

UNIVERSIDADE FEDERAL DE PERNAMBUCO

DEPARTAMENTO DE FÍSICA



INVESTIGAÇÃO DE FENÔMENOS MAGNÉTICOS NA
INTERFACE FERROMAGNETO/ANTIFERROMAGNETO

Roberto Lázaro Rodríguez Suárez

Tese apresentada ao Departamento de Física da Universidade
Federal de Pernambuco como parte dos pré-requisitos para a
obtenção do título de Mestre em Ciências.

Orientador:

Prof. Antonio Azevedo da Costa

DEDICATÓRIA

A mi pequeña y linda familia:

Abuela Julia, por reinar.

Abuelo Jorge, por hacer el viaje.

Abuela Josefa, por su nobleza.

Abuelo Yeyo, por su sabiduría.

Tía Charo, por su sonrisa.

Tía Maria Julia, por parecerme tanto con ella.

Tío Níco, por su sencillez.

Tío Morera, por su nobleza.

Tío Ismael, por sus cosas ¡que cosas!.

Primo Rainer, por sus despistes.

Primo Jorge Raul (el niño) por su niñez.

Mama Norma, por su amor.

Papa Jorge, por acompañarme siempre.

Mama Dania, por ser todo.

Papa Roberto, por ser ideal.

Hermanito, por preferir estar aquí conmigo.

A todos les debo poco de lo peor y mucho de lo mejor.

Siempre los llevo cuando ando un poco por aquí y por allí.

Los quiero mucho.

AGRADECIMENTOS

A todos os que estão presentes em muitos dos traços deste trabalho:

Minha **Negra**, por seu amor infinito e por ser vítima de meus desordenes emocionais.

Pichi, por ser o amigo mais carinhoso, e barulhento, também por suas *mariconadas*.

Pedro, por suas conversas e sua ajuda desde o começo desta história.

Aléxis, também por sua ajuda e por ser mais desligado do que eu.

Beta, porque gosto dela de graça e pela cachaça.

Sergio (Namorado), por sua simplicidade e pela cachaça.

Claudia, por ser nobre e querer tanto a meu irmão, também pela cachaça.

Alex e Dea, por serem tão carinhosos.

Eliana, por preferir sua ajuda quando pior estive.

Ernesto (Queijo), por ser tão cubano.

Ernesto (Verdura), por seus horários trocados.

Fredi, Fabio e Vladimir, por falar espanhol e conviver comigo.

Eduardo (Mandy), por suas loucuras.

Laura e Edmilson por aceitar-me em sua família.

Luisito, por sua companhia e sua ajuda direta.

Daniel e Alexandre por sua companhia na solidão dos laboratórios.

Tâmara, Fide e Mary, por estarem tão longe e ao mesmo tempo tão perto.

Rios, por não perder a ternura.

Vanessa e Luciana, por suas conversas e por a cachaça.

A Jorge, porque ele pediu e porque o amo muito.

Antonio, por sua incrível ajuda e por tudo o que vai daqui por diante.

RESUMO

Nesta dissertação são investigadas as propriedades magnéticas da interface constituída por um material ferromagnético (FM) e um material antiferromagnético (AF). As amostras investigadas foram preparadas por *sputtering* dc e foram caracterizadas por ressonância ferromagnética (FMR), magnetometria por efeito Kerr magneto-óptico (MOKE) e susceptibilidade ac (χ_{AC}). Os resultados experimentais foram interpretados a partir de um modelo fenomenológico no qual são consideradas a energia livre da camada FM (Zeeman, anisotropia e desmagnetização); a energia devido ao acoplamento na interface (*exchange bias*) e a energia da parede de domínio que se forma na camada AF. Parâmetros tais como: campo de anisotropia, campo de acoplamento na interface, campo da parede de domínio no AF, etc. são extraídos a partir dos resultados experimentais. É mostrado que os parâmetros extraídos a partir dos resultados de MOKE e χ_{AC} são iguais (dentro do erro experimental), por outro lado esses mesmos parâmetros são diferentes daqueles obtidos por FMR. O modelo foi testado em três sistemas com composições diferentes, produzindo resultados consistentes para todas as amostras. Com o objetivo de investigar o deslocamento que ocorre no campo de ressonância ferromagnética em bicamadas FM/AF, investigamos tricamadas nas quais um espaçador não-magnético é depositado entre a camada FM e a camada AF. Os espectros de absorção apresentaram dois modos de ressonância. Um deles apresenta uma variação angular com simetria C2 correspondendo ao modo uniforme do filme FM sem acoplamento. O outro modo ocorre em valores de campo correspondentes ao modo uniforme do filme FM acoplado. Porém a variação angular do campo de ressonância deste segundo modo apresenta nenhuma simetria. Também foram investigados, por susceptibilidade ac, filmes simples policristalinos de permalloy. Os resultados foram interpretados utilizando-se teorias fenomenológicas. Foi mostrado que a introdução termos que levam em conta os grãos policristalinos reproduzem os resultados experimentais.

ABSTRACT

In this dissertation it has been investigated the magnetic proprieties of the interface formed by a ferromagnetic material (FM) and an antiferromagnetic material (AF). The investigated samples were grown by dc sputtering and were characterized by the following techniques: ferromagnetic resonance (FMR), magneto-optical Kerr effect magnetometry (MOKE) and magneto-optical ac susceptibility (χ_{AC}). The experimental results were interpreted by a phenomenological model which takes into account the magnetic free energy of the FM layer (Zeeman, anisotropy and demagnetization); the interface coupling energy (exchange bias) and the energy due to the domain wall formed into the AF material. Parameters such as: anisotropy field, interface coupling field, and AF domain wall field can be extracted from the experimental results. It has been shown that the parameters extracted from the MOKE and χ_{AC} experimental measurements are identical (taking into account the experimental error). On the other hand, different values for the same parameters have been extracted from the FMR measurements. The model has been employed to investigated three systems with different chemical compositions, producing consistent results for all of them. In order to investigated the down shift of the ferromagnetic resonance field, that occurs in FM/AF bilayers, we have prepared trilayers in which a very thin nonmagnetic spacer layer has been grown between the AF and the FM layer. The FMR absorption spectra of the trilayers samples exhibited to resonance modes. One of them exhibited an angular variation with C2 symmetry like a simple FM layer with an uniaxial anisotropy and no coupling. The other resonance mode occurred in values of magnetic field that corresponds to those of a FM film exchange coupled to an antiferromagnetic material. But the angular variation, of this second mode, did not show any symmetry. Polycrystalline single films have also been investigated by ac susceptibility. The results were interpreted by a phenomenological model which takes into account the polycrystalline grains.

INDICE

CAPÍTULO 1 - INTRODUÇÃO	1
REFERÊNCIAS	4
CAPÍTULO 2 - BICAMADAS ACOPLADAS POR EXCHANGE	6
2.1 INTRODUÇÃO	6
2.2 BICAMADAS ACOPLADAS POR EXCHANGE	6
2.3 ENERGIA MAGNÉTICA LIVRE. ANISOTROPIAS MAGNÉTICAS	12
2.3.1 <i>Energia de desmagnetização</i>	13
2.3.2 <i>Energia magnetocristalina</i>	14
2.3.3 <i>Energia de intercâmbio</i>	19
2.5 REFERÊNCIAS	22
CAPÍTULO 3 - TÉCNICAS EXPERIMENTAIS E TEORIA FENOMENOLÓGICA	24
3.1 INTRODUÇÃO	24
3.2 EFEITO KERR MAGNETO-ÓPTICO (MOKE)	24
3.2.1 <i>Origem dos efeitos magneto-ópticos</i>	27
3.2.2 <i>Efeito Kerr Longitudinal (LMOKE)</i>	33
3.2.3 <i>Montagem experimental</i>	35
3.2.4 <i>Interpretação das curvas de magnetização</i>	36
3.3 RESSONÂNCIA FERROMAGNÉTICA (FMR)	42
3.3.1 <i>Campo de ressonância - Relação de dispersão</i>	45
3.4 SUSCEPTIBILIDADE AC	56
3.4.1 <i>Montagem experimental</i>	57
3.4.2 <i>Teoria de monodomínios de Stoner-Wohlfarth</i>	58
3.4.3 <i>Teoria policristalina</i>	66
3.5 REFERÊNCIAS	75
CAPÍTULO 4 - PRINCIPAIS RESULTADOS	78
4.1 INTRODUÇÃO	78
4.2 FILME FERROMAGNÉTICO SIMPLES: MOKE, FMR E χ_{AC}	78
4.3 BICAMADAS FM/AF: MOKE, FMR E χ_{AC}	80
4.3.1 <i>Bicamada Py(120Å)/NiO(875Å)/Si(001)</i>	81
4.3.2 <i>Bicamada Fe₁₀Co₉₀(80 Å)/IrMn(300 Å)/Si(001)</i>	83
4.3.2 <i>Bicamada FeCoSiB(300Å)/NiO(875 Å)/Si(001)</i>	84
4.4 DISCUSSÃO	85
4.5 COMPARAÇÃO ENTRE A TEORIA DE STONER-WOHLFARTH E A DE HOFFMAN PARA χ_{AC} EM FILMES SIMPLES	86
4.6 ANISOTROPIA ROTATÓRIA: TRICAMADAS FM/NM/AF	88
4.7 REFERÊNCIAS	94
CAPÍTULO 5 - CONCLUSÕES E PERSPECTIVAS	95

CAPÍTULO 1

Introdução

Na década de 50, com o trabalho pioneiro de Mieiklejohm e Bean (B-M)^[1] foi aberta uma nova linha de pesquisa em magnetismo, com a descoberta da anisotropia unidirecional que se origina quando um material ferromagnético é colocado em contato atômico com um material antiferromagnético.

Em anos posteriores foram desenvolvidas novas técnicas de crescimento tais como, deposição física de vapor (PVD)^[2], deposição química de vapor (CVD)^[3], epitaxia por feixes moleculares (MBE)^[4], evaporação catódica ou *sputtering*^[5] entre outras, permitindo com isto o controle em escalas nanométricas do crescimento dos filmes finos magnéticos.

Entre os sistemas mais estudados encontram-se as bicamadas compostas por um filme de material ferromagnético depositado sobre um material antiferromagnético que pode servir de substrato (FM/AF). Com a diminuição da espessura do filme ferromagnético a poucas dezenas de angstroms (Å) mudam algumas das propriedades magnéticas do sistema, pois, de fato, agora a superfície e a interface entre o filme e o substrato começam a jogar um papel preponderante, tanto é, que fenômenos tais como interdifusão, acoplamento entre camadas, anisotropias de superfície, etc. que ocorrem na interface entre os filmes torna estes sistemas em promissores candidatos na produção de dispositivos para a aplicação em microeletrônica tais como^[6-14]: sensores magneto-ópticos, cabeçotes de gravação magnética, memórias magnetoresistivas de acesso aleatório (MRAM), etc.

Esta dissertação tem como objetivo fundamental aprofundar no conhecimento das propriedades magnéticas nas bicamadas FM/AF. Os sistemas magnéticos estudados foram

obtidos através da técnica de *sputtering*. Estes são caracterizados por ressonância ferromagnética (FMR)^[15], efeito Kerr magneto-óptico (MOKE)^[16] e por susceptibilidade ac (c_{AC})^[17,18]. Estas três técnicas aportam informações valiosas no estudo dos fenômenos de superfície e de interface associados com filmes finos magnéticos. Em particular, as duas primeiras já vem sendo amplamente utilizadas^[19-22] pois, são muito sensíveis às anisotropias presentes nos filmes e às interações entre as camadas ferromagnética e antiferromagnética. A técnica de c_{AC} apesar de ser aplicada em filmes finos magnéticos^[17,18], pela primeira vez, é empregada (variando o campo magnético) no estudo das bicamadas FM/AF e da mesma forma que as anteriores também é muito sensível às anisotropias e interações entre as camadas.

Mostramos, ao longo deste trabalho que um modelo fenomenológico baseado na energia livre para os sistemas estudados, produz ajustes teóricos dos dados experimentais de FMR, MOKE e c_{AC} , possibilitando com isto extrair das medidas experimentais parâmetros do sistema através dos parâmetros do modelo.

O Capítulo 2 apresenta uma breve introdução aos efeitos de interface e superfície e as origens das anisotropias mais comuns em filmes finos que contribuem para a energia livre magnética.

O Capítulo 3 é uma descrição das técnicas experimentais de caracterização utilizadas neste trabalho (FMR, MOKE e c_{AC}). Aqui, para cada uma delas é aplicado minuciosamente um modelo fenomenológico para a energia livre magnética que permitirá extrair dos resultados experimentais os parâmetros do mesmo.

O Capítulo 4 tem como objetivo apresentar os principais resultados experimentais das propriedades magnéticas da interface FM/AF, fazendo uma conexão destes com a teoria

apresentada no Capítulo 3. Também serão apresentados resultados de FMR em bicamadas FM/AF, nas quais foi introduzida uma camada fina de separação entre o filme FM e o filme AF para tentar explicar o fenômeno do deslocamento que o campo de ressonância sofre devido à presença da interface entre os dois filmes.

Por último, no Capítulo 5 apresentamos as conclusões e perspectivas no estudo das bicamadas FM/AF.

Referências

- [1] W. H. Meiklejohn, C. P. Bean, Phys. Rev. **102** (1956) 1413.
- [2] *Thin film Processes*, eds. John L. Vossen and Werner Kern, Academic Press Inc., San Diego (1978).
- [3] M. Ohring, em *The Materials Science of Thin Films*, Cap. 4, Academic Press Inc., San Diego (1992).
- [4] K. Ploog, Ann. Rev. Mater. Sci. **11**, 171 (1981).
- [5] G. K. Wehner and G. S. Anderson, em *Handbook of Thin Film Technology*, Cap. 3, eds. L. I. Maissel and R. Glang, McGraw-Hill, New York (1970).
- [6] Y. Kitade, H. Kikuchi, H. Kishi, M. Otagiri and K. Kobayashi, IEEE Trans. Magn, **31**, 2600 (1995).
- [7] P. ten Berge, N. J. Oliveira, T. S. Plaskett, J. L. Leal, H. J. Boeve, G. Albuquerque, J. Ferreira, A. R. Morais, A. T. Sousa, L. Rodrigues and P. P. Freitas, IEEE Trans. Mag, **31**, 2603 (1995).
- [8] H. Kanai, J. Kane, K. Aoshima, M. Kanamine and Y. Uehara, IEEE Trans. Magn, **31**, 2612 (1995).
- [9] D. Lu and J-G. Zhu, IEEE Trans. Magn, **31**, 2615 (1995).
- [10] T. Lin, C. Tsang, R. E. Fontana and J. Kent Howard, IEEE Trans. Magn, **31**, 2585 (1995).
- [11] Y. Hamakawa, H. Hoshita, T. Kawabe, R. Aai, K. Nakamoto, M. Fuyama and Y. Siguta, IEEE Trans. Magn, **32**, 149 (1996).
- [12] G. W. Anderson, Y. Huai, L. Miloslavsky and C. X. Qian, J. Appl. Phys, **85**, 6109 (1999).

- [13] S. Mao, J. Giusti, N. Amin, J. Vand and E. Murdock, J. Appl. Phys, **85**, 6112 (1999).
- [14] T. Ambrose, K. Liu and C. L. Chien, J. Appl. Phys. **85**, 6124 (1993).
- [15] M. Farle, Rep. Prog. Phys., **59**, 1339 (1996).
- [16] Z. J. Yang and M. R. Scheinfein, J. Appl. Phys., **74**, 6810 (1993).
- [17] H. Hoffmann, J. Appl. Phys. **39**, 873 (1968).
- [18] M. C. Contreras, J. F. Calleja, M. Rivas, M. O. Gutiérrez, J. A. Corrales, J. Magn. Magn. Mater **175**, 64 (1997).
- [19] Haiwen Xi, Keith R. Mountfield and Robert M. White, J. Appl. Phys. **87**, 4367 (2000).
- [20] R. D. McMichael, M. D. Stiles, P. J. Chen, and W. F. Egelhoff, Jr., Phys. Rev. B **58**, 8605 (1988).
- [21] J. R. Fermin, M. A. Lucena, A. Azevedo, F. M. de Aguiar, and S. M. Rezende, J. Appl. Phys. **87**, 6421 (2000).
- [22] Haiwen Xi and Robert M. White, J. Appl. Phys. **87**, 4960 (2000).

CAPÍTULO 2

Bicamadas acopladas por *exchange*

2.1 Introdução

Este capítulo é uma introdução aos efeitos de interface e superfície em filmes finos magnéticos. Descrevemos as anisotropias mais relevantes que contribuem para a energia livre magnética e discutimos também as anisotropias através da interface.

2.2 Bicamadas acopladas por *exchange*

Em 1956 Meiklejohn e Bean (M-B)^[1] começaram a estudar pela primeira vez as propriedades magnéticas de sistemas compostos por nanopartículas de *Co* cobertas por uma camada fina de *CoO*. O resultado das medições do ciclo de histerese para este sistema a temperaturas inferiores à temperatura ambiente ficou marcado para a comunidade científica internacional na seguinte frase: “Um novo tipo de anisotropia magnética tem sido descoberta..... Esta anisotropia é o resultado da interação entre um material antiferromagnético (AF) e um material ferromagnético (FM)”. De fato, as partículas de *Co*, que é ferromagnético, foram parcialmente oxidadas formando *CoO*, que é antiferromagnético, e possui uma temperatura de Néel de 291 K. Esta estrutura foi considerada como composta por um núcleo de partículas de *Co* (na forma de monodomínios magnéticos) recobertas por *CoO*, que representamos como *Co-CoO*. M-B interpretaram como a interação de intercâmbio, através da interface entre o *Co* (FM) e o *CoO* (AF), provocava um deslocamento no ciclo de histerese. É a partir desta constatação que a comunidade científica começou a falar de um novo tipo de anisotropia magnética

denominada “anisotropia de intercâmbio” (*exchange anisotropy*), ou anisotropia unidirecional.

Outros sistemas de nanopartículas como *Ni-NiO*, *Fe-FeO*, *FeCo-FeCoO* também foram investigados^[2-4] e mostraram a mesma anisotropia. Os sistemas nanoparticulados não são ideais para o estudo dos aspectos fundamentais que determinam a interação de intercâmbio que ocorre na interface (*exchange-bias*), pois sempre estarão presentes os problemas de distribuição de formas e/ou tamanhos que são intrinsecamente complicados de serem modelados.

Na última década, com o desenvolvimento das técnicas de fabricação baseadas em processos de evaporação física de alto vácuo e epitaxia por feixe molecular, foi possível obter bicamadas ferromagnético-antiferromagnético (FM/AF) acopladas por *exchange*, de maneira sistemática. Estas técnicas permitiram a fabricação de estruturas com a interface bem controlada, bem como permitiu a deposição de bicamadas com as mais diversas composições. Do ponto de vista de dimensão lateral, as bicamadas FM/AF são nanoestruturas compostas por um filme de material ferromagnético depositado sobre um material antiferromagnético. O material antiferromagnético pode ser o próprio substrato (com espessura da ordem de *nm*) ou ambas as camadas podem ser depositadas sobre um substrato que pode ser policristalino, monocristalino ou amorfo. O interesse em se investigar este tipo de fenômeno tem sido motivado principalmente pela possibilidade do seu uso em aplicações tecnológicas, tais como: em cabeças de leitura de discos rígidos magnéticos, em sensores magnetoresistivos (válvulas de *spin*) e em memórias magnetoresistivas de acesso aleatório (MRAM)^[5-13].

Uma das técnicas mais comuns para se preparar estas bicamadas acopladas por *exchange* consiste em aquecer o sistema, sob efeito de um campo magnético, até

temperaturas acima da temperatura de Néel (T_N) do material antiferromagnético e em seguida esfriá-lo sob efeito do campo aplicado. Este procedimento pode ser realizado durante ou após o processo de fabricação das bicamadas. Comumente, os materiais ferromagnéticos usados apresentam temperatura de Curie (T_C) bem acima da temperatura de Néel do AF. Isto significa que o procedimento termo-magnético que induz a anisotropia unidirecional é realizado em temperaturas T , tal que: $T_N < T < T_C$. Neste caso o material AF está completamente desordenado enquanto o material FM está ordenado. Os átomos do material AF, ao serem gradativamente depositados sobre o material FM, se orientam de forma a minimizar a energia de interação na interface FM/AF, criando a anisotropia unidirecional. Observa-se que o acoplamento que ocorre em nível atômico, na interface, é do tipo acoplamento de intercâmbio.^[1, 14, 15] O ciclo de histerese do sistema FM/AF a $T < T_N$, depois do procedimento descrito acima, fica deslocado na direção em que foi aplicado o campo magnético porém em sentido contrário (Fig. 2.1(a),(b)). Este deslocamento é conhecido na literatura como campo de anisotropia de intercâmbio ou *exchange-bias*, H_{eb} . Vale salientar que a técnica utilizada para fabricação das nossas amostras é diferente da técnica convencional descrita acima.

