romano: *RFM Aplicada ao Estudo de Anisotropia Magnética em Multicamadas de Co/Pd* - Tese de Doutorado. (IFGW – UNICAMP, Campinas 1997).
47. S. T. Purcell, H. W. van Kesteren, E. C. Cosman, W. B. Zeper, W. Hoving: *J. Appl. Phys.* **69**, 5640 (1991).
48. G. T. Rado: *J. Magn. Magn. Mat.* **104-107**, 1679 (1992).
49. P. Chubing, D. Daosheng, F. Ruiyi: *Phys. Rev.* **B 46**, 12022 (1992).
50. N. Sato: *J. Appl. Phys.* **64**, 6424 (1988).
51. J. V. Harzer, B. Hillebrands, R. L. Stamps, G. Güntherodt, C. D. England, C.M. Falco: *J. Appl. Phys.* **69**, 2448 (1991).
52. A. Prince, G. V. Raynor, D. S. Evans: *Phase Diagrams of Ternary Gold Alloys*. (The Institute of Metals, London 1990).
53. R. W. Cahn, P. Haasen (Eds.): *Physical Metallurgy I 4<sup>a</sup>.ed.*. (North-Holland, Amsterdam 1996).
54. E. H. C. P. Sinnecker, I. S. Oliveira, P. Tiberto, A. P. Guimarães: *J. Magn. Magn. Mat.* **218**, L132 (2000).

55. W. A. Sucksmith, J. E. Thompson: Proc. R. Soc. **A 225**, 362 (1954).
56. C. Kittel: Phys. Rev. **110**, 1295 (1958). Uma errata deste artigo foi publicada em Phys. Rev. **112**, 2139 (1958).
57. W. S. D. Folly, R. S. de Biasi: Braz. J. Phys. **31**, 398 (2001).
58. W. J. Kennedy, Jr. , J. E. Gentle: *Statistical Computing*. (Marcel Dekker Inc., New York 1980).
59. C. L. Lawson, R. J. Hanson: *Solving Least Squares Problems*. (Prentice-Hall Inc., Englewood Cliffs 1974).
60. F. J. Dyson: Phys. Rev. **98**, 349 (1955).
61. R. H. Webb: Phys. Rev. **158**, 225 (1968).
62. B. R. Pujada, E. H. C. P. Sinnecker, A. M. Rosssi, A. P. Guimarães: Phys. Rev. **B 64**, 184419 (2001).