Em vez de duas configurações equivalentes de fácil magnetização, como na anisotropia uniaxial, nos sistemas FM/AF temos no plano do filme um único sentido fácil de magnetização, ou seja, existe neste caso uma anisotropia unidirecional. As curvas de histerese deslocadas (Fig. 2.1(a)) também são caracterizadas por um incremento na coercitividade (H_C) do material ferromagnético com relação a seu valor sem a presença do filme antiferromagnético. Estes efeitos desaparecem quando o sistema está a uma temperatura próxima à T_N do AF confirmando com isto que a presença deste último é a quem gera a anisotropia unidirecional, e por sua vez o campo de *exchange-bias*.

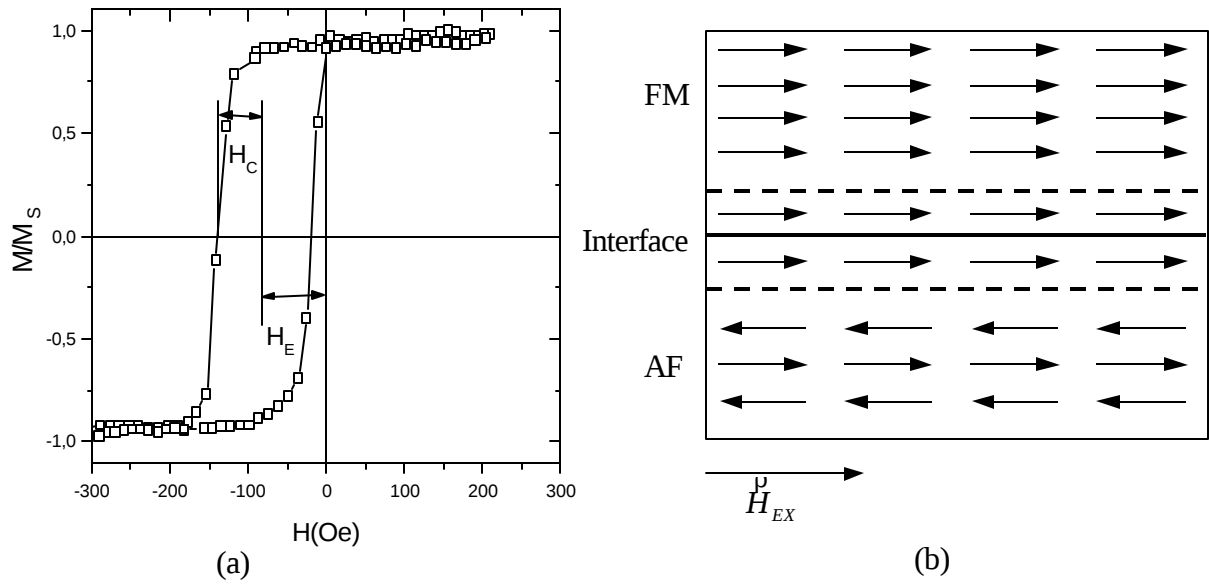


Fig. 2.1.(a)-ciclo de histerese para uma bicamada FM/AF. (b)-representação de uma interface FM/AF ideal.

A Fig. 2.2 descreve, de maneira didática, as várias configurações de equilíbrio ao longo de um ciclo de histerese no qual o campo está aplicado paralelo ao eixo de anisotropia unidirecional. Intuitivamente a anisotropia unidirecional e o campo de *exchange-bias* podem ser entendidos se considerarmos uma interação de intercâmbio na interface FM/AF.^[1,16] A uma temperatura T menor que a temperatura T_C do FM e maior que a temperatura T_N do AF ($T_N < T < T_C$) os *spins* do material FM estão alinhados com o campo aplicado, enquanto os *spins* do material AF permanecem no estado paramagnético (Fig. 2.2(a)). Quando a temperatura é diminuída para $T < T_N$, devido à interação na interface, os *spins* do AF, próximos ao FM tenderão a alinhar-se com os deste último, supondo interação ferromagnética na interface. Os outros *spins* no AF irão se alinhar de forma que a magnetização seja zero neste filme (Fig. 2.2(a), 2.1(b)), pois é da natureza intrínseca de um material AF.

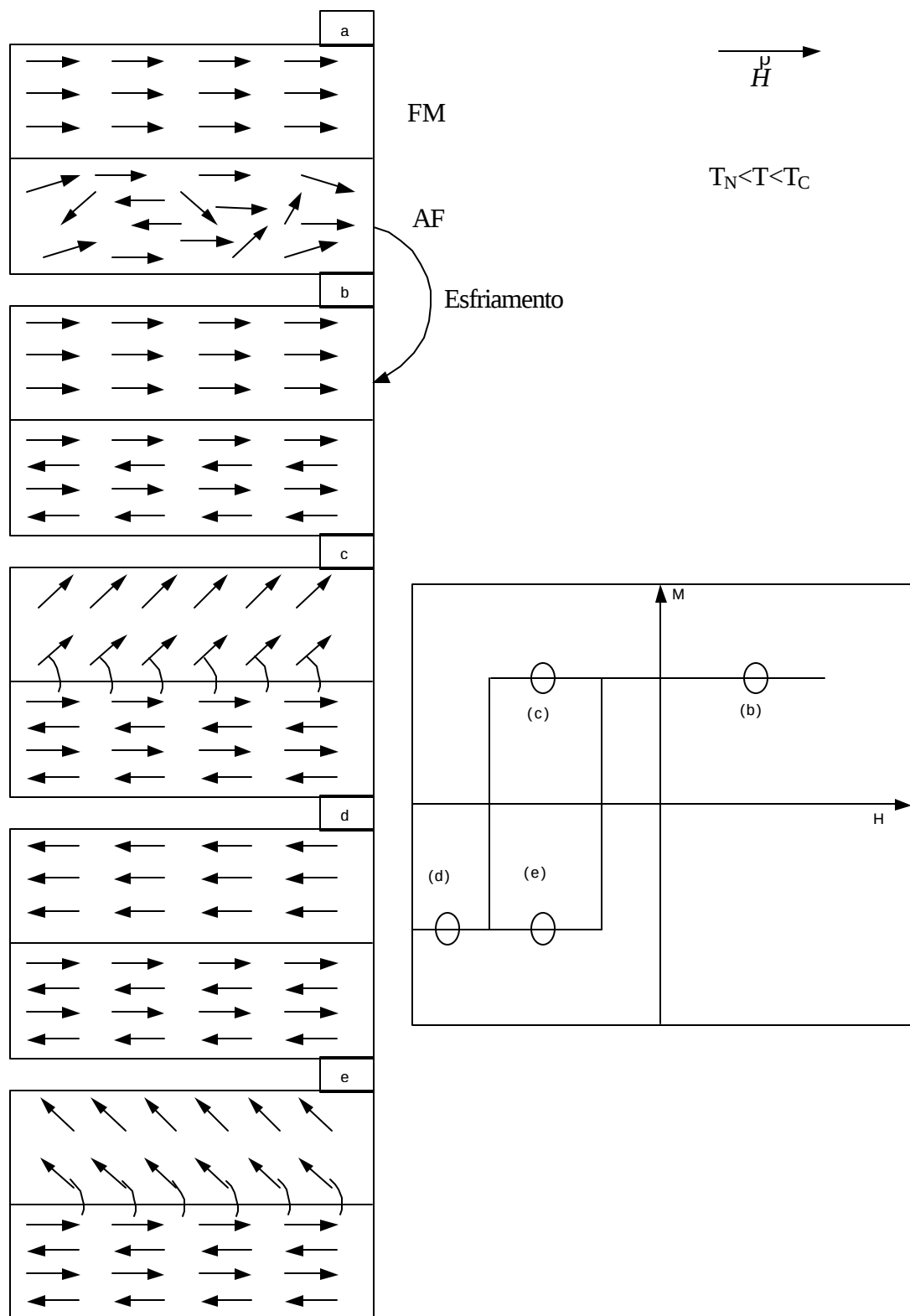


Fig. 2.2- Diagrama descrevendo a configuração ideal dos *spins* numa bicamada FM/AF em diferentes estados (a-e).

Quando o campo é revertido os *spins* no FM começam a girar e se a anisotropia no AF for suficientemente forte, aqueles que ficam na interface FM/AF estarão fortemente acoplados à rede AF e não girarão de maneira substancial além de sua direção de alinhamento (Fig. 2.2(c)). Os *spins* do material FM, que tenderão a se alinhar com o campo externo devido à interação Zeeman, exercerão um torque microscópico nos *spins* do material AF (Fig. 2.2(c)).

Se o valor do campo aplicado H , for suficientemente forte para inverter a magnetização ($H > |H_{eb} + H_C|$), os *spins* do FM ficarão orientados no sentido contrário e a amostra estará saturada. O campo necessário para reverter a magnetização ($H = |H_{eb} + H_C|$) é maior do que aquele necessário se o filme FM não estivesse em contacto com o material AF (Fig. 2.2(d)).

Quando o valor do campo começa a diminuir, seguindo o ramo ascendente do ciclo de histerese, os *spins* no FM começarão a girar em um valor de campo menor, pois a interação com os *spins* do AF agora exercem um torque na mesma direção do campo aplicado (Fig. 2.2(e)). Macroscopicamente, a bicamada FM/AF comporta-se como se existisse um campo de anisotropia de intercâmbio (interno) apontando em um único sentido, campo de *exchange-bias* H_{eb} (Fig. 2.1(b)).^[1, 6, 14]

Na verdade, este é somente um modelo fenomenológico muito simples que serve apenas para dar uma idéia intuitiva sobre o fenômeno manifestado nas bicamadas acopladas por *exchange*. Na realidade o fenômeno é muito mais complicado e muitos outros detalhes devem ser levados em consideração. A rugosidade na interface, os domínios magnéticos em ambos os meios, a anisotropia, o tamanho e número de grãos são fatores que influem nas medidas experimentais, e devem ser considerados em modelos microscópicos mais realísticos.

O primeiro passo para desenvolver a teoria fenomenológica que servirá para interpretar os resultados experimentais desta dissertação é tentar descrever a origem do *exchange-bias* de maneira macroscópica e chegar a uma expressão para a energia magnética livre por unidade de área. Na próxima seção serão discutidas as diversas formas de energia livre que devem ser levadas em consideração.

2.3 Energia magnética livre. Anisotropias magnéticas

As anisotropias magnéticas são a fonte de muitas das aplicações tecnológicas dos filmes ferromagnéticos. Filmes com a magnetização fora do plano são usados em dispositivos de gravação perpendicular e magneto-ótica. Por outro lado, aqueles com a magnetização no plano são aplicados em dispositivos de gravação longitudinal, sensores de campo magnético, cabeçotes magnetoresistivos, etc.

Fenomenologicamente, a energia livre magnética (energia/área) de um filme ferromagnético de espessura t , em contato atômico com um material AF, sob um campo magnético externo $\vec{H}$ é representada como:

$$E = -\vec{H} \cdot \vec{M}t + E_{Desmagnetização} + E_{Magnetocristalina} + E_{Exchange} \dots \quad (2.1)$$

onde o primeiro termo representa a energia Zeeman; o segundo a energia de desmagnetização que surge devido aos dipolos não compensados que são induzidos no material quando este é magnetizado fazendo com que o campo interno seja diferente do campo externo $\vec{H}$; o terceiro é a energia magnetocristalina que tem sua origem nas interações de intercambio, dipolar e *spin-órbita*. Para os metais ferromagnéticos (*Fe*, *Ni*, *Co*) o efeito da interação de intercambio é desprezível, pois a energia desta interação é proporcional ao produto escalar entre os *spins* e por tanto, independe do ângulo entre estes momentos e os eixos cristalinos. Por outro lado a interação dipolar depende da orientação

relativa entre a magnetização e os eixos cristalinos e poderia contribuir para a anisotropia magnetocristalina. No entanto, pode-se demonstrar em primeira aproximação, que a contribuição dipolar para esta anisotropia em cristais cúbicos é nula, mesmo em *Co* (hcp) a correção devida a interação dipolar é $\sim -0.67\%$.^[17,18] Por último o terceiro termo leva em conta a energia de interação entre o filme ferromagnético e o antiferromagnético na bicamada.

2.3.1 Energia de desmagnetização

Quando as amostras são finitas a formação de dipolos não compensados, que são induzidos na superfície do material quando este é magnetizado, provocam o aparecimento de um campo interno (H_i^w) no material, $H_i^p = H^p - H_D^p$, que é diferente do campo externo H^p como é mostrado na Fig. 2.3 para uma amostra com simetria elipsoidal.

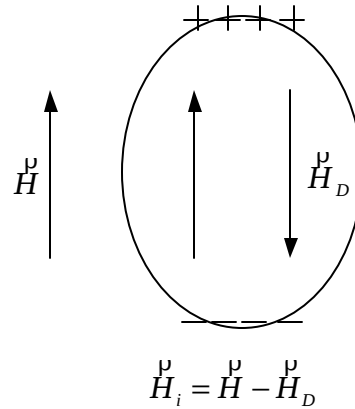


Fig. 2.3- Campo interno produzido pelos dipolos não compensados induzidos na superfície da amostra.

O campo $\vec{H}_D$ é o campo de desmagnetização e é igual a:

$$\vec{H}_D = -\vec{N} \bullet \vec{M} \quad (2.2)$$

onde $\vec{N}$ é o tensor de forma que depende da geometria da amostra e $\vec{M}$ é a magnetização de saturação.

Considerando o filme como contínuo a energia dipolar ou energia de desmagnetização, é definida como^[19]:

$$E_D = -\frac{1}{2}t \int \vec{M} \cdot \vec{H}_D dA \quad (2.3)$$

onde, t é a espessura do filme, e A sua área.

Para um filme fino $\vec{N}$ é um escalar e é igual a 4π então de (2.3) para um campo aplicado no plano do filme a energia de desmagnetização por unidade de área, tem a forma

$$E_D = (2\pi M^2 \cos^2 \theta) t = 2\pi (\vec{M} \cdot \hat{n})^2 t \quad (2.4)$$

onde o vetor unitário $\hat{n}$ representa a direção normal ao plano do filme.

2.3.2 Energia magnetocristalina

A energia magnetocristalina como vimos é atribuída à interação spin-órbita e depende da orientação da magnetização em relação aos eixos cristalinos. A existência desta pode ser constatada nas curvas de magnetização de diferentes sistemas, nestes, observa-se que campos menores são requeridos para magnetizar o sistema em certas direções. Os eixos cristalográficos onde a magnetização tende a se alinhar são chamados de eixos fáceis e contrariamente naqueles eixos nos quais é mais difícil de produzir a saturação são chamados de eixos duros. A energia de anisotropia é a diferença de energia entre o sistema saturado ao longo do eixo duro e o sistema saturado ao longo do eixo fácil.

Suponhamos que temos um cristal simples de material magnético o qual está magneticamente saturado, ou seja, o sistema como um todo se comporta como um monodomínio. É comum expressar a energia magnetocristalina como uma série de potências dos co-senos diretores da magnetização Fig. 2.4. Isto é, para um cristal ferromagnético com magnetização $\vec{M}$ escrevemos a energia de anisotropia como:

$$E_A(\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3) = \left(\sum_i b_i \alpha_i + \sum_{i,j} b_{ij} \alpha_i \alpha_j + \sum_{i,j,k} b_{ijk} \alpha_i \alpha_j \alpha_k + \sum_{i,j,k,l} b_{ijkl} \alpha_i \alpha_j \alpha_k \alpha_l + \dots \right) t \quad (2.5)$$

onde, $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$ são os co-senos diretores de $\vec{M}$ com respeito a um sistema de eixos cartesianos no cristal. Esta expressão é completamente geral e não leva em conta a simetria do cristal.

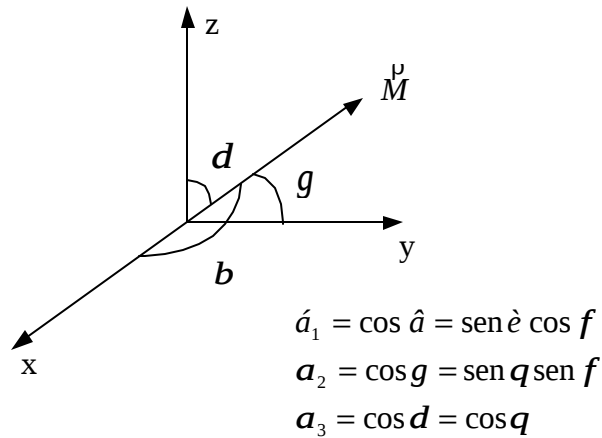


Fig. 2.4- Co-senos diretores da magnetização em coordenadas esféricas.

As formas mais comuns destas anisotropias são a uniaxial e a cúbica. A anisotropia uniaxial surge quando o crescimento ocorre em uma rede com simetria hexagonal, sendo o eixo fácil paralelo ao eixo c e o eixo duro paralelo ao plano de simetria da rede, como no Cobalto. A anisotropia uniaxial também pode ser gerada pela tensão mecânica induzida no

crescimento do filme devido, por exemplo, ao descasamento entre as constantes de rede do substrato e do material em crescimento.^[20] A anisotropia cúbica advém da estrutura cristalina cúbica, como no Ferro e no Níquel. Se um material cúbico tiver algum tipo de defeito que induza uma tensão mecânica, é comum o mesmo apresentar uma superposição dos dois tipos de anisotropia magnetocristalina: cúbica + uniaxial.

2.3.2.1 Anisotropia Cúbica

No caso da anisotropia cúbica muitos termos em (2.5) não aparecem, pois a energia livre tem que ser invariante em relação à inversão no sentido da magnetização e troca de eixos, em outras palavras, é independente da mudança de sinal em qualquer dos a 's e portanto não pode conter potências ímpares destes, nem termos cruzados como $a_1 a_2$. Então na expressão $b_1 a_1^2 + b_2 a_2^2 + b_3 a_3^2$ é necessário que $b_1 = b_2 = b_3$ e como $a_1^2 + a_2^2 + a_3^2 = 1$ nenhuma anisotropia resulta deste termo.

Por outro lado como $a_1^2 a_2^2 + a_1^2 a_3^2 + a_3^2 a_2^2 = \frac{1}{2} - \frac{1}{2}(a_1^4 + a_2^4 + a_3^4)$ não é necessário escrever o termo de quarto grau. Desta maneira a equação (2.5) pode ser escrita como:

$$E_A(a_1, a_2, a_3) = (K_1(a_1^2 a_2^2 + a_2^2 a_3^2 + a_3^2 a_1^2) + K_2 a_1^2 a_2^2 a_3^2)t \quad (2.6)$$

onde K_1 e K_2 são constantes de anisotropia cúbica de primeira e segunda ordem, respectivamente.

2.3.2.2 Anisotropia Uniaxial

Na anisotropia uniaxial a direção fácil de magnetização é o eixo hexagonal c. Qualquer direção no plano perpendicular a c é um eixo duro, então a magnetização é quase isotrópica

para um dado ângulo q entre a direção da magnetização e o eixo de simetria. A energia de anisotropia pode ser expressa como:

$$E_U(\mathbf{a}_1, \mathbf{a}_2) = (K_1(\mathbf{a}_1^2 + \mathbf{a}_2^2) + K_2(\mathbf{a}_1^2 + \mathbf{a}_2^2)^2)t + \dots \quad (2.7)$$

e em coordenadas esféricas:

$$E_U(q) = (K_1 \sin^2 q + K_2 \sin^4 q)t \quad (2.8)$$

Alguns sistemas apresentam anisotropias do tipo uniaxial no plano do filme, $q = \frac{p}{2}$,^[21]

então em (2.5) devem aparecer potências pares de $\sin(f - f_U)$, ou seja

$$E_U(q, f) = (K_{U1} \sin^2 q \sin^2(f - f_U) + K_{U2} \sin^4 q \sin^4(f - f_U))t \quad (2.9)$$

onde f_U marca a direção do eixo uniaxial com respeito aos eixos cristalinos e K_{U1}, K_{U2} são as constantes de anisotropia uniaxial de primeira e segunda ordem respectivamente. Se $K_{U1} > 0 (K_{U1} < 0)$, então f_U determina uma direção fácil (dura) para a magnetização. O primeiro termo em (2.9) aparece como resultado de um re-arranjo direcional dos átomos no plano, que pode ser induzido por *stress* entre o filme e o substrato, por aquecimento com campo magnético *in-situ*, etc., e o segundo termo é produto das forças magnetoelásticas que induzem as anisotropias de segunda ordem.

Em filmes finos, existe uma perda de simetria devida a presença da superfície, e como consequência é necessário incluir na energia livre magnética um termo da forma $-K' \cos^2 q$ onde K' é uma nova constante de anisotropia e q é o ângulo azimutal em coordenadas esféricas, este termo é conhecido como anisotropia de superfície e foi introduzido por Néel.^[22]

Resumindo então, a energia livre magnética pode ser escrita como:

$$E = [-\vec{H} \cdot \vec{M} + 2pM^2 \cos^2 \mathbf{q} + K_1(a_1^2 a_2^2 + a_2^2 a_3^2 + a_3^2 a_1^2) + K_2 a_1^2 a_2^2 a_3^2 + K_{U1} \sin^2 \mathbf{q} \sin^2(f - f_U) + K_{U2} \sin^4 \mathbf{q} \sin^4(f - f_U) - K' \cos^2 \mathbf{q}]t + E_{EX} \dots\dots\dots] \quad (2.10)$$

Na realidade a dedução da energia de desmagnetização foi feita supondo que o filme é um meio contínuo. Um filme real, de algumas monocamadas, deve ser tratado como um sistema discreto de dipolos magnéticos, e, portanto o fator de desmagnetização, N em (2.2) deve ser corrigido. De fato, a energia dipolar dos planos superficiais é menor em relação aos planos mais internos, gerando assim uma energia de desmagnetização média que pode ser expressa como a soma de um termo proporcional a $\frac{1}{t}$. Supondo que $K' \approx \frac{1}{t}$, a energia

livre por unidade de superfície em (2.10) pode ser escrita como:

$$E = [-\vec{H} \cdot \vec{M} + (2pM^2 - \frac{K_s}{t}) \cos^2 \mathbf{q} + K_1(a_1^2 a_2^2 + a_2^2 a_3^2 + a_3^2 a_1^2) + K_2 a_1^2 a_2^2 a_3^2 + K_{U1} \sin^2 \mathbf{q} \sin^2(f - f_U) + K_{U2} \sin^4 \mathbf{q} \sin^4(f - f_U)]t + E_{EX} \dots\dots\dots] \quad (2.11)$$

onde o termo $\frac{K_s}{t}$, que foi introduzido de forma fenomenológica, explica as variações das constantes de anisotropia devido à superfície e à interface.

De (2.11) pode-se definir uma magnetização efetiva como:^[23]

$$4pM_{ef} = 4pM - \frac{K_s}{Mt} = 4pM - \frac{K_N}{M} \quad (2.12)$$

onde, $K_N = \frac{K_s}{t}$ é a constante de anisotropia perpendicular, ou de superfície. O termo de intercâmbio entre o material AF e o material FM será explicitado na próxima seção.

2.3.3 Energia de intercâmbio

Como já vimos na primeira seção deste capítulo, nas bicamadas FM/AF existe um acoplamento entre os momentos magnéticos de ambos os filmes que induz uma anisotropia unidirecional.

Teoricamente o primeiro modelo sobre *exchange-bias* foi proposto por C.P.Bean^[24]. Este modelo simples assume que o acoplamento entre a camada AF, ocorre através de uma interface não compensada como mostramos na Fig. 2.1(b). Supõe-se que no processo de reverter a magnetização do FM os *spins* neste giram coerentemente e que os *spins* no AF permanecem fixos. De acordo com este modelo o campo de intercâmbio ou de *exchange* (H_E) calculado é duas ordens de grandeza maior que os valores observados no experimento. Dois modelos alternativos, o modelo de campo aleatório de Malozemoff^[25] e o modelo de parede de domínio de Mauri et.al^[26], foram propostos com o objetivo de explicar esta diferença. Nestes modelos, não é necessário que a interface FM/AF seja não compensada. Outro modelo proposto por N.C.Koon^[27] sugere um novo mecanismo de acoplamento por intercâmbio, no qual a superfície AF está em estado de *spin-flop*. Isto pode explicar o acoplamento perpendicular entre as camadas FM e AF^[28]. Schulthess e Butler^[29], baseados no modelo microscópico de Heisenberg mostraram que o estado de *spin-flop*, proposto por Koon, não induz anisotropia de intercâmbio, mais induz uma anisotropia uniaxial no filme FM. O modelo quantum-mecânico de Suhl e Schuller^[30], é outra tentativa para explicar o deslocamento observado nas curvas de magnetização em sistemas $F_e / F_e F_2$.

Para escrever a energia E_{EX} teremos em conta primeiro que a energia de anisotropia unidirecional pode ser escrita fenomenologicamente como:

$$E_{EX} = -J_{EX} \cos(\theta - \theta_{EX}) \quad (2.13)$$

onde, J_{EX} é a constante de anisotropia de intercâmbio ou *exchange* e f_{EX} é o ângulo entre o campo de anisotropia, $H_{EX} = \frac{J_{EX}}{tM_{FM}}$, é o eixo fácil da magnetização. Este termo é mínimo quando a magnetização é paralela ao campo de anisotropia e máximo quando esta esteja orientada no sentido oposto, favorecendo, na ausência de campo aplicado uma direção preferencial unidirecional.

Geralmente, a presença de domínios magnéticos no filme FM é desprezada, mas no caso do AF, a estrutura magnética é mais complicada e pode ser modificada pelo acoplamento de intercâmbio na interface. Neste sentido Mauri et.al.^[26] mostraram que o aparecimento de uma parede de domínio no AF faz com que a energia de interação entre os dois meios (e que é responsável pelo campo de anisotropia unidirecional), é uma combinação do campo de intercâmbio, H_{EX} , e do campo da parede de domínio no AF, H_W .

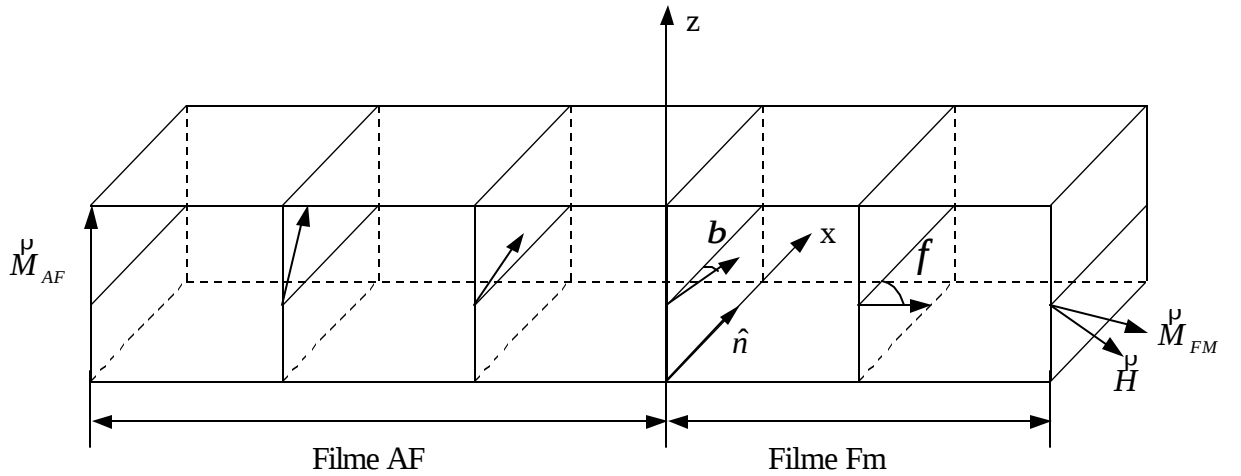


Fig. 2.5- Modelo de parede de domínio para uma bicamada FM/AF acoplada por *exchange*.

Na Fig. 2.5, mostramos de maneira esquemática o modelo de interface FM/AF com formação de parede de domínio em uma sub-rede do antiferromagnético onde assumimos que a espessura do filme antiferromagnético é infinita. Cálculos feitos considerando a espessura finita podem ser encontrados em^[31].

A anisotropia induzida no filme antiferromagnético (na direção $\hat{x}$ da Fig. 2.5), pode ser escrita como:

$$E_{UD,AF} = s_w (1 - \cos b) \quad (2.14)$$

onde $s_w = H_w M_{FM} t$ é a energia da parede de domínio no antiferromagnético e b é o ângulo entre a magnetização da primeira camada AF com relação ao eixo uniaxial, $\hat{x}$.

Considerando que a magnetização no AF esta orientada no eixo fácil do FM $b = f_{EX}$ a energia de intercâmbio pode ser escrita como:

$$E_{EX} = -J_{EX} \cos(f - b) + s_w (1 - \cos b) \quad (2.15)$$

Desta forma podemos escrever a expressão geral para a energia livre magnética por unidade de área, de uma bicamada FM/AF como sendo:

$$E = [-\vec{H} \cdot \vec{M} + (2pM_{ef}^2) \cos^2 q + K_1(a_1^2 a_2^2 + a_2^2 a_3^2 + a_3^2 a_1^2) + K_2 a_1^2 a_2^2 a_3^2 + K_u \sin^2 \phi \sin^2(f - f_u) + K_{u2} \sin^4 \phi \sin^4(f - f_u)]t - J_{EX} \cos(f - b) + s_w (1 - \cos b) \quad (2.16)$$

Na expressão (2.16) a energia cúbica cristalina está apresentada por motivos didáticos.

Nesta dissertação o terceiro e quarto termos desta equação serão desprezados, tendo em vista que os materiais investigados foram todos policristalinos ou que possuem a anisotropia cúbica desprezível.

2.5 Referências

- [1] Review: W. H. Meiklejohn, J. Appl. Phys. **33**, 1328 (1962).
- [2] Review: H. Schmid, Cobalt. **6**, 8 (1960).
- [3] W.H.Meiklejohn, J. Appl. Phys. **29**, 454 (1958).
- [4] F. J. Darnell, J. Appl. Phys. **32** (Suppl.), 186S (1961).
- [5] Y. Kitade, H. Kikuchi, H. Kishi, M. Otagiri and K. Kobayashi, IEEE Trans. Magn, **31**, 2600 (1995).
- [6] P.ten Berge, N. J. Oliveira, T. S. Plaskett, J. L. Leal, H. J. Boeve, G. Albuquerque, J. Ferreira, A. R. Morais, A T. Sousa, L. Rodrigues and P. P. Freitas, IEEE Trans. Mag, **31**, 2603 (1995).
- [7] H. Kanai, J. Kane, K. Aoshinma, M. Kanamine and Y. Uehara, IEEE Trans. Magn, **31**, 2612 (1995).
- [8] D. Lu and J-G. Zhu, IEEE Trans. Magn, **31**, 2615 (1995).
- [9] T. Lin, C. Tsang, R. E. Fontana and J.Kent Howard, IEEE Trans. Magn, **31**, 2585 (1995).
- [10] Y. Hamakawa, H. Hoshita, T. Kawabe, R. Aai, K. Nakamoto, M. Fuyama and Y. Siguta, IEEE Trans. Magn, **32**, 149 (1996).
- [11] G. W. Anderson, Y. Huai, L. Miloslavsky and C. X. Qian, J. Appl. Phys, **85**, 6109 (1999).
- [12] S. Mao, J. Giusti, N. Amin, J. Vand and E.Murdock, J. Appl. Phys, **85**, 6112 (1999).
- [13] T. Ambrose, K. Liu and C. L. Chien, J. Appl. Phys. **85**, 6124 (1963).
- [14] Review: J. S. Kouvel, J. Phys. Chem. Sol. **24**, 795 (1963).
- [15] Review: N. H. March, P. Lambin, F. Herman, J. Mag. Mag. Mater. **44**, 1 (1984).

- [16] W. H. Meiklejohn, C. P. Bean, Phys. Rev. **105**, 904 (1957).
- [17] G. H. O. Daalderop, P. J. Kelly and M. F. H. Schuurmans, Phys. Rev. B, **41**, 11919 (1990).
- [18] A. Lessard, T. H. Moos and W. Hübner, Phys. Rev. B, **56**, 2594 (1997).
- [19] L. Néel, J. Phys. Radium, **15**, 225, (1954).
- [20] R. M. White, Quantum Theory of Magnetism, McGraw-Hill (1964).
- [21] A. Corciovei, G. Gostache and D. Vamann, em Ferromagnetic Thin Films, Solid State Series, Vol. **27**, eds. H. Ehrenreich, F. Seitz and D. Turnbull, Academic Press Inc., New York (1972).
- [22] Ch. Kittel, Phys. Rev. **70**, 965 (1946).
- [23] Tese de doutorado de José Fermin.
- [24] C. P. Bean, em Sturcture and Properties of Thin Films, eds. C. Neugebauer, J. Newrik and D. Vermlyea, Wiley, New York, 1959, pp.31.
- [25] A. P. Malozemoff, Phys. Rev. B, **35**, 3679 (1987).
- [26] D. Mauri, H. C. Siegmman, P. S. Bagus and E. Kay, J. Appl. Phys. **62**, 3047 (1987).
- [27] N. C. Koon, Phys. Rev. Lett. **78**, 4865 (1997).
- [28] T. J. Moran, T. Nogués, D. Lederman, I. K. Schuller, App. Phys. Lett. **72**, 617 (1998).
- [29] T. C. Schulthess and W. H. Butler, Phys. Rev. Lett. **81**, 4516 (1998).
- [30] H. Schl and I. K. Schuller, Phys. Rev. B, **58**, 258 (1998).
- [31] Haiwen Xi, Keith R. Mountfield, and Robert M. White, J. Appl. Phys **87**, 9 (2000).

CAPÍTULO 3

Técnicas experimentais e teoria fenomenológica

3.1 Introdução

Neste capítulo são apresentadas as técnicas experimentais utilizadas nesta tese. Assim, na seção 3.2, apresentamos uma breve introdução ao Efeito Kerr magneto-óptico (MOKE), na 3.3 apresentam-se os princípios básicos da ressonância ferromagnética (FMR) e por último na seção 3.4 introduzimos pela primeira vez a técnica de susceptibilidade magnética ac (c_{AC}) no estudo das bicamadas FM/AF acopladas por *exchange*.

3.2 Efeito Kerr magneto-óptico (MOKE)

O efeito Kerr foi descoberto por John Kerr em 1876^[1], ele observou que quando a luz linearmente polarizada é refletida pela superfície de um meio magnético surge uma mudança no estado de polarização da mesma. O fenômeno foi interpretado como devido a uma birrefringência circular, isto é, a onda incidente linearmente polarizada, é resolvida em uma onda circularmente polarizada à esquerda e em outra circularmente polarizada à direita com diferentes índices de refração. Este tipo de efeito é conhecido como efeito Kerr magneto-óptico (MOKE).

Dependendo da orientação do campo magnético aplicado com relação ao plano de incidência da luz o MOKE é classificado como transversal, longitudinal ou polar (Fig. 3.1).

No MOKE transversal (TMOKE), o campo magnético é orientado no plano do filme e perpendicular ao plano de incidência, no longitudinal (LMOKE) o campo magnético é orientado da mesma maneira só que paralelo ao plano de incidência, e por último no

MOKE polar (PMOKE), o campo é aplicado paralelo ao plano de incidência e perpendicular ao plano do filme.

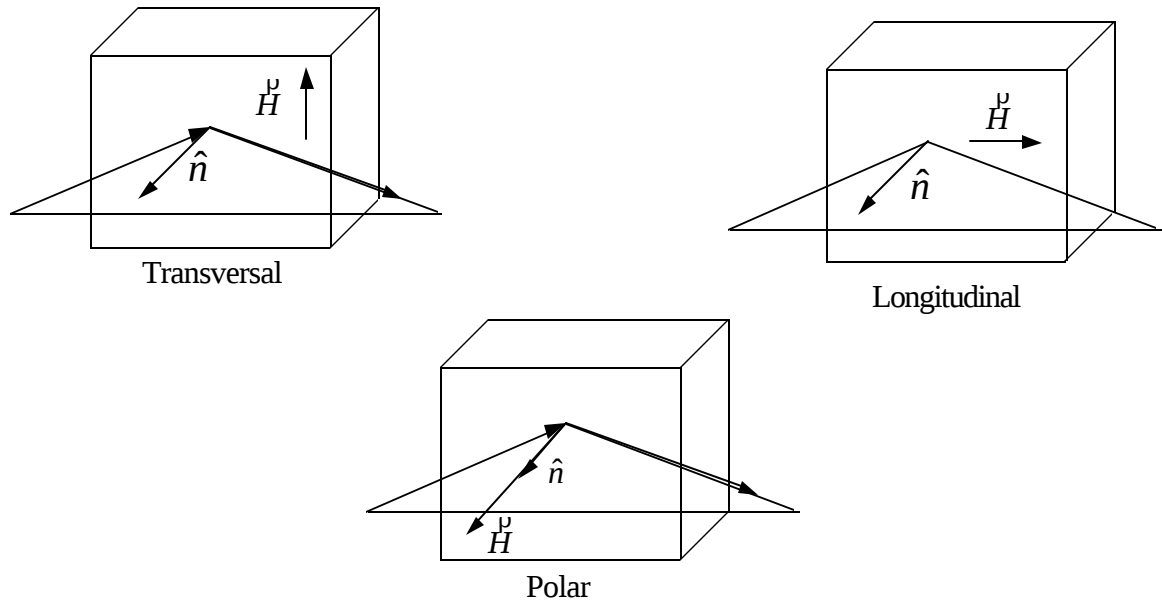


Fig. 3.1- Configurações para o efeito Kerr magneto-óptico: (T) transversal, (L) longitudinal e (P) polar. $\hat{n}$ representa o vetor normal ao plano do filme.

A teoria fenomenológica dos efeitos magneto-ópticos, Longitudinal, Transversal e Polar foi originalmente desenvolvida por Voigt em 1908. Teorias mais completas incluindo a derivação dos coeficientes de Fresnel são devidas a Argyres^[2], Robinson^[3], Pluvinaige e Torguet^[4] e Hunt^[5]. Recentemente, teorias baseadas na interação *spin-orbita* e na interação de intercâmbio, provêem uma descrição microscópica dos fenômenos magneto-ópticos em filmes finos metálicos^[6-8].

Devido a que o efeito Kerr existe para uma direção arbitrária da magnetização (em relação ao plano de incidência), para uma incidência que não seja normal, o sinal MOKE detectado por qualquer dos três efeitos vai ser proporcional à componente da magnetização paralela ao campo magnético. Isto faz com que esta técnica seja bastante usada no estudo

de domínios^[9], determinação de curvas de histerese^[10], em aplicações para gravação magnética e tecnologia de armazenamento de alta densidade^[11], etc.

As curvas de histerese obtidas por qualquer uma das três configurações fornecem informação detalhada sobre a dependência da magnetização com a temperatura, condições de crescimento e espessura do filme além de ser muito sensível às anisotropias presentes no filme.

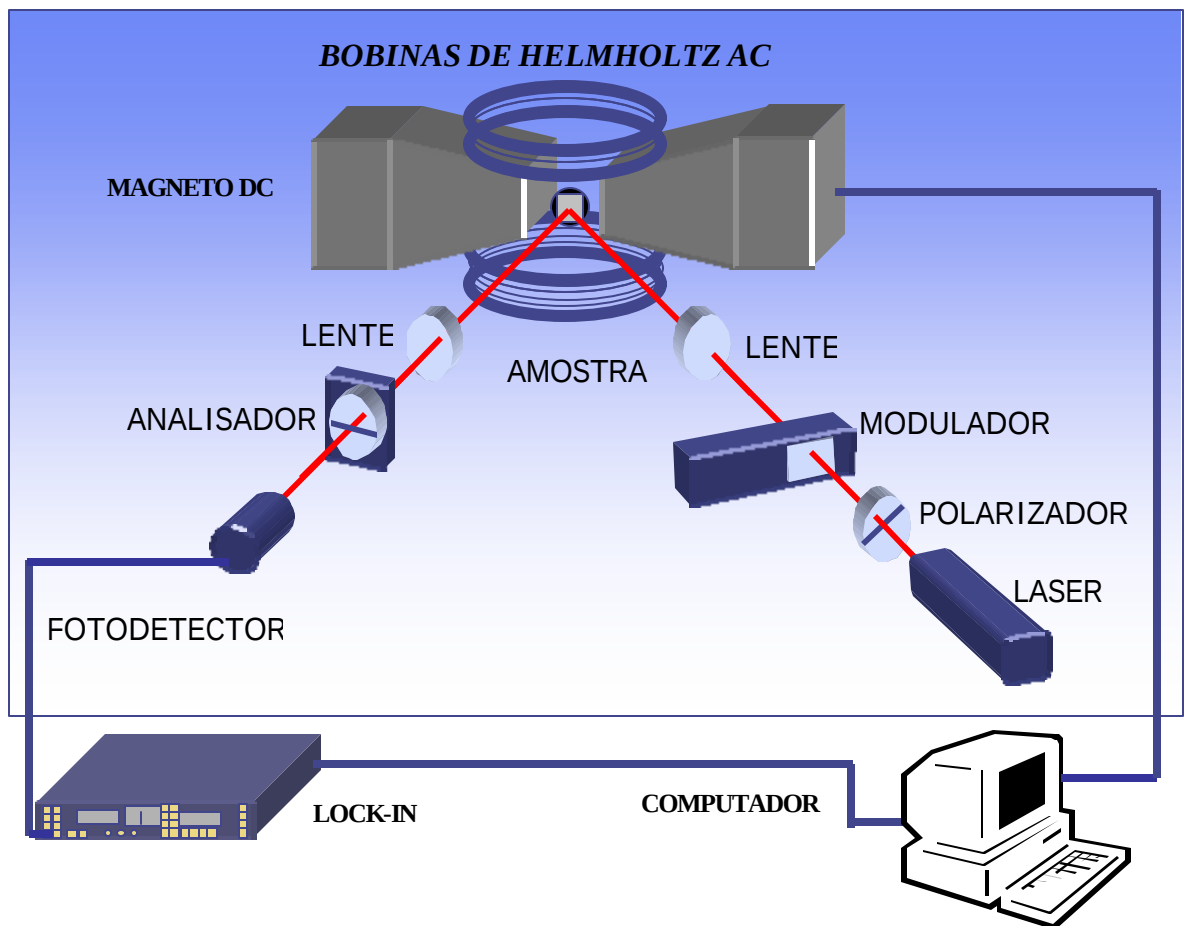


Fig. 3.2- Arranjo experimental utilizado nas medidas de MOKE.

Na prática, os métodos magneto-ópticos são simples em comparação com outras técnicas de magnetometria, como por exemplo, SQUID^[12-13] e VSM^[14-15] permitindo além disso medir simultaneamente, e em separado, todas as componentes da magnetização com

relação ao campo magnético^[16]. Por estas razões é que dentre as técnicas existentes para medir curvas de histerese magnética, a baseada no efeito Kerr é a mais usada na investigação de filmes finos magnéticos.

Nesta dissertação, as medidas de magnetização por MOKE foram todas obtidas na configuração longitudinal. A montagem é constituída por um laser; polarizador; modulador foto-elástico; analisador; lentes; filtros; detector e o magneto (electro-ímã). O diagrama utilizado está mostrado na Fig. 3.2.

O formalismo para tratar o efeito Kerr é baseado no cálculo matricial de Jones^[17] combinado com o cálculo dos coeficientes de Fresnel^[18]. Mais adiante mostramos que para uma orientação dada dos três dispositivos ópticos usados (polarizador, analisador e modulador) no sistema LMOKE, o sinal detectado é proporcional à componente paralela da magnetização com relação ao campo magnético aplicado na amostra.

3.2.1 Origem dos efeitos magneto-ópticos

A resposta de um material à radiação eletromagnética está relacionada aos tensores de permissividade dielétrica, $\overset{\tau}{e}$, e de permeabilidade magnética, $\overset{\tau}{m}$, que tem a seguinte forma^[5]

$$\overset{\tau}{e} = \begin{bmatrix} e_q & -iQe_q & 0 \\ iQe_q & e_q & 0 \\ 0 & 0 & e_q \end{bmatrix} \quad (3.1)$$

$$\overset{\tau}{m} = \begin{bmatrix} m_q & iPm_q & 0 \\ iPm_q & m_q & 0 \\ 0 & 0 & m_q \end{bmatrix} \quad (3.2)$$

onde, Q e P são constantes magneto-ópticas complexas, e são proporcionais à magnetização $\vec{M}^{\nu}(\vec{H})$. Em frequências ópticas, os efeitos do parâmetro magneto-óptico P são desprezíveis, e os de tipo magneto-óptico podem ser representados mediante o parâmetro $Q^{[5]}$ podendo assim $\vec{m}$ ser tratado como um escalar.

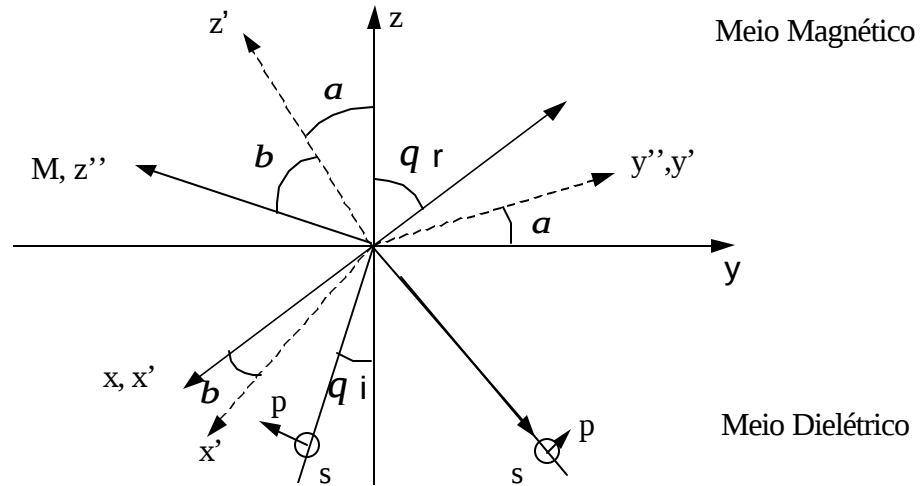


Fig. 3.3- Transformação de coordenadas desde o sistema (x'', y'', z'') de magnetização ao sistema (x, y, z) da geometria de dispersão através dos ângulos de Euler a e b . O sistema de coordenadas intermediário rodado em torno do eixo x por a é (x', y', z') . A segunda rotação b é em redor do eixo y' .

Em geral os eixos principais da magnetização no plano de referência da amostra não coincidem com o sistema de referência tomado para definir a direção de $\vec{H}^{\nu}$ com respeito ao plano de incidência da luz. Para poder descrever as matrizes de dispersão temos que fazer coincidir uma das componentes de $\vec{M}^{\nu}$, na amostra, com a direção do campo aplicado.

Na Fig. 3.3 mostramos os dois sistemas de coordenadas, com (x, y, z) representamos o sistema referente à direção do campo magnético aplicado $\vec{H}^{\nu}$ e com (x', y', z') o sistema referente aos eixos principais da magnetização na amostra.

Aqui tomamos a direção de $\vec{H}^u$ tal que $\vec{H}_y^u$ esteja no plano de incidência e no plano da amostra, $\vec{H}_x^u$ seja perpendicular ao plano de incidência e no plano da amostra e $\vec{H}_z^u$ no plano de incidência e perpendicular ao plano da amostra.

Assumimos também que a magnetização e os tensores de permissividade dielétrica e permeabilidade magnética estejam definidos em (x'', y'', z'') . Nesta geometria o plano y - z coincide com o de incidência enquanto que o plano x - y é paralelo ao plano da superfície da amostra.

A transformação de coordenadas entre a direção do campo aplicado $\vec{H}^u$ e os eixos da magnetização na amostra, necessários para derivar a expressão para o efeito Kerr é dada por:

$$\begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix} = T \cdot \begin{pmatrix} x'' \\ y'' \\ z'' \end{pmatrix} \quad (3.3)$$

onde, T a matriz de transformação de coordenadas em função dos ângulos de Euler escrita como:

$$T = \begin{pmatrix} \cos b & 0 & \sin b \\ \sin a \sin b & \cos a & -\sin a \cos b \\ -\cos a \sin b & \sin a & \cos a \cos b \end{pmatrix} \quad (3.4)$$

O tensor de permissividade dielétrica transformado do sistema (x'', y'', z'') ao sistema (x, y, z) , para uma orientação arbitrária de $\vec{M}^u$ escreve-se como:

$$\epsilon = T \epsilon'' T = \begin{pmatrix} \epsilon_q & -ie_q Qm_z & -ie_q Qm_y \\ ie_q Qm_z & \epsilon_q & -ie_q Qm_x \\ -ie_q Qm_y & ie_q Qm_x & \epsilon_q \end{pmatrix} \quad (3.5)$$

$$\text{onde, } m_x = \frac{M_x}{|M|} = \sin \mathbf{b}, \quad m_y = \frac{M_y}{|M|} = \cos \mathbf{b} \quad \text{e} \quad m_z = \frac{M_z}{|M|} = \cos \mathbf{a} \cos \mathbf{b}$$

e, (M_x, M_y, M_z) são as componentes da magnetização no sistema (x, y, z) responsáveis pelos efeitos Kerr Longitudinal, Transversal e Polar.

Na Fig. 3.4 mostra-se um arranjo experimental típico nas medidas de MOKE.

O sinal medido no experimento depende em geral da configuração geométrica da óptica e dos parâmetros da amostra. A amplitude normalizada, $\frac{I}{I_0}$, do sinal é o modulo ao

quadrado do campo elétrico da luz e é dada pela seguinte equação:

$$\frac{I}{I_0} = \left| \frac{E_D}{E_0} \right| = \left| A(\mathbf{q}_a) \cdot R \cdot M(\mathbf{q}_m, f) \cdot P(\mathbf{q}_p) \right|^2 \quad (3.6)$$

onde, $A(\mathbf{q}_a)$ é a matriz de Jones do analisador, R representa a matriz de reflexão da amostra, $M(\mathbf{q}_m, f)$ é a matriz de Jones do modulador e $P(\mathbf{q}_p)$ a matriz de Jones do polarizador.

No arranjo experimental, a radiação eletromagnética de frequência ω e vetor de onda $k_0 = \sqrt{\epsilon_0 m_0}$, com campo elétrico

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}_0 \exp \left[i(\vec{k}_0 \cdot \vec{r} - \omega t) \right] \quad (3.7)$$

é polarizada linearmente formando um ângulo $\mathbf{q}_p$ com o plano de incidência de maneira tal que

$$\vec{E} = E_0 (\cos \mathbf{q}_p \hat{p} + \sin \mathbf{q}_p \hat{s}) \quad (3.8)$$

ou em forma matricial

$$\begin{pmatrix} E_p \\ E_s \end{pmatrix} = P(\mathbf{q}_p) = \begin{pmatrix} \cos \mathbf{q}_p \\ \sin \mathbf{q}_p \end{pmatrix} \quad (3.9)$$

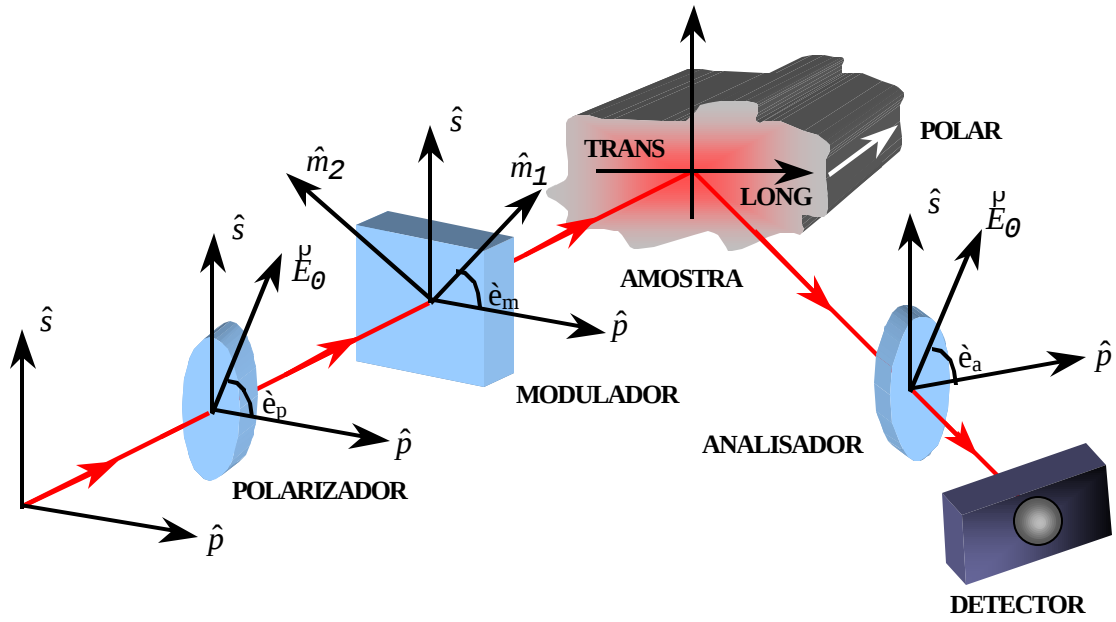


Fig. 3.4-Esquema geral para a montagem utilizada na magnetometria por efeito Kerr.

onde, para simplificar os cálculos normalizamos a amplitude da radiação na unidade, em virtude de (3.6). Em seguida, a luz é modulada por um modulador foto-elástico que induz uma diferença de fase , $f = f_0 \sin \omega t$, entre as duas componentes da luz em (3.8) e (3.9) onde f_0 e ω são a amplitude (graus) e a frequência de modulação, respectivamente.

Em relação aos eixos principais do modulador $\hat{m}_1$ e $\hat{m}_2$, as componentes do campo elétrico ficam como:

$$\vec{E} = (\cos q_p \cos q_m + \sin q_p \sin q_m) \exp\left(-i \frac{f}{2}\right) \hat{m}_1 + (\cos q_p \sin q_m - \sin q_p \cos q_m) \exp\left(i \frac{f}{2}\right) \hat{m}_2 \quad (3.10)$$

$$\text{com } \hat{m}_1 = \cos q_m \hat{p} + \sin q_m \hat{s} \text{ e } \hat{m}_2 = \sin q_m \hat{p} - \cos q_m \hat{s} \quad (3.11)$$

onde, q_m é o ângulo entre $\hat{m}_1$ e $\hat{p}$.

Então, no plano de incidência, o campo elétrico da radiação incidente na amostra tem a forma:

$$\begin{aligned} \vec{E} = & \left[\cos \mathbf{q}_p \left(\cos \frac{f}{2} - i \operatorname{sen} \frac{f}{2} \cos 2\mathbf{q}_m \right) - i \operatorname{sen} \mathbf{q}_p \operatorname{sen} \frac{f}{2} \operatorname{sen} 2\mathbf{q}_m \right] \hat{p} \\ & + \left[-i \cos \mathbf{q}_p \operatorname{sen} \frac{f}{2} \operatorname{sen} 2\mathbf{q}_m + \operatorname{sen} \mathbf{q}_p \left(\cos \frac{f}{2} + i \operatorname{sen} \frac{f}{2} \cos 2\mathbf{q}_m \right) \right] \hat{s} \end{aligned} \quad (3.12)$$

Em forma matricial, a equação (3.12) escreve-se como:

$$\begin{pmatrix} E_p \\ E_s \end{pmatrix} = M(\mathbf{q}_m, f) \cdot P(\mathbf{q}_m) = \begin{bmatrix} \cos \frac{f}{2} - i \operatorname{sen} \frac{f}{2} \cos 2\mathbf{q}_m & -i \operatorname{sen} \frac{f}{2} \operatorname{sen} 2\mathbf{q}_m \\ -i \operatorname{sen} \frac{f}{2} \operatorname{sen} 2\mathbf{q}_m & \cos \frac{f}{2} + i \operatorname{sen} \frac{f}{2} \cos 2\mathbf{q}_m \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \cos \mathbf{q}_p \\ \operatorname{sen} \mathbf{q}_p \end{bmatrix} \quad (3.13)$$

Quando a radiação eletromagnética, com campo elétrico dado por (3.13), incide na amostra, a interação radiação/matéria pode ser expressa em termos da matriz de espalhamento magneto-óptica^[5]. No plano do filme a matriz de reflexão, em termos dos coeficientes de Fresnel, tem a seguinte forma:

$$R = \begin{bmatrix} r_{pp} & r_{ps} \\ r_{sp} & r_{ss} \end{bmatrix} \quad (3.14)$$

Os coeficientes de Fresnel são em geral funções complicadas dos ângulos de incidência e de refração bem como dos parâmetros dos materiais que formam a interface. Considerando uma interface ar-ferromagneto, estes coeficientes são até primeira ordem em Q ^[18], dados por:

$$r_{ss} = \frac{m \cos \mathbf{q}_i - N \cos \mathbf{q}_r}{m \cos \mathbf{q}_i + N \cos \mathbf{q}_r} \quad (3.15)$$

$$r_{ps} = \frac{imN \cos \mathbf{q}_i m_y \tan g \mathbf{q}_r Q}{(N \cos \mathbf{q}_i + m \cos \mathbf{q}_r)(m \cos \mathbf{q}_i + N \cos \mathbf{q}_r)} \quad (3.16)$$

$$r_{sp} = r_{ps}^* \quad (3.17)$$

$$r_{pp} = \frac{N \cos \mathbf{q}_i - m \cos \mathbf{q}_r}{N \cos \mathbf{q}_i + m \cos \mathbf{q}_r} + \frac{2imN \cos \mathbf{q}_i \sin \mathbf{q}_r m_x Q}{(N \cos \mathbf{q}_i + m \cos \mathbf{q}_r)^2} \quad (3.18)$$

onde, m é a permeabilidade magnética do material ferromagnético, $\mathbf{q}_i$ e $\mathbf{q}_r$ os ângulos de incidência e refração respectivamente e $N = n + ik$ o índice de refração complexo.

Seguindo o diagrama da Fig. 3.4, a luz passa através de um analisador, onde somente a componente paralela ao eixo principal é transmitida. A matriz de Jones para um analisador^[19] é dada por:

$$A(\mathbf{q}_a) = \begin{bmatrix} \cos^2 \mathbf{q}_a & \sin \mathbf{q}_a \cos \mathbf{q}_a \\ \sin \mathbf{q}_a \cos \mathbf{q}_a & \sin^2 \mathbf{q}_a \end{bmatrix} \quad (3.19)$$

onde, $\mathbf{q}_a$ é o ângulo entre o eixo principal do analisador e a direção $\hat{p}$.

Antes de calcular a intensidade do sinal magneto-óptico do nosso arranjo experimental, gostaria de chamar a atenção que a expressão (3.6) é válida somente na aproximação de filme ferromagnético espesso onde a interface filme-substrato pode ser desprezada. Entretanto, existem cálculos muito mais complicados nos quais é considerada mais de uma interface^[5, 20].

3.2.2 Efeito Kerr Longitudinal (LMOKE)

No efeito Kerr Longitudinal, o campo magnético aplicado é paralelo ao plano de incidência e fica no plano do filme (Fig. 3.1). Nesta geometria a componente da magnetização paralela ao campo magnético é $m_y = m_l$ (longitudinal), enquanto que a componente $m_x = m_t$ (transversal) é perpendicular ao mesmo.

Em nosso arranjo experimental, a radiação incidente é polarizada a 45° ($\mathbf{q}_p = 45^\circ$), o eixo principal do modulador é fixo em $\mathbf{q}_m = 0^\circ$ e o analisador em $\mathbf{q}_a = 0^\circ$. Com estes valores as matrizes envolvidas em (3.6) ficam como:

$$P(\mathbf{q}_p) = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \end{pmatrix} \quad (3.20)$$

$$M(\mathbf{q}_m, f) = \begin{bmatrix} \exp\left(-i\frac{f}{2}\right) & 0 \\ 0 & \exp\left(i\frac{f}{2}\right) \end{bmatrix} \quad (3.21)$$

$$\text{e } A(\mathbf{q}_a) = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (3.22)$$

$$\text{então } A(\mathbf{q}_a) \cdot R \cdot M(\mathbf{q}_m, f) \cdot P(\mathbf{q}_p) = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} r_{pp} \exp\left(-i\frac{f}{2}\right) + r_{ps} \exp\left(i\frac{f}{2}\right) \\ 0 \end{bmatrix} \quad (3.23)$$

e a intensidade do sinal detectado em função dos coeficientes de Fresnel é

$$\frac{I}{I_0} = \frac{1}{2} \left[|r_{pp}|^2 + |r_{ps}|^2 + 2 \operatorname{Re}(r_{pp}^* r_{ps}) \cos f + 2 \operatorname{Im}(r_{pp}^* r_{ps}) \sin f \right] \quad (3.24)$$

Na aproximação em que $Q \ll 1$, e levando em conta (3.16) e (3.18) a intensidade escreve-se de forma abreviada como:

$$\frac{I}{I_0} = \frac{f_1^2(N, \mathbf{q}_i)}{2} - [f_1(N, \mathbf{q}_i) f_2(N, \mathbf{q}_i, Q) J_1(f_0) \sin \omega t] m_l \quad (3.25)$$

onde,

$$f_i(N, \mathbf{q}_i) = \left(\frac{N \cos \mathbf{q}_i - m \cos \mathbf{q}_r}{N \cos \mathbf{q}_i + m \cos \mathbf{q}_r} \right) \quad (3.26)$$

$$\text{e } f_2(N_0, \mathbf{q}_i, Q) = \left(\frac{mN \cos \mathbf{q}_i \tan g \mathbf{q}_r Q}{(N \cos \mathbf{q}_i + m \cos \mathbf{q}_r)(m \cos \mathbf{q}_i + N \cos \mathbf{q}_r)} \right) \quad (3.27)$$

Em (3.25) levamos em conta que o seno pode ser escrito em termos da função de Bessel de primeira espécie $J_1(f_0)$ como $\sin f = \sin(f_0 \sin \omega t) \cong J_1(f_0) \sin \omega t$. Ou seja, em nossa configuração experimental o sinal é proporcional à componente m_l (ver eq. 3.25), que é filtrada com o *Lock-in* em fase com o modulador. Assim, obtemos sinais puros onde a única contribuição provém da componente paralela ao campo. A amplitude do sinal, neste caso pode ser maximizada ajustando-se corretamente o ângulo de incidência q_i .

3.2.3 Montagem experimental

As curvas de histerese nesta dissertação foram obtidas mediante o efeito Kerr magneto-óptico na geometria longitudinal (LMOKE). Como foi mostrado na seção anterior, o sinal detectado é diretamente proporcional à componente da magnetização paralela ao campo evitando assim efeitos não desejados devido à mistura entre as duas componentes da magnetização no plano do filme. As medidas foram feitas à temperatura ambiente e em campos magnéticos estáticos de até 1 kOe. Na Fig. 3.2 mostramos o esquema da montagem experimental usada. A radiação eletromagnética proveniente de um laser de He-Ne (632.8 nm) é linearmente polarizada a 45° com relação ao plano de incidência ($q_p = 45^\circ$). Modulada por um modulador fotoelástico a uma frequência $\omega_m = 50 \text{ kHz}$ e ângulo de modulação $q_m = 0^\circ$. O ângulo de incidência é aproximadamente 60° . A radiação refletida pela amostra passa por um analisador para, desta forma, selecionar a componente proporcional a m_l . A amostra é colocada no centro de um goniômetro em forma de disco, que permite girar o plano do filme em relação à direção do campo magnético. As curvas de histerese são obtidas para cada posição do campo magnético no plano do filme.

3.2.4 Interpretação das curvas de magnetização

Para interpretar as curvas de histerese nas bicamadas FM/AF é preciso encontrar as posições de equilíbrio da magnetização no filme ferromagnético partindo das condições de mínimo para a energia.

No primeiro capítulo escrevemos a expressão para a energia livre magnética por unidade de área numa bicamada FM/AF seguindo o modelo de parede de domínio na interface proposto por Mauri et.al^[21].

Se considerarmos que ambos filmes (FM e AF) tem simetria uniaxial e que o eixo fácil de magnetização no FM coincide com o eixo fácil do AF e considerando além disso, que não temos anisotropia perpendicular a equação (2.6) pode ser escrita de forma compacta como:

$$E = \left[2P(\vec{M}_{FM} \cdot \hat{n})^2 - \vec{H} \cdot \vec{M}_{FM} - K_{U1} \left(\frac{\vec{M}_{FM} \cdot \hat{u}}{M_{FM}} \right)^2 \right] t - J_E \frac{\vec{M}_{FM} \cdot \vec{M}_{AF}}{M_{FM} M_{AF}} - s_w \frac{\vec{M}_{AF} \cdot \hat{u}}{M_{AF}} \quad (3.28)$$

onde, o termo entre colchetes contém as energias de desmagnetização no FM, Zeeman e de anisotropia uniaxial, respectivamente, sendo K_{U1} a constante de anisotropia uniaxial. Os dois últimos termos referem-se à energia da parede de domínio no AF, e à energia de intercâmbio na interface com J_E sendo a constante de intercâmbio. $J_E > 0$ e $J_E < 0$ correspondem aos acoplamentos ferromagnéticos a antiferromagnéticos respectivamente e s_w é a energia por unidade de área da parede de domínio no AF. Os vetores unitários $\hat{u}$ e $\hat{n}$ representam a direção de anisotropia unidirecional e a normal à superfície do filme respectivamente.

Para maior comodidade escreveremos a equação (3.28) em função dos ângulos polares (q_{FM} e q_{AF}) e azimutais (f_{FM} e f_{AF}) das $\vec{M}_{FM}$ e $\vec{M}_{AF}$ nos filmes FM e AF, respectivamente, em coordenadas esféricas. Ou seja,

$$E = \left[2pM_{FM}^2 \cos^2 q_{FM} - HM_{FM} \sin q_{FM} \cos(f_{FM} - f_H) - K_{U1} \sin^2 q_{FM} \cos^2 f_{FM} \right] t_{FM} - J_E \left[\sin q_{FM} \sin q_{AF} \cos(f_{FM} - f_{AF}) + \cos q_{FM} \cos q_{AF} - s_w \cos f_{AF} \sin q_{AF} \right] \quad (3.29)$$

onde, f_H é o ângulo que o campo aplicado $\vec{H}$ faz com o eixo fácil da magnetização. As posições de equilíbrio da componente de $\vec{M}_{FM}$ paralela ao campo magnético são calculadas usando-se as condições de minimização da energia. Considerando que as magnetizações estejam no plano da amostra ($q_{FM} = q_{AF} = \frac{\pi}{2}$), a equação (3.29) escreve-se, em função dos campos de anisotropia como:

$$\frac{E}{M_{FM} t_{FM}} = 2pM_{FM} - H \cos(f_{FM} - f_H) - \frac{H_U}{2} \cos^2 f_{FM} - H_E \cos(f_{FM} - f_{AF}) - H_W \cos f_{AF} \quad (3.30)$$

onde os campos de anisotropia são definidos como $H_U = \frac{2K_{U1}}{M_{FM}}$, $H_E = \frac{J_E}{M_{FM} t_{FM}}$ e

$H_W = \frac{s_w}{M_{FM} t_{FM}}$. O estado de equilíbrio é determinado pelas seguintes condições:

$$\frac{\partial E}{\partial f_{FM}} = H \sin(f_{FM} - f_H) + \frac{H_U}{2} \sin 2f_{FM} + H_E \sin(f_{FM} - f_{AF}) = 0 \quad (3.31)$$

$$\frac{\partial E}{\partial f_{AF}} = -H_E \sin(f_{FM} - f_{AF}) + H_W \sin f_{AF} = 0 \quad (3.32)$$

com

$$\frac{\partial^2 E}{\partial f_{FM}^2} \frac{\partial^2 E}{\partial f_{AF}^2} - \left(\frac{\partial^2 E}{\partial f_{FM} \partial f_{AF}} \right)^2 > 0 \quad (3.33)$$

$$\text{e } \frac{\partial^2 E}{\partial f_{FM}^2} > 0 \quad (3.34)$$

$$\text{ou } \frac{\partial^2 E}{\partial f_{AF}^2} > 0 \quad (3.35)$$

Quando o campo aplicado $\vec{H}$ esteja na direção do eixo fácil, com seu valor inicial paralelo a $\vec{u}$ o campo de anisotropia unidirecional ou *exchange-bias*, H_{eb} , é dado por

$$H_{eb} = \frac{H_1 + H_2}{2} \quad (3.36)$$

sendo H_1 e H_2 são os valores do campo magnético H , onde $\cos(f_{FM}^0 - f_H) = 0$ como é mostrado na Fig. 3.5. Nestes campos críticos, as posições de equilíbrio da magnetização no

FM são $f_{FM}^{01} = f_H + \frac{P}{2}$, $f_{FM}^{02} = f_H - \frac{P}{2}$.

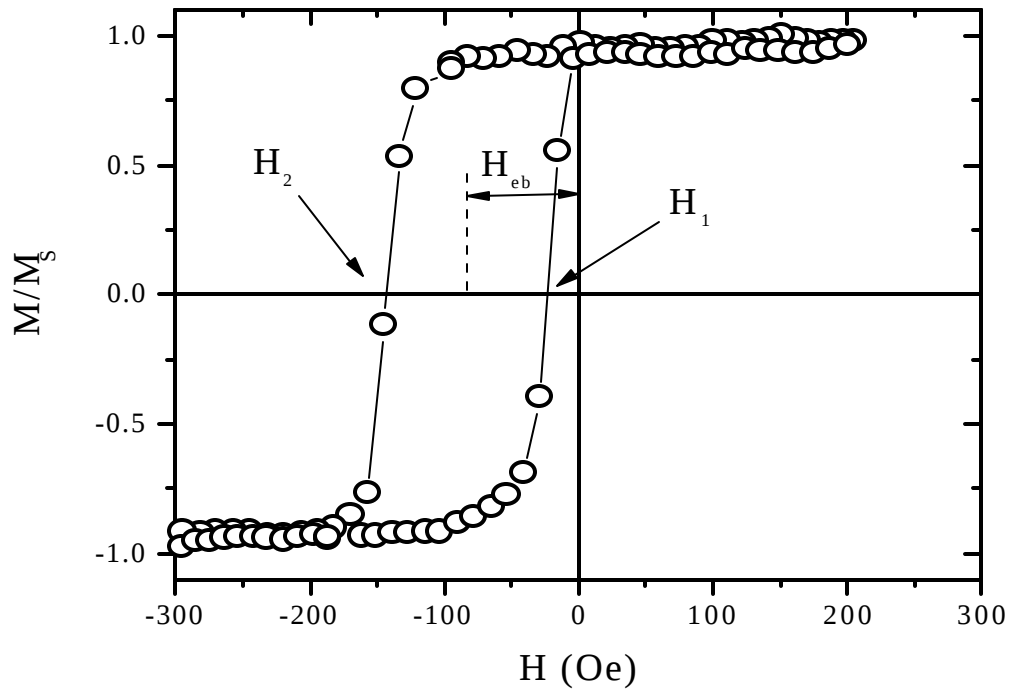


Fig. 3.5-Campos críticos H_1 e H_2 em uma curva de magnetização típica de uma bicamada FM/AF.

Das condições (3.31,3.32) obtemos que os campos críticos H_1 e H_2 são dados por

$$H_1 - \frac{H_U}{2} \cos 2f_H + H_E \cos(f_H - f_{AF}^{01}) = 0 \quad (3.37)$$

$$H_2 + \frac{H_U}{2} \cos 2f_H + H_E \cos(f_H - f_{AF}^{02}) = 0 \quad (3.38)$$

onde,

$$\tan g f_{AF}^{01} = \frac{-H_E \cos f_H}{H_E \sin f_H - H_W} \quad (3.39)$$

$$\text{e } \tan g f_{AF}^{02} = \frac{-H_E \cos f_H}{H_E \sin f_H + H_W} \quad (3.40)$$

Neste caso $f_H = p$ (ver Fig. 3.5 e 3.6) pois os ângulos são medidos em relação a $\hat{u}$.

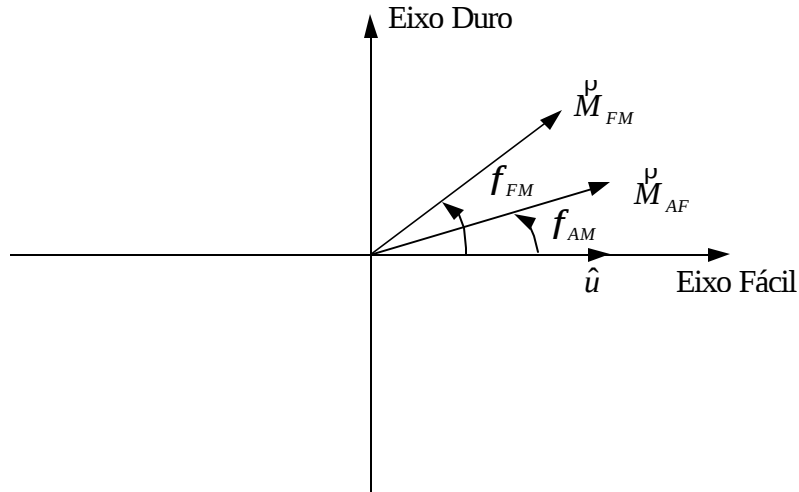


Fig. 3.6-Sistema de eixos coordenados. Os ângulos são tomados relativos a $\hat{u}$ (direção de anisotropia unidirecional).

De (3.36-3.40) e verificando que efetivamente cumprem-se as condições (3.33-3.35) obtemos que o campo de *exchange-bias* é

$$H_{eb} = \frac{H_{EX} H_W}{\sqrt{H_{EX}^2 + H_W^2}} \quad (3.41)$$

Na expressão (3.41) quando $H_{EX} \gg H_W$, $H_{eb} \sim H_W$, e quando $H_{EX} \ll H_W$, $H_{eb} \sim H_{EX}$. Notemos também que a anisotropia unidirecional medida das curvas de magnetização é uma combinação do campo de intercâmbio interfacial, H_{EX} , e do campo efetivo na parede de domínio no AF, H_W .

Outra informação que podemos extrair do ciclo de histerese é o campo de anisotropia H_U quando o campo H aplicado esteja na direção do eixo duro de magnetização (Fig. 3.7)

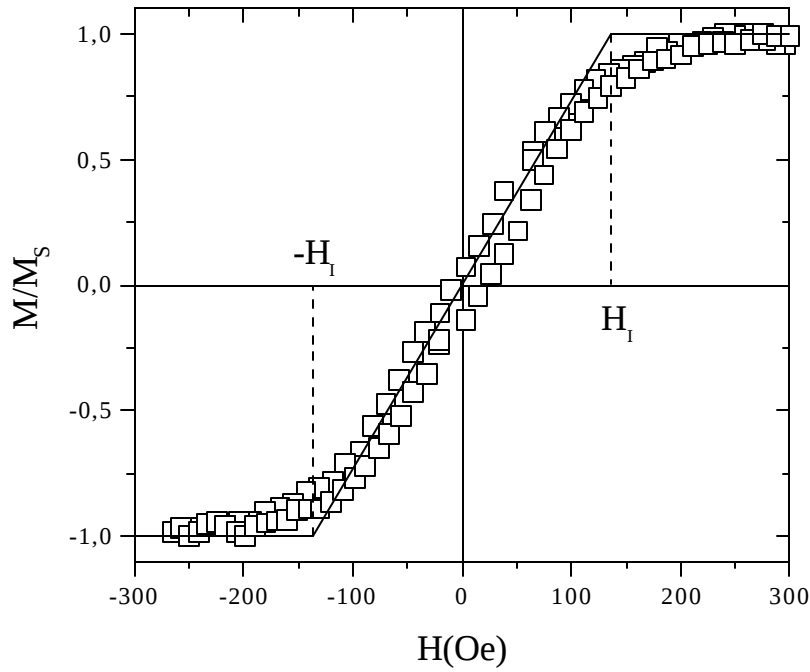


Fig. 3.7 Curva de magnetização para uma bicamada FM/AF com o campo aplicado na direção do eixo duro de magnetização.

Neste caso $M_{FM} = M_{FM}^S \text{sen } f_{FM}$ com $f_H = \frac{P}{2}$ para o campo aplicado na direção positiva do eixo de referência e $f_H = -\frac{P}{2}$ no caso contrario (Fig. 3.6) sendo M_{FM}^S a magnetização de saturação no FM.

Tomando então $f_H = \frac{P}{2}$ a equação 3.31 pode ser escrita como

$$M_{FM}^S H \cos f_{FM} = \frac{H_U}{2} M_{FM}^S \text{sen } 2f_{FM} + H_E M_{FM}^S \text{sen}(f_{FM} - f_{AF}) \quad (3.42)$$

Quando o campo $\vec{H}$ é muito pequeno a magnetização prefere alinhar-se na direção de H_E e os ângulos $f_{FM} = f_{AF} \approx 0$ o que implica que $\cos f_{FM} \approx \cos f_{AF} \approx 1$, então de (3.32)

$$\tan g f_{AF} \approx \frac{H_E \text{sen } f_{FM}}{H_E + H_W}$$

e (3.43)

$$\text{sen}(f_{FM} - f_{AF}) = \cos f_{FM} \cos f_{AF} [\tan g f_{FM} - \tan f_{AF}] \approx \text{sen } f_{FM} \left[1 - \frac{1}{1 + \frac{H_W}{H_E}} \right]$$

voltando então de (3.42) podemos escrever que

$$M_{FM} = \frac{M_{FM}^S}{H_U + H_E \left[1 - \frac{1}{1 + \frac{H_W}{H_E}} \right]} H \quad (3.44)$$

Esta é a equação de uma reta que passa pela origem, e que quando intercepta a reta

$$\frac{M_{FM}}{M_{FM}^S} = 1 \text{ (num campo dado } H_I, \text{ Fig. 3.7) obtemos que o campo de anisotropia é}$$

$$H_U = H_I - H_E \left[1 - \frac{1}{1 + \frac{H_W}{H_E}} \right] \quad (3.45)$$

Notemos que quando $H_W \gg H_E$ obtemos:

$$H_U = H_I - H_E \quad (3.46)$$

o mesmo resultado obtido por Layadi.^[22]

É preciso fazer notar que este raciocínio é somente válido em amostras monocristalinas pois como veremos mais tarde a cristalinidade da espécie é um fator importante a ter em conta já que de fato estamos considerando aqui que a amostra comporta-se como se fosse ela toda um só grão e claramente no regime de campos baixos as assimetrias são mais fortes, por citar um exemplo, seria necessário definir a magnetização para cada grão. Obviamente este é um problema complexo de resolver, mas no entanto a abordagem feita de maneira simplificada pode dar uma informação importante pois, ao contrário do que possamos pensar, as curvas de magnetização no eixo duro sentem a influência da interface imposta pela presença do material antiferromagnético, por exemplo para um filme simples $H_U = H_I$ e agora estaria dado por (3.45) como uma combinação do campo H_E e H_W .

3.3 Ressonância ferromagnética (FMR)

Em 1912 V.K.Arkadyev^[23] observou pela primeira vez a absorção de radiação de microondas em meios ferromagnéticos e onze anos depois, em 1923, Ya.G.Dorfman^[24] deu a primeira interpretação teórica dos experimentos realizados. Porém, os progressos substanciais nesta nova área só começaram em 1946, quando E.K.Zavoiskii^[25] e J.H.E.Griffiths^[26] observaram, independentemente, linhas de ressonância em *Ni*, *Fe*, e *Co*.

Posteriormente C.Kittel^[27, 28] em 1947 e 1948, generalizou a teoria que havia sido proposta originalmente por Landau-Lifshitz^[29].

O fenômeno basicamente consiste no seguinte. Quando um campo magnético $\vec{H}_0$ (dc) é aplicado num filme ferromagnético os momentos atômicos tendem a precessionar de maneira coerente em torno de suas posições de equilíbrio. Se assumimos que o campo magnético é suficientemente forte, o processo pode ser visto então como a precessão da magnetização $\vec{M}$ em torno do campo efetivo $\vec{H}_{ef}$. Alternativamente, o fenômeno pode ser considerado em termos da quantização do momentum angular total da amostra, onde se encontra que o movimento de precessão em torno do campo efetivo é feito com uma frequência $\omega_0 = gH_{ef}$ denominada frequência de Larmor, com $g = 1.4g_{\text{GHz/kOe}}$ sendo g o fator de Landé e a constante de proporcionalidade já leva em conta a interação *spin* órbita.

Se considerarmos agora, que perpendicularmente ao campo dc, é aplicado um campo magnético alternado, $\vec{h}(t) = h_0 \exp(i\omega t)$, de frequência ω e amplitude $h_0 \ll H_0$ o filme absorverá energia da radiação eletromagnética quando sua frequência se aproximar da frequência de precessão.

Na prática o que se mede é a potência absorvida na ressonância, P , a qual é dada pela derivada temporal da energia, $E = -\vec{M} \cdot (\vec{H}_{ef} + \vec{h}(t))$. Considerando que

$$\vec{M} = c(\omega_0)(\vec{H}_{ef} + \vec{h}(t)) \quad (3.47)$$

e da equação de movimento dada por Landau-Lifshitz

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -g\vec{M} \times \vec{H}_{ef} \quad (3.48)$$

onde $c(\omega_0) = c'(\omega_0) + i c''(\omega_0)$ é a susceptibilidade generalizada, a potência absorvida na ressonância é

$$P = \text{Re} \left[-c(\omega_0) \dot{H}_{ef} \cdot \frac{dh}{dt} - c(\omega_0) h \cdot \frac{d\dot{h}}{dt} \right] = \text{Re} [-i \omega_0 c(\omega_0) h^2] \quad (3.49)$$

e calculando então a média temporal em (3.49), a potência média absorvida tem a forma

$$\langle P \rangle = \omega_0 h^2 c''(\omega_0) = g H_0 h^2 c''(\omega_0) \quad (3.50)$$

onde, a função $c''(\omega_0)$ tem a seguinte forma^[30]:

$$c''(\omega_0) = \frac{g^2 M_s H_0}{(g H_0)^2 - \omega^2 - i g H_0 \Gamma}. \quad (3.51)$$

Na realidade o último termo no denominador é introduzido fenomenologicamente para representar as perdas através de Γ , que é conhecido como taxa de relaxação.

Com isto as curvas de ressonância têm forma de Lorentzianas. O campo de ressonância é o valor de H_0 onde ocorre o máximo da absorção, isto é, quando $H_0 = \frac{\omega_0}{g}$ em (3.51). A

largura de linha, dada por $\Delta H = \frac{\Gamma}{g}$, é definida como a diferença entre os campos magnéticos onde a potência absorvida é a metade do valor da potência máxima absorvida, ou potência de pico.

Quando trabalhamos com filmes finos e ultra finos o sinal de absorção é usualmente muito pequeno em comparação com os sinais detectados em amostras massivas, o que termina dificultando a obtenção dos espectros de ressonância devendo-se por conseguinte utilizar técnicas de detecção mais sofisticadas e sensíveis. Uma delas consiste na modulação do campo magnético^[31, 32], ou seja, em modular o sinal de absorção mediante

um campo alternado paralelo ao campo $\vec{H}_0$, de frequência ω_m ($\sim$ kHz) e amplitude $h_m < H_0$.

Introduzindo este campo no cálculo da potência média absorvida, de (3.49) obtemos que

$$P = \text{Re} \left[-i \omega_m H_{ef} h_m \exp(i \omega t) - i c(\omega_0) (\omega_0 h^2 + \omega_m h_m^2) \right] \quad (3.52)$$

e considerando que a frequência ω_m é alta ($\sim$ kHz) a potência média absorvida é

$$\langle P \rangle = c''(\omega_0) (g H_0 h^2 + \omega_m h_m^2) \quad (3.53)$$

Quando trabalhamos em modo de detecção *Lock-in* à frequência de referência ω_m , somente o sinal proporcional a esta é detectado, ou seja que

$$\langle P \rangle = c''(\omega_0) \omega_m h_m^2 \quad (3.54)$$

podendo-se extrair das curvas de ressonância parâmetros tais como o campo de ressonância e a largura de linha.

3.3.1 Campo de ressonância - Relação de dispersão

Em FMR, a precessão do momento magnético com energia livre ($E(f, q)$) ocorre em uma certa frequência ω_0 . Nos experimentos, a magnetização é perturbada a uma frequência fixa ω' e $E(f, q)$ é modificada pela variação do campo aplicado $\vec{H}_0$. O campo necessário para modificar a energia tal que $\omega_0 = \omega'$ é o campo de ressonância H_{res} . Em princípio necessitamos encontrar a relação de dispersão entre ω_0 e H_{res} . Para isto, podemos utilizar a equação do movimento de $\vec{M}$ dada pela formulação de Landau-Lifshitz-Gilbert^[33]

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -g\vec{M} \times \vec{H}_{ef} + \frac{G}{gM^2} \left(\vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} \right) \quad (3.55)$$

onde $\vec{H}_{ef}$ inclui o campo dc, o campo de desmagnetização, os campos de anisotropia, etc.

G é o parâmetro de Gilbert que está relacionado como o amortecimento viscoso da

magnetização. No nosso cálculo não consideramos o amortecimento, pois o interesse é determinar soluções no regime estacionário de maneira tal que desprezaremos o segundo termo da direita em (3.55).

Partindo deste ponto, o campo de ressonância pode ser determinado mediante duas formas. Na primeira resolve-se o sistema de equações diferenciais acopladas para as componentes periódicas da magnetização obtidas através da equação vetorial^[34] podendo-se obter diretamente a forma e a largura de linha. Na Segunda, a equação (3.48) é resolvida nas posições de equilíbrio da magnetização onde a energia livre magnética é mínima podendo-se obter a relação de dispersão (ω_0 vs. H_{res}) que por sua vez dá o campo de ressonância. Este último é o método seguido nesta dissertação.

A modo de exemplo, para um filme simples a equação de movimento que desejamos resolver é:

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -\gamma \vec{M} \times \vec{H}_{ef} \quad (3.56)$$

A relação entre o campo efetivo e a energia livre magnética foi apresentada por J.H.Van Vleck em 1947 sendo dada por:

$$\vec{H}_{ef} = -\nabla_M E(f, q) \quad (3.57)$$

onde, o índice no gradiente indica que as derivadas são calculadas com respeito à magnetização.

Em coordenadas esféricas

$$\nabla_M E = E_r \hat{e}_r + \frac{1}{M} E_q \hat{e}_q + \frac{E_f}{M \sin q} \hat{e}_q \quad (3.58)$$

onde E_q, E_f, E_r são as derivadas parciais com respeito às variáveis indicadas.

De (3.56-3.58) as equações para as componentes de $\vec{M}$ ficam como:

$$\frac{1}{g} \frac{dM_q}{dt} = -\frac{1}{M_s \sin \mathbf{q}} E_f \quad \text{e} \quad \frac{1}{g} \frac{dM_f}{dt} = \frac{1}{M_s \sin \mathbf{q}} E_q \quad (3.59)$$

No movimento de precessão de $\vec{M}$, assumimos que esta está confinada a pequenos desvios $\Delta \mathbf{q} = \mathbf{q} - \mathbf{q}_0$ e $\Delta \mathbf{f} = \mathbf{f} - \mathbf{f}_0$ da posição de equilíbrio $(\mathbf{f}_0, \mathbf{q}_0)$, então levando-se em conta que $M_q = M_s \sin \Delta \mathbf{q} \cong M_s \Delta \mathbf{q}$ e $M_f = M_s \sin \Delta \mathbf{f} \cong M_s \Delta \mathbf{f}$ (3.59) escreve-se como:

$$\frac{1}{g} \frac{d\Delta \mathbf{q}}{dt} = -\frac{1}{M_s \sin \mathbf{q}} E_f \quad \text{e} \quad \frac{1}{g} \frac{d\Delta \mathbf{f}}{dt} = \frac{1}{M_s \sin \mathbf{q}} E_q \quad (3.60)$$

aqui, M_s é a magnetização de saturação (lembramos que assumimos que o campo dc é forte suficiente para saturar a amostra).

Podemos desenvolver a energia magnética em série de Taylor em torno da posição de equilíbrio onde $E_q = E_f = 0$. Para um filme simples, temos que até segunda ordem

$$E = E_0 + \frac{1}{2} [E_{ff} \Delta \mathbf{f}^2 + 2E_{qf} \Delta \mathbf{q} \Delta \mathbf{f} + E_{qq} \Delta \mathbf{q}^2] \quad (3.61)$$

$$\text{onde, } E_{ff} = \frac{\partial^2 E}{\partial \mathbf{f}^2}, \quad E_{qq} = \frac{\partial^2 E}{\partial \mathbf{q}^2}, \quad E_{qf} = \frac{\partial^2 E}{\partial \mathbf{q} \partial \mathbf{f}}$$

Voltando a (3.60) e propondo soluções para $\Delta \mathbf{q}$ e $\Delta \mathbf{f}$ do tipo $\Delta \mathbf{q} = \Delta \mathbf{q}_0 \exp(i\omega t)$, $\Delta \mathbf{f} = \Delta \mathbf{f}_0 \exp(i\omega t)$ obtemos um sistema de equações da forma

$$i\omega \Delta \mathbf{q} = -\frac{g}{M_s \sin \mathbf{q}} [E_{ff} \Delta \mathbf{f} + E_{qf} \Delta \mathbf{q}] \quad (3.62)$$

$$i\omega \Delta \mathbf{f} = \frac{g}{M_s \sin \mathbf{q}} [E_{qq} \Delta \mathbf{q} + E_{qf} \Delta \mathbf{f}] \quad (3.63)$$

O sistema de equações homogêneas para $\Delta \mathbf{q}$ e $\Delta \mathbf{f}$ (3.62,3.63) tem solução não trivial só quando o determinante dos coeficientes é igual a zero. Aplicando esta condição obtemos a relação de dispersão:

$$\left(\frac{w_0}{g} \right)^2 = \frac{1}{M_s^2 \sin q} (E_{qq} E_{ff} - E_{qf}^2) \quad (3.64)$$

Os sistemas nos quais estamos interessados são as bicamadas FM/AF acopladas por *exchange*. Quando este sistema é submetido a um campo magnético (dc) a magnetização de cada filme é perturbada de sua orientação de equilíbrio precessionando em torno de sua posição de equilíbrio.

Consideremos, para simplificar a notação, que temos uma bicamada A/B onde o filme A é o ferromagnético e B o antiferromagnético. Neste caso a energia livre magnética se desenvolve em série de Taylor em torno das posições de equilíbrio $(f_A^0, q_A^0), (f_B^0, q_B^0)$.

$$E = \frac{1}{2} [E_{qAqA} \Delta q_A^2 + E_{qBqB} \Delta q_B^2 + E_{fAfA} \Delta f_A^2 + E_{fBfB} \Delta f_B^2 + 2(E_{qAqB} \Delta q_A \Delta q_B + E_{fAfB} \Delta f_A \Delta q_B + E_{qAfA} \Delta q_A \Delta f_A + E_{qAfB} \Delta q_A \Delta f_B + E_{qBfA} \Delta q_B \Delta f_A + E_{qBfB} \Delta q_B \Delta f_B)] \quad (3.65)$$

Agora, $(f_A, q_A), (f_B, q_B)$ são os ângulos polar e azimutal das direções da magnetização $\vec{M}_A$ e $\vec{M}_B$ no FM e AF respectivamente.

As primeiras derivadas não aparecem em (3.65) pois estas são zero na posição de equilíbrio onde E é mínima.

Assim as equações de movimento ficam

$$\frac{1}{g_A} \frac{d\Delta q_A}{dt} = -\frac{1}{M_A \sin q_A} E_{fA} \quad \text{e} \quad \frac{1}{g_A} \frac{d\Delta f_A}{dt} = \frac{1}{M_A \sin q_A} E_{qA} \quad \text{para o FM} \quad (3.66)$$

$$\frac{1}{g_B} \frac{d\Delta q_B}{dt} = -\frac{1}{M_B \sin q_B} E_{fB} \quad \text{e} \quad \frac{1}{g_B} \frac{d\Delta f_B}{dt} = \frac{1}{M_B \sin q_B} E_{qB} \quad \text{para o AF} \quad (3.67)$$

onde, agora M_A e M_B são as magnetizações de saturação no FM e AF respectivamente. Operando de maneira idêntica à que fizemos no caso de um filme simples, obtemos neste caso um sistema de quatro equações homogêneas para $\Delta \mathbf{q}_A, \Delta \mathbf{f}_A, \Delta \mathbf{q}_B$ e $\Delta \mathbf{f}_B$ onde novamente temos solução não trivial se o determinante dos coeficientes for zero. Explicitamente quando

$$\begin{vmatrix} E_{q_A q_A} & E_{q_A f_A} + iz_A & E_{q_A q_B} & E_{q_A f_B} \\ E_{q_A f_A} - iz_A & E_{f_A f_A} & E_{q_B f_A} & E_{f_A f_B} \\ E_{q_A q_B} & E_{q_B f_A} & E_{q_B q_B} & E_{q_B f_B} + iz_B \\ E_{q_A f_B} & E_{f_A f_B} & E_{q_B f_B} + iz_B & E_{f_B f_B} \end{vmatrix} = 0 \quad (3.68)$$

onde, $z_A = \left(\frac{w}{g_A} \right) t_A M_A \sin q_A$, $z_B = \left(\frac{w}{g_B} \right) t_B M_B \sin q_B$ e t_A e t_B são as espessuras dos filmes.

A energia livre magnética por unidade de área foi escrita em (3.28) como:

$$E = \left[2p \left(\hat{\mathbf{M}}_A \cdot \hat{\mathbf{n}} \right)^2 - \hat{\mathbf{H}} \cdot \hat{\mathbf{M}}_A - K_{U1} \left(\frac{\hat{\mathbf{M}}_A \cdot \hat{\mathbf{u}}}{M_A} \right)^2 \right] t_A - J_E \frac{\hat{\mathbf{M}}_A \cdot \hat{\mathbf{M}}_B}{M_A M_B} - s_w \frac{\hat{\mathbf{M}}_B \cdot \hat{\mathbf{u}}}{M_B} \quad (3.69)$$

aqui consideramos que os dois filmes possuem simetria uniaxial e que o eixo fácil de magnetização do FM coincide com o eixo fácil do AF de espessura muito maior que a do primeiro.

Em coordenadas esféricas na nova notação, (3.69) escreve-se como:

$$E = \left[2p M_A^2 \cos^2 q_A - H M_A \sin q_A \cos(f_A - f_H) - K_{U1} \sin^2 q_A \cos^2 f_A \right] t_A - J_E \left[\sin q_A \sin q_B \cos(f_A - f_B) + \cos q_A \cos q_B - s_w \cos f_B \sin q_B \right] \quad (3.70)$$

Na Fig. 3.8 mostramos os ângulos no plano da amostra com relação ao eixo fácil de magnetização

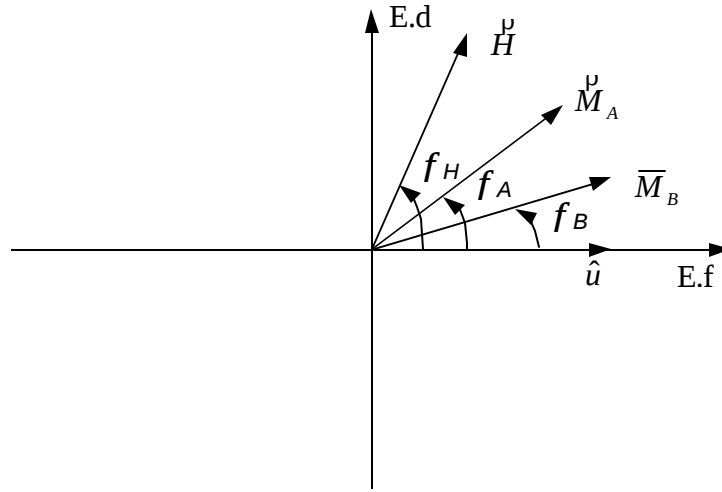


Fig. 3.8- Sistema coordenado para uma direção arbitrária de H relativo a $\hat{u}$ (direção de anisotropia unidirecional).

De (3.70) temos que as derivadas da energia envolvidas em (3.68) ficam, considerando-se que $\left(q_A = q_B = \frac{p}{2}\right)$ como:

$$E_{qAqA} = [4pM_A^2 + HM_A \cos(f_A - f_H) + 2K_{U1} \cos^2 f_A] t_A + J_E \cos(f_A - f_B) \quad (3.71)$$

$$E_{qAqB} = J_E \quad (3.72)$$

$$E_{qAfB} = E_{qAfA} = E_{qBfA} = E_{qBfB} = 0 \quad (3.73)$$

$$E_{fAfA} = [HM_A \cos(f_A - f_B) + 2K_{U1} \cos 2f_A] t_A + J_E \cos(f_A - f_B) \quad (3.74)$$

$$E_{fAfB} = -J_E \cos(f_A - f_B) \quad (3.75)$$

$$E_{qBqB} = E_{fBfB} = J_E \cos(f_A - f_B) + s_w \cos f_B \quad (3.76)$$

Ao resolver o determinante temos a seguinte equação de quarta ordem em w .

$$z_A^2 z_B^2 - z_B^2 E_{qAqA} E_{fAfA} - 2z_A z_B E_{fAfB} E_{qAqB} - E_{qBqB} E_{fBfB} \left[z_A^2 - \left(E_{fAfA} - \frac{E_{fAfB}^2}{E_{fBfB}} \right) \left(E_{qAqA} - \frac{E_{qAqB}^2}{E_{qBqB}} \right) \right] = 0 \quad (3.77)$$

Se levarmos em conta que $t_B \gg t_A$, esta equação pode ser escrita como:

$$z_B^2 \left[z_A^2 - E_{qAqA} E_{fAfA} \right] - E_{qBqB} E_{fBfB} \left[z_A^2 - \left(E_{fAfA} - \frac{E_{fAfB}^2}{E_{fBfB}} \right) \left(E_{qAqA} - \frac{E_{qAqB}^2}{E_{qBqB}} \right) \right] = 0 \quad (3.78)$$

onde, para um campo H_0 qualquer obtemos duas soluções para w^2 . A primeira é

$$\left(\frac{w}{g} \right)^2 = \frac{E_{qAqA} E_{fAfA}}{(t_A M_A \sin q_A)^2} \quad (3.79)$$

que é a mesma utilizada nos trabalhos precedentes em FMR^[36,37,38,39] (com $q_A = q_B = \frac{p}{2}$),

ela se obtém também quando não levamos em conta a formação de domínios no AF, ou seja, quando consideramos uma interface ideal (ver, figura 2.1). Note-se, de (3.64) que é como se tratássemos a bicamada como um filme simples. Então esta não pode ser mais utilizada, além disso a relação de dispersão tem que depender das segundas derivadas de $E^{[35]}$ com respeito a q_A e q_B , sendo assim de (3.78), com ($g_A = g$);

$$\left(\frac{w}{g} \right)^2 = \frac{1}{(t_A M_A \sin q_A)^2} \left(E_{fAfA} - \frac{E_{fAfB}^2}{E_{fBfB}} \right) \left(E_{qAqA} - \frac{E_{qAqB}^2}{E_{qBqB}} \right) \quad (3.80)$$

e, com (3.71-3.76) esta última equação pode ser escrita abreviadamente, em função dos campos de anisotropia como:

$$\left(\frac{w}{g} \right)^2 = [H \cos(f_A - f_H) + H_U \cos 2f_A + H_{ef}^2][H \cos(f_A - f_H) + H_U \cos^2 f_A + 4pM_A + H_{ef}^1] \quad (3.81)$$

onde

$$H_{ef}^1 = \frac{H_W \cos f_B \cos(f_A - f_B) - H_E \sin(f_A - f_B)}{\frac{H_W}{H_E} \cos f_B + \cos(f_A - f_B)} \quad (3.82)$$

$$e \ H_{ef}^2 = \frac{H_W \cos f_B \cos(f_A - f_B)}{\frac{H_W}{H_E} \cos f_B + \cos(f_A - f_B)} \quad (3.83)$$

Finalmente de (3.81-3.83) derivamos o campo de ressonância obtendo assim sua dependência angular no plano como sendo:^[35]

$$H_{res} = \frac{H_U (1 - 3 \cos^2 f_A) + \sqrt{(H_U \sin^2 f_A + 4pM_A + H_{eff}^{(1)} - H_{eff}^{(2)})^2 + 4\left(\frac{w}{g}\right)^2}}{2 \cos(f_A - f_B)} \quad (3.84)$$

$$- \frac{(4pM_A + H_{eff}^{(2)} + H_{eff}^{(1)})}{2 \cos(f_A - f_B)}$$

De (3.80-3.83) as expressões são calculadas nas posições de equilíbrio dadas por (3.31, 3.32, 3.33-3.35) onde tomamos $f_H = f_A$ obtendo a relação seguinte:

$$\tan g f_B = \frac{H_E \sin f_H}{H_E \cos f_H + H_W} \quad (3.85)$$

Temos que aclarar que a expressão (3.84) para o campo de ressonância tem que ser calculada para cada posição angular (cada valor de f_H) que define em cada caso novas posições de equilíbrio das magnetizações nos materiais FM e AF.

Na Fig. 3.9 mostramos o campo de ressonância calculado usando os parâmetros, $H_U=20$ Oe, $H_E=15$ Oe, $H_W=100$ Oe, $\frac{w}{g}=3000$ Oe, $M_A=780$ emu/cm³ utilizando a equação (3.84).

Deste gráfico podemos extrair o campo de anisotropia e o campo de *exchange-bias* H_{eb} através dos valores de H_{res} nos pontos A, B e C (C e D são equivalentes a B e A respectivamente).

No ponto A o campo magnético está na direção do eixo fácil e paralelo à direção de anisotropia unidirecional que é responsável pela presença do H_{eb} ($\vec{H} // \hat{u}$), neste caso

$f_H = f_A = 0$ e de (3.85) $f_B = 0$ (verificando sempre 3.33-3.35). Então de (3.82-3.84) H_{res}

é:

$$H_{res}(0) = -H_U - 2pM_A - \frac{H_E H_W}{H_W + H_E} + \sqrt{(pM_A)^2 + 4\left(\frac{w}{g}\right)^2} \quad (3.86)$$

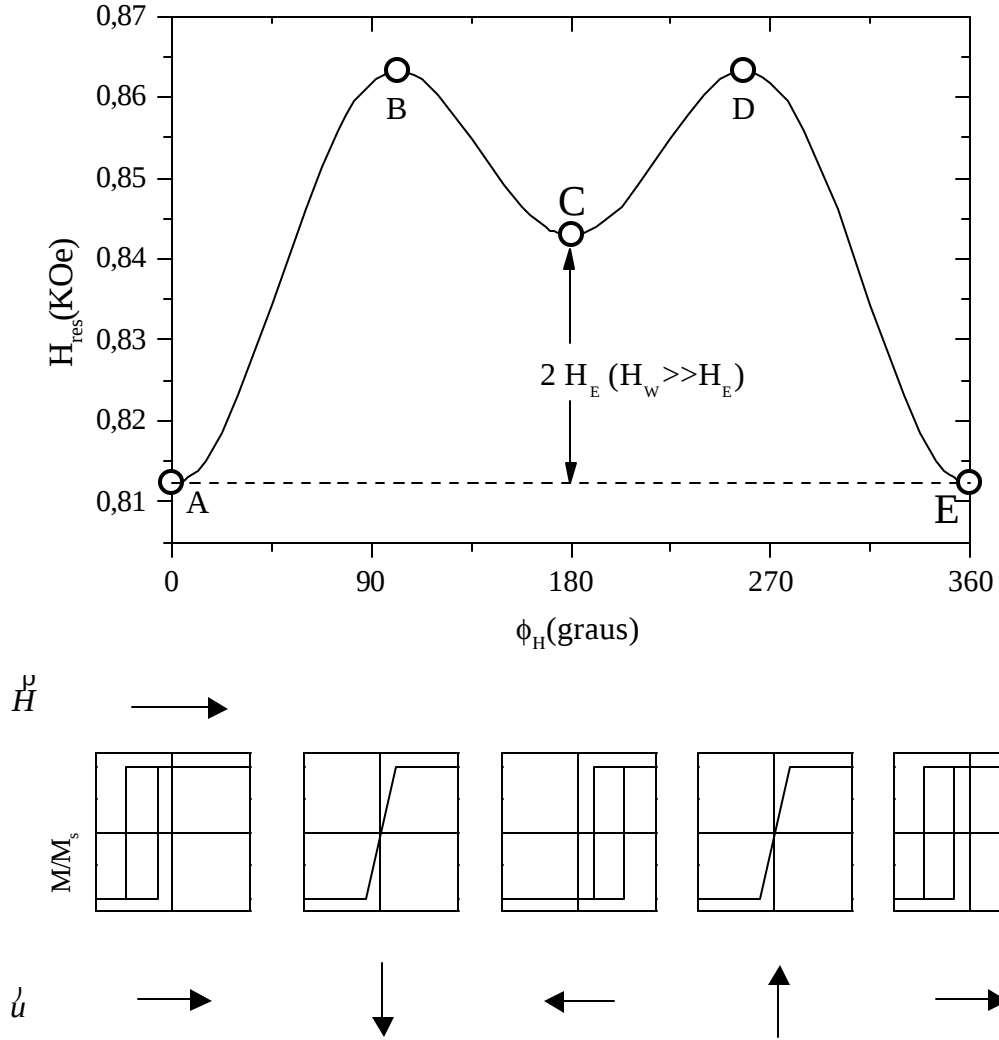


Fig. 3.9- Campo de ressonância no plano calculado através de (3.84) para $H_E = 15$ Oe, $H_U = 20$ Oe e $H_W = 100$ Oe.

No ponto C, quando o campo magnético aplicado é antiparalelo ao campo de anisotropia unidirecional ($\hat{H}^\mu \neq \hat{u}$) dependendo da relação entre H_E e H_W os ângulos de equilíbrio são $(f_A, f_B) = (p, 0)$ se $H_W > H_E$ e $(f_A, f_B) = (p, p)$ se $H_W < H_E$ sendo os respectivos campos de ressonância

$$H_{res}^\neq(p) = -H_U - 2pM_A + \frac{H_E H_W}{H_W - H_E} + \sqrt{(pM_A)^2 + 4\left(\frac{w}{g}\right)^2} \quad \text{para } H_W > H_E \quad (3.87)$$

$$H_{res}^\neq(p) = -H_U - 2pM_A + \frac{H_E H_W}{H_E - H_W} + \sqrt{(pM_A)^2 + 4\left(\frac{w}{g}\right)^2} \quad \text{para } H_W < H_E \quad (3.88)$$

então o campo de *exchange-bias* pode ser definido como^[37, 40]

$$H_{eb}^{FMR} = \frac{1}{2} [H_{res}(p) - H_{res}(0)] \quad (3.89)$$

e com as relações (3.86-3.89) obtemos os mesmo resultados reportados por Xi et.al^[41]

$$H_{eb}^{FMR} = \frac{H_W^2 H_E}{H_W^2 - H_E^2} \quad (H_W > H_E) \quad (3.90)$$

$$H_{eb}^{FMR} = \frac{H_W H_E^2}{H_E^2 - H_W^2} \quad (H_W < H_E) \quad (3.91)$$

No ponto B se levarmos em conta que o termo que provém da anisotropia de forma é muito maior que os outros então da Fig. 3.9 podemos extrair o parâmetro H_U como sendo:

$$H_U = \frac{1}{2} \left(H\left(\frac{p}{2}\right) - H(0) \right) \quad (3.92)$$

O resultado de H_{res} vs f_H é mostrado na Fig. 3.10 para $H_U=20$ Oe, $H_W=100$ Oe,

$\frac{w}{g} = 3000$ Oe, $M_A=780$ emu/cm³ e H_E variando de 0 a 900 Oe.

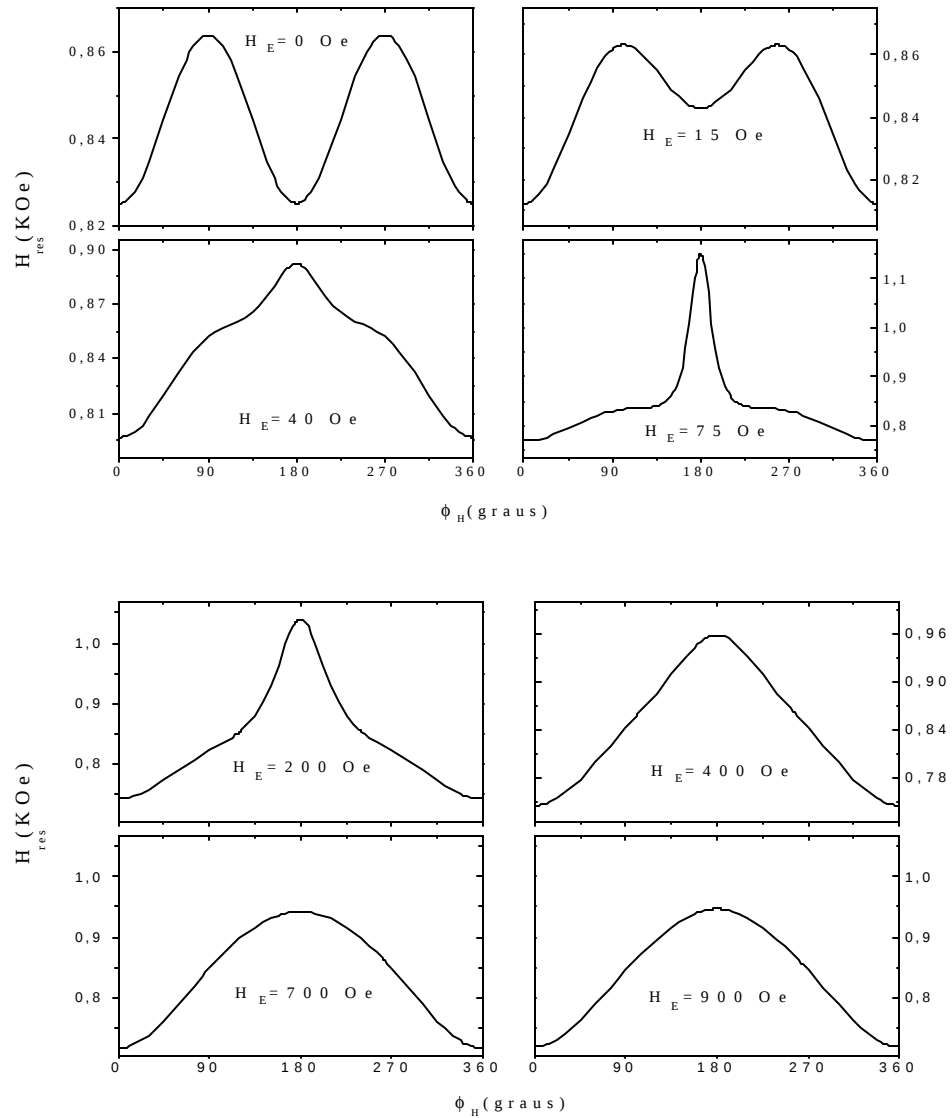


Fig. 3.10- Dependência angular do campo de ressonância para $H_U=20$ Oe, $H_W=100$ Oe, $\frac{W}{g} = 3000$ Oe, $M_A=780$ emu/cm³ e H_E variando de 0 a 900 Oe.

Para $H_E=0$, a variação do campo de ressonância é semelhante a um comportamento tipo $\cos 2\phi_H$, de um filme simples com anisotropia uniaxial. Quando o valor de H_E aumenta a partir de $H_E=0$, aparecem mudanças significativas na forma das curvas de ressonância

(H_{res} vs f), sendo o incremento de $H_{res}(p)$ a mudança mais pronunciada, a qual vai a infinito quando $H_E = H_W$. Um aumento gradual de H_E leva a uma diminuição de $H_{res}(p)$, e a variação angular comporta-se como um $\cos f_H$ puro para $H_E \gg H_U$.

3.4 Susceptibilidade ac

A proposta de superpor campos magnéticos constantes (dc) e variáveis (ac) foi feita pela primeira vez por Lord Rayleigh em 1904. Atualmente a superposição de campos ac e dc é uma técnica amplamente utilizada no estudo de filmes magnéticos finos. Neste caso a susceptibilidade magnética ac é medida por meio de efeitos magneto-ópticos^[42].

Devido ao crescente interesse nas propriedades magnéticas de filmes finos e multicamadas magnéticas, tem sido necessário desenvolver novos métodos de caracterização que combinem sensibilidade e compatibilidade. Por esta razão nós decidimos ampliar nossas possibilidades de investigação com a montagem da técnica de susceptibilidade ac magneto-óptica.

Para conseguir isto, utilizamos o efeito magneto óptico longitudinal (LMOKE) que permite localizar com precisão adequada as direções de anisotropia no plano do filme. Por outro lado, baseados na mudança da refletividade da luz p-polarizada, proporcional à componente da magnetização que fica no plano da amostra e perpendicular ao plano de incidência, é que podemos medir a susceptibilidade ac transversal (c_t) em função do campo magnético $\vec{H}$ aplicado (dc). Esta última é definida como sendo

$$c_t = \lim_{\Delta h \rightarrow 0} \frac{\Delta M_t}{\Delta h} = \left(\frac{dM_t}{dh} \right)_{h=0} \quad (3.93)$$

onde h representa um campo magnético alternado de pequena amplitude aplicado na direção perpendicular ao campo $\vec{H}$ e M_t é a componente transversal da magnetização.

P.Poulopoulos et.al^[43] e S.pölter^[44] realizaram medidas de susceptibilidade ac em bicamadas FM/AF acopladas por *exchange* em valores de campos dc fixos. No primeiro caso foi realizado um estudo variando-se a temperatura e no segundo caso, *in-situ* durante o processo de deposição do filme. Nesta dissertação estamos realizando medidas de susceptibilidade ac em função do campo dc ($\chi(H)$) em bicamadas FM/AF.

3.4.1 Montagem experimental

O arranjo experimental utilizado nas medições de susceptibilidade ac transversal é o mesmo mostrado na Fig. 3.2, que é constituído por laser, polarizador, bobinas de Helmholtz, detector e magneto (electro-ímã).

As medidas foram feitas à temperatura ambiente e em campos magnéticos estáticos de até 1 kOe. A radiação eletromagnética proveniente de um laser de He-Ne (632.8 nm) é linearmente polarizada a 0° (s-polarizada) com relação ao plano de incidência ($q_p = 0^\circ$). Através das bobinas de Helmholtz um campo magnético h alternado (ac) de pequena amplitude e frequência de 673 Hz é aplicado na direção perpendicular ao campo $\vec{H}$ (dc) gerado pelo electro-ímã (Fig. 3.2). Depois de ser refletida a radiação é p-polarizada de maneira tal que qualquer mudança na componente transversal da magnetização no plano da amostra (M_t) induz uma mudança proporcional na intensidade da luz refletida que pode ser detectada por um fotodiodo trabalhando no regime linear. Para assegurar isto as medidas foram feitas com o *Lock-in* em fase e na frequência das bobinas de Helmholtz.

3.4.2 Teoria de monodomínios de Stoner-Wohlfarth

Para encontrar a dependência da susceptibilidade transversal em função do campo $\vec{H}$ dc partimos da equação (3.93) que re-escrevemos agora como:

$$c_t = M_A \left(\frac{dm_t}{dh} \right)_{h=0} \quad (3.94)$$

onde, $m_t = \cos(f_h - f_A)$ é a componente da magnetização na direção do campo h (ac) que forma um ângulo f_h com respeito ao eixo fácil e f_A é como de costume o ângulo entre a magnetização do material ferromagnético e este eixo como mostra-se na Fig. 3.11.

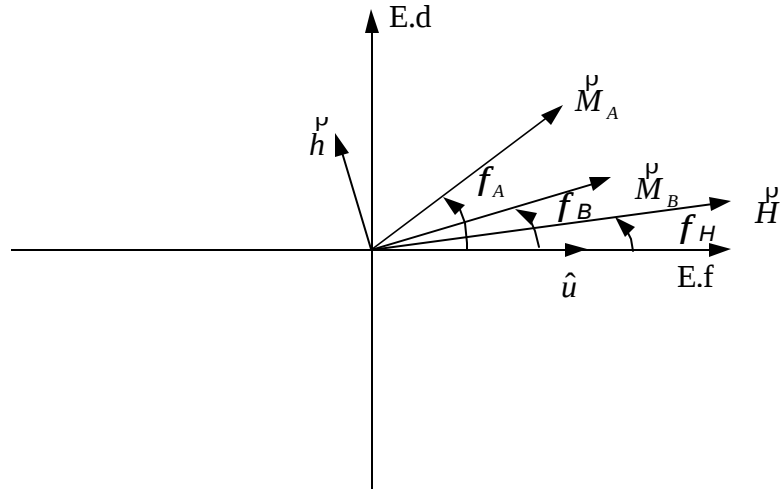


Fig. 3.11- Sistema bidimensional de coordenadas para a bicamada FM/AF (A/B).

A introdução do campo ac de pequena amplitude faz com que a magnetização no filme ferromagnético oscile em torno de sua posição de equilíbrio, então a equação (3.94) pode ser escrita como:

$$c_t = M_A \sin(f_h - f_A) \left(\frac{df_A}{dh} \right)_{h=0} = -M_A \cos(f_H - f_A) \left(\frac{df_A}{dh} \right)_{h=0} \quad (3.95)$$

No nosso experimento o campo h é perpendicular ao campo H (que define a susceptibilidade transversal).

Desta forma para se obter a dependência de c_t vs. H é preciso encontrar as posições de equilíbrio da magnetização tanto no filme ferromagnético (M_A) como no filme antiferromagnético (M_B), utilizando o mesmo procedimento da seção (3.2.4) deste capítulo.

A energia magnética por unidade de superfície, com a introdução do campo ac de (3.30) tem a forma

$$\frac{E}{M_A t_A} = 2pM_A - H \cos(f_A - f_H) - \frac{H_U}{2} \cos^2 f_A - H_E \cos(f_A - f_B) - H_W \cos f_B - h \cos(f_A - f_h) \quad (3.96)$$

Das condições suficientes para o equilíbrio

$$\frac{\partial E}{\partial f_A} = H \sin(f_A - f_H) + \frac{H_U}{2} \sin 2f_A + H_E \sin(f_H - f_B) + h \sin(f_A - f_h) = 0 \quad (3.97)$$

$$\frac{\partial E}{\partial f_B} = -H_E \sin(f_A - f_B) + H_W \sin f_B = 0 \quad (3.98)$$

e derivando as equações (3.97) e (3.98) com respeito a h com ($h \rightarrow 0$) temos que

$$\left(\frac{df_A}{dh} \right)_{h=0} = \frac{\sin(f_A - f_h)}{H \cos(f_A - f_H) + H_U \cos 2f_A + H_E \cos(f_A - f_B) \left[1 - \frac{H_E \cos(f_A - f_B)}{H_W \cos f_B + H_E \cos(f_A - f_B)} \right]} \quad (3.99)$$

e de (3.99) obtemos finalmente a relação buscada

$$c_t(H) = \frac{M \cos^2(f_H - f_A)}{H \cos(f_A - f_H) + H_U \cos 2f_A + H_E \cos(f_A - f_B) \left[1 - \frac{H_E \cos(f_A - f_B)}{H_W \cos f_B + H_E \cos(f_A - f_B)} \right]} \quad (3.100)$$

Gostaríamos de enfatizar que esta última expressão é calculada para cada valor de f_H nas posições de equilíbrio das magnetizações da amostra, definidas por f_A e f_B .

Quando trabalhamos em regiões de campos H tais que garantimos que a amostra esteja saturada pode-se extrair uma valiosa informação da $c_t(H)$. De fato, neste regime podemos considerar que $f_H = f_A$ simplificando-se consideravelmente (3.100), que fica da forma:

$$c_t(H) = \frac{M}{H + H_U \cos 2f_H + H_E \cos(f_H - f_B) \left[1 - \frac{H_E \cos(f_H - f_B)}{H_W \cos f_B + H_E \cos(f_H - f_B)} \right]} \quad (3.101)$$

onde, $f_B = f(f_A)$ de (3.85).

Seguindo o mesmo raciocínio realizado para interpretar os resultados das técnicas de MOKE e FMR, duas posições angulares são as de maior interesse:

1- Quando o campo dc está na direção do eixo fácil.

a- $\vec{H} \neq \vec{u}$ (antiparalelo a $\vec{u}$), $f_H = p$ e $(f_A, f_B) = (p, 0)$ quando $H_W > H_E$ e $(f_A, f_B) = (p, p)$ quando $H_W < H_E$

$$c_t(H)_p = \frac{M}{H + H_U - H_E \left(\frac{1}{1 - \frac{H_E}{H_W}} \right)}, \text{ quando } H_W > H_E \quad (3.102)$$

$$c_t(H)_p = \frac{M}{H + H_U - H_W \left(\frac{1}{1 - \frac{H_W}{H_E}} \right)}, \text{ quando } H_W < H_E \quad (3.103)$$

b- $\vec{H} // \vec{u}$ (paralelo a $\vec{u}$), $f_H = 0$ e $(f_A, f_B) = (0, 0)$

$$c_t(H)_0 = \frac{M}{H + H_U + H_E \left(\frac{1}{1 + \frac{H_E}{H_W}} \right)}, \text{ quando } H_W > H_E \quad (3.104)$$

$$c_t(H)_0 = \frac{M}{H + H_U + H_W \left(\frac{1}{1 + \frac{H_W}{H_E}} \right)}, \text{ quando } H_W < H_E \quad (3.105)$$

2- Quando o campo dc esteja na direção do eixo duro

$$f_H = \frac{p}{2} \text{ e } \tan f_B = \frac{H_E}{H_W} \text{ sendo}$$

$$c_t(H)_{\frac{p}{2}} = \frac{M}{H - H_U + H_E \left(\frac{\frac{H_E}{H_W}}{\left(1 + \left(\frac{H_E}{H_W} \right)^2 \right)^{3/2}} \right)}, \text{ quando } H_W > H_E \quad (3.106)$$

$$c_t(H)_{\frac{p}{2}} = \frac{M}{H - H_U + H_W \left(\frac{\frac{H_W}{H_E}}{\left(1 + \left(\frac{H_W}{H_E} \right)^2 \right)^{3/2}} \right)}, \text{ quando } H_W < H_E \quad (3.107)$$

Nas amostras onde fizemos as medições de c_t sempre o campo da parede de domínio H_W foi maior que o campo de *exchange* H_E . Sendo assim de (3.102), (3.104) e (3.106) podemos fazer um ajuste numérico do inverso da susceptibilidade c_t^{-1} e obter o campo H_E lembrando que este raciocínio tem que ser feito nas regiões de campo em que a amostra encontra-se saturada pois aqui é onde a teoria de Stoner-Wohlfarth^[45] é

válida. As medidas também foram feitas nas direções angulares tal que, $f_H = p$ e

$f_H = \frac{p}{2}$ então para a região saturada escrevemos c_t^{-1} , das equações 3.104 e 3.106

como:

$$c^{-1} \propto [H + H_U - H_E f_1(x)] \text{ para } \vec{H} \text{ antiparalelo a } \hat{u} \quad (3.108)$$

e

$$c^{-1} \propto [H - H_U + H_E f_2(x)] \text{ para } \vec{H} \text{ na direção do eixo duro} \quad (3.109)$$

$$\text{com } f_1(x) = \frac{1}{1-x}, \quad f_2(x) = \frac{x}{(1+x^2)^{3/2}} \text{ e } x = \frac{H_E}{H_W}.$$

As equações acima mostram uma dependência linear de c_t^{-1} vs. H , como mostrado na

Fig. 3.12. Nesta mostramos curvas de $c_t^{-1}(H)$ para um filme simples de

$Fe_{19}Ni_{81}(150\text{\AA})/Si(001)$, onde $H_E = 0$. Neste caso as equações acima ficam:

$$c_t^{-1} \propto [H \pm H_U], \text{ onde } \begin{array}{l} + \rightarrow \text{eixo fácil} \\ - \rightarrow \text{eixo duro} \end{array} ..$$

Extrapolando-se a reta para a região não saturada, podemos determinar os campos de interseção, para os quais $c_t^{-1} = 0$, como mostrado na Fig. 3.12 pelos valores I_D e I_F .

Procedendo-se da mesma maneira para uma bicamada FM/AF (neste caso $H_E \neq 0$). Então

quando $c_t^{-1} = 0$ as interseções das retas, para cada caso são dadas por:

$$1\text{-Campo dc na direção do eixo fácil, } (\vec{H} \neq \vec{u}), \quad H_U - H_E f_1(x) = |I_F| \quad (3.110)$$

$$2\text{-Campo dc na direção do eixo duro, } (\vec{H} \perp \vec{u}), \quad H_U - H_E f_2(x) = |I_D| \quad (3.111)$$

onde, $|I_F|$ e $|I_D|$ são os campos de interseção das retas extrapoladas a partir da região

saturada com $c_t^{-1} = 0$ como mostrado na Fig. 3.14.

Como vemos, deste par de equações pode-se tirar o valor de H_E e H_U que expressados por:

$$H_E = \frac{|I_D| - |I_f|}{f_E(x)} \text{ com } f_E(x) = f_1(x) - f_2(x) \quad (3.112)$$

e

$$H_U = \frac{|I_D| + |I_f|}{2} + \frac{H_E}{2} f_U(x) \text{ com } f_U(x) = f_1(x) + f_2(x) \quad (3.113)$$

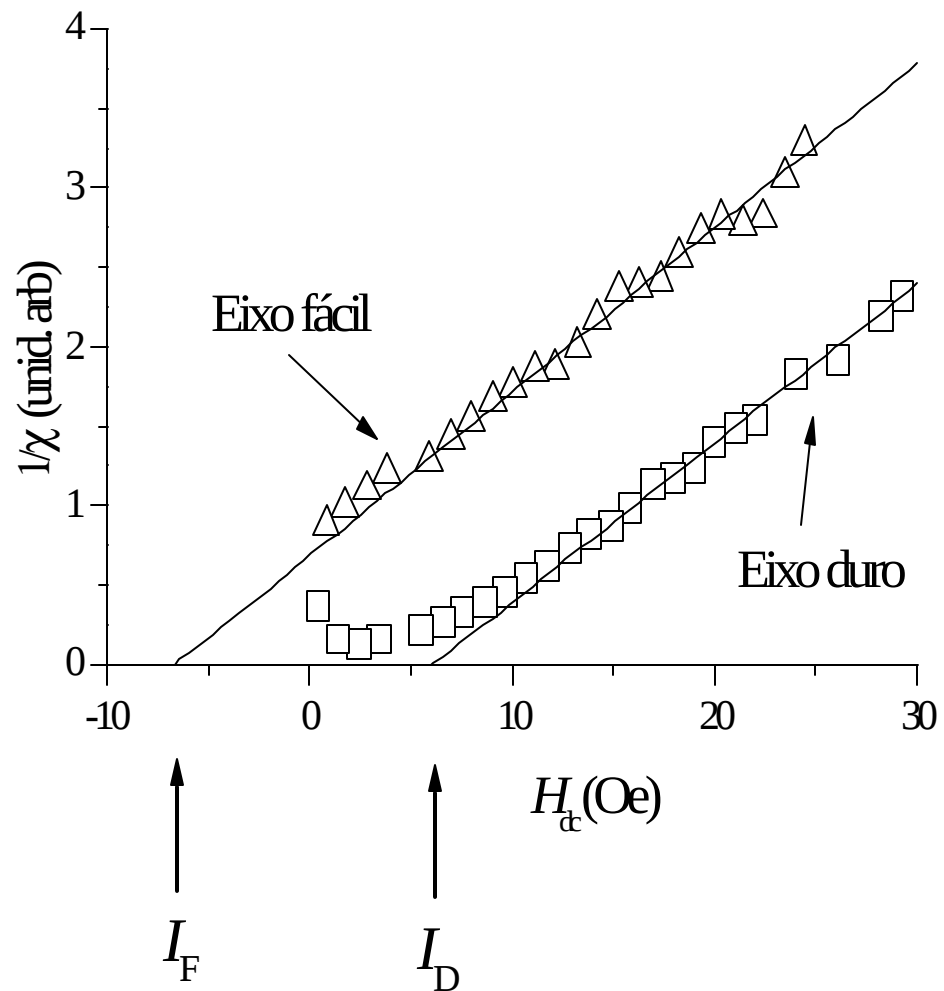


Fig. 3.12 - Curvas experimentais do inverso da susceptibilidade ac transversal vs o campo dc aplicado para um filme de $Fe_{19}Ni_{81}(150\text{\AA})/Si(001)$.

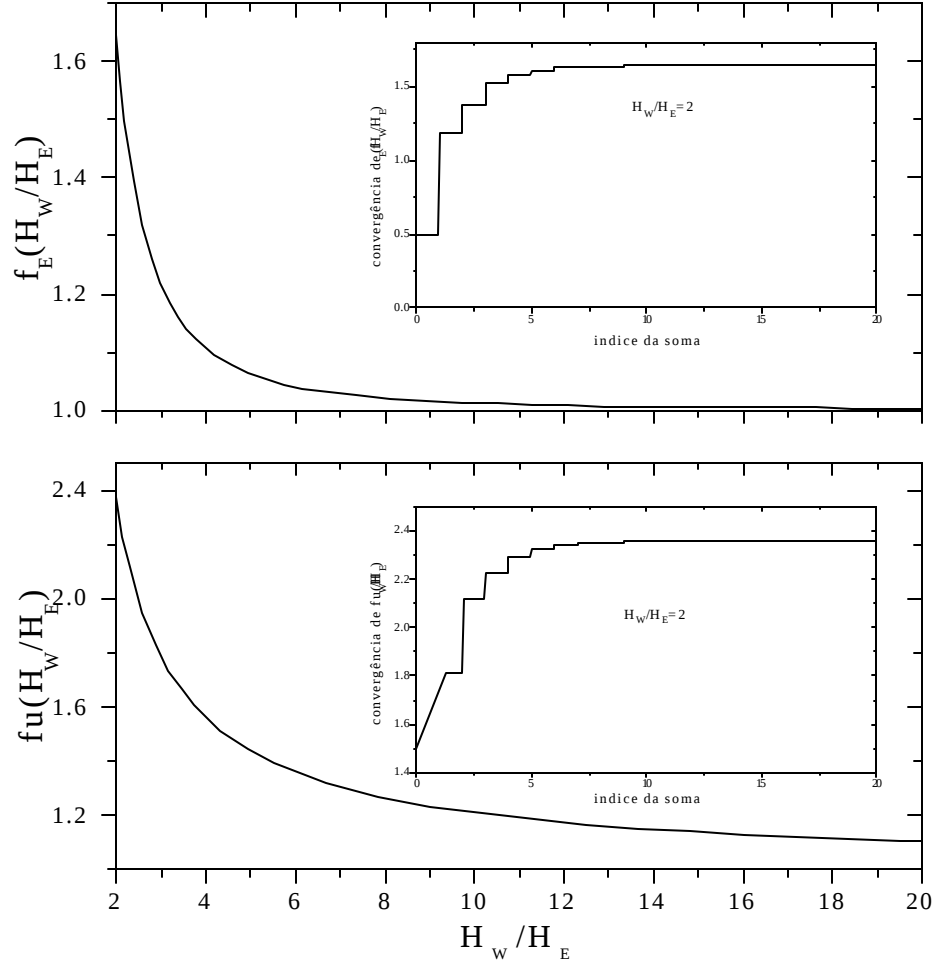


Fig. 3.13- Representação das funções $f_E(x)$ e $f_U(x)$ que aparecem no cálculo de H_U e H_E . Na parte interna representamos a convergência das series de Taylor destas funções para o caso em que $\frac{H_W}{H_E} = 2$.

Na Fig. 3.13 mostramos o comportamento das funções $f_E(x)$ e $f_U(x)$ vs. $x^{-1} = \left(\frac{H_W}{H_E}\right)$

(as funções são desenvolvidas em série de Taylor). Quando estejamos no caso em que $H_W \gg H_E$ (3.112) e (3.113) podem ser escritas como:

$$H_E = |I_D| - |I_f| \quad (3.114)$$

e

$$H_U = |I_D| \quad (3.115)$$

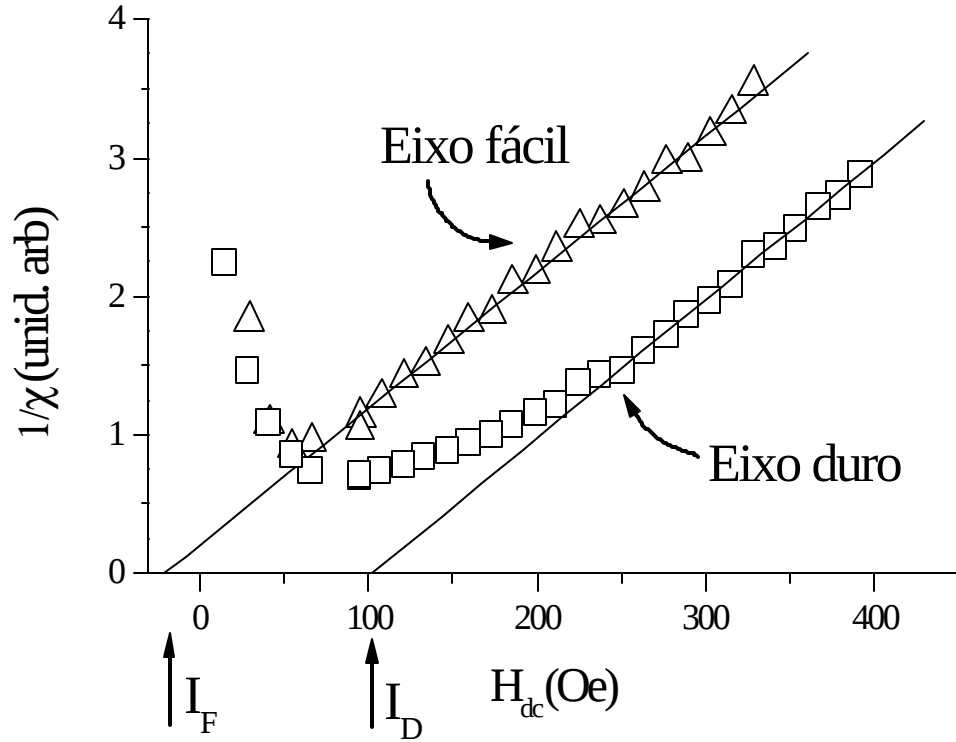


Fig. 3.14 - Curvas experimentais do inverso da susceptibilidade ac transversal vs o campo dc aplicado para um filme de $FeCo(90\text{\AA})/IrMn(300\text{\AA})/Si(001)$. Quadrados representam a $f_H = \frac{P}{2}$ e os triângulos a $f_H = P$.

Notemos que quando H_W não seja muito maior que H_E a convergência das series não é trivial, tendo que tomar o valor exato das funções $f_U(x)$ e $f_E(x)$ para calcular os campos de anisotropia H_U e anisotropia unidirecional H_E .

È importante enfatizar que quando estamos na presença de um filme simples ou uma bicamada (onde a interação de intercâmbio (H_E) seja nula ou desprezível) as interseções do

inverso da susceptibilidade são $I_D = H_U$ e $I_F = -H_U$, ver Fig. 3.12, como era de se esperar da teoria de Stoner-Wohlfarth para este tipo de sistema.

Na Fig. 3.12 as interseções em $I_F = -6.8$ Oe e $I_D = 6.1$ Oe para as extrapolações ao longo do eixo fácil e eixo duro, respectivamente indicam que os valores são simétricos e que o campo de anisotropia uniaxial para esta amostra possui um valor entre 6.8 e 6.1 Oe.

Na Fig. 3.14, onde temos a presença da interação de intercâmbio, as interseções são dadas por $I_F = -20.2$ Oe para o caso do campo dc antiparalelo á direção de anisotropia unidirecional e $I_D = 102.6$ Oe para o caso do campo dc na direção do eixo duro. Para uma bicamada acoplada por *exchange*, existe uma assimetria que provém da anisotropia unidirecional que impõe a presença da interface na bicamada.

Neste último de (3.112) temos que $H_E = 82.5$ Oe que como veremos adiante no Capítulo 4 este coincide com a medida feita por MOKE.

3.4.3 Teoria policristalina

Na seção anterior assumimos que a magnetização é homogênea em toda a amostra o que não corresponde à realidade quando se trata de estruturas policristalinas. Para calcular a susceptibilidade magnética neste caso, seguiremos os mesmos passos dados por Hoffman^[46], que parte da equação quase estacionária formulada por Landau-Lifshits

$$M_A \hat{m} \times \vec{H}_{LL} = 0 \quad (3.116)$$

nesta, todos os torques são expressos em termos de um campo que é denominado de campo de Landau-Lifshits, $\vec{H}_{LL}$. Na literatura este campo é comumente denominado “campo efetivo” porém nesta seção, assim como o fez Hoffman, usaremos esta expressão para outro campo.

Assumiremos que a magnetização de saturação M_A é constante. Por outro lado na aproximação de filmes finos o presente problema é bidimensional, isto é, não temos dependência na componente x_3 perpendicular ao plano do filme e

$$\hat{m} = (m_1, m_2), m_3 = 0, m^2 = \sqrt{m_1^2 + m_2^2} = 1 \quad (3.117)$$

onde m_1 e m_2 representados na Fig. 3.15, são as componentes da magnetização normalizadas ao longo das direções 1 e 2 perpendiculares entre si.

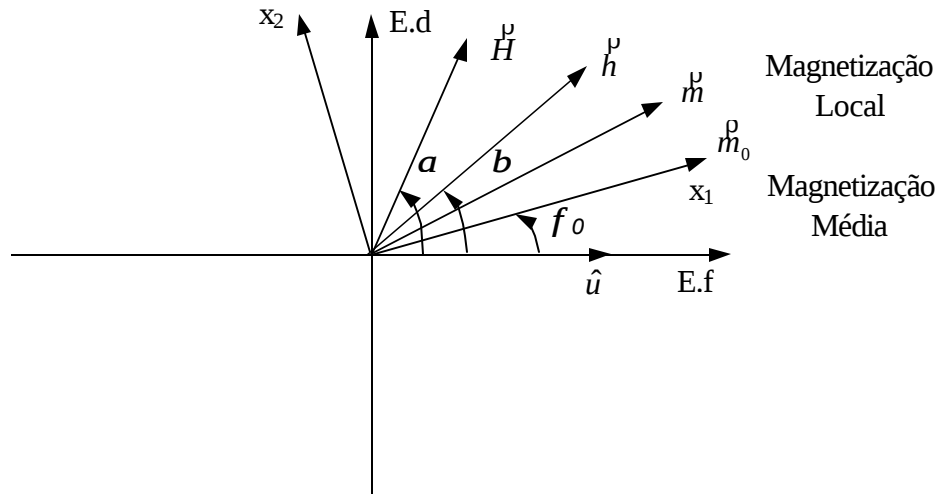


Fig. 3.15- Eixos coordenados e os ângulos com respeito ao eixo fácil. Teoria policristalina.

Na aproximação de saturação

$$m_1 \approx 1, \text{ e } m_2 \ll 1 \quad (3.118)$$

O campo de Landau-Lifshits é calculado pela expressão (3.57) que pode ser escrita em função das derivadas da energia magnética por unidade de volume, normalizado por M_A , como^[46]:

$$\vec{H}_{LL}^p = (H_{1LL}, H_{2LL}) = -\frac{1}{M_A} \left[\frac{\partial E(f)}{\partial m_1} \hat{x}_1 + \frac{\partial E(f)}{\partial m_2} \hat{x}_2 \right] \quad (3.119)$$

A energia magnética em (3.119 e 3.57) consiste de várias contribuições que no caso de amostras policristalinas são:

1- A energia Zeeman

$$E_m = -M_A \hat{m} \cdot \vec{H}^p \quad (3.120)$$

2- A energia de anisotropia que para filmes policristalinos uniaxiais é

$$E_U = -K_U (m_1 \cos f_0 - m_2 \sin f_0)^2 \quad (3.121)$$

3- Energia de desmagnetização

$$E_D = \frac{1}{2} M_A \vec{N} \bullet \hat{m} \text{ onde } \vec{N} \text{ é o tensor de desmagnetização com componentes}$$

$$N_{ik} = (c_i + c_K) \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_k} \quad (3.122)$$

e as componentes c_l na aproximação de filme fino são^[47]

$$c_l = 4^l t_A \sqrt{\frac{2A}{M_A H \cos(f_0 - \alpha) + 2m_1 K_{U1} \cos 2f_0}} \quad l=1,2. \quad (3.123)$$

onde, A é a constante de intercâmbio entre os momentos magnéticos.

O tensor (3.122) pode ser escrito no sistema de coordenadas (x_1, x_2) dado pela direção da magnetização média e sua normal no plano do filme. Na aproximação de saturação só os elementos da diagonal são relevantes. Os outros podem ser desprezados, de maneira que as componentes da parte correspondente à magnetização no campo de Landau-Lifshits são dados por

$$H_{1dLL} = M_A c_1 \frac{\partial^2 m_1}{\partial x_1^2} \quad \text{que, de acordo com (3.117) pode ser escrita como:}$$

$$H_{1dLL} = -M_A c_1 \left[m_2 \frac{\partial^2 m_2}{\partial x_1^2} + \left(\frac{\partial m_2}{\partial x_1} \right)^2 \right] \quad (3.124)$$

$$\text{e } H_{2dLL} = M_A c_2 \frac{\partial^2 m_2}{\partial x_{21}^2} \quad (3.125)$$

4- Por último introduzimos aqui o termo correspondente à interação de intercâmbio na interface onde para simplificar o problema vamos supor que $H_W \gg H_E$ de maneira que em (3.96) $f_B = 0$ ou seja

$$E_{EX} = -M_A H_E \hat{m}_A \cdot \hat{m}_B = -M_A H_E (m_1 \cos f_0 - m_2 \sin f_0) \quad (3.126)$$

Com isto as componentes do campo $\vec{H}_{LL}$ de (3.119) vem dadas por:

$$H_{1LL} = H_1 + \frac{2K_U}{M_A} m_1 \cos^2 f_0 - \frac{K_U}{M_A} m_2 \sin 2f_0 - M_A c_1 \left[m_2 \frac{\partial^2 m_2}{\partial x_1^2} + \left(\frac{\partial m_2}{\partial x_1} \right)^2 \right] + H_E \cos f_0 \quad (3.127)$$

e

$$H_{2LL} = H_2 - \frac{K_U}{M_A} m_1 \sin 2f_0 + \frac{2K_U}{M_A} m_2 \sin^2 f_0 + M_A c_2 \frac{\partial^2 m_2}{\partial x_{21}^2} - H_E \sin f_0 \quad (3.128)$$

Agora calculemos a susceptibilidade magnética dada por (3.95). Da Fig. 3.15 a componente transversal da magnetização (ao longo do campo h) é:

$$m_t = m_1 \cos(b - f_0) + m_2 \sin(b - f_0) \quad (3.129)$$

implicando em

$$c_t = M_A \left[\cos(b - f_0) \frac{dm_1}{dh} + \sin(b - f_0) \frac{dm_2}{dh} \right] \quad (3.130)$$

novamente de (3.117) $\frac{dm_1}{dh} = -\frac{m_2}{m_1} \frac{dm_2}{dh}$ (3.131)

e $c_t = M_A \left[\sin(\mathbf{b} - \mathbf{f}_0) - \cos(\mathbf{b} - \mathbf{f}_0) \frac{m_2}{m_1} \right] \frac{dm_2}{dh}$ (3.132)

como $m_2 = m_2(H_1, H_2)$

$$\frac{dm_2}{dh} = \frac{\partial m_2}{\partial H_1} \frac{dH_1}{dh} + \frac{\partial m_2}{\partial H_2} \frac{dH_2}{dh} \quad (3.133)$$

sendo H_1 e H_2 as componentes do campo total aplicado $\vec{H} = \vec{H}_{dc} + \vec{h}_{ac}$

As componentes de $\vec{h}_{ac}$ são

$$h_1 = h \cos(\mathbf{b} - \mathbf{f}_0) \text{ e } h_2 = h \sin(\mathbf{b} - \mathbf{f}_0) \quad (3.134)$$

e no limite quando $h \rightarrow 0$ combinando (3.130, 3.133 e 3.134) a susceptibilidade ac será

$$c_t = M_A \left[\sin(\mathbf{b} - \mathbf{f}_0) - \cos(\mathbf{b} - \mathbf{f}_0) \frac{m_2}{m_1} \right] \left[\cos(\mathbf{b} - \mathbf{f}_0) \frac{\partial m_2}{\partial H_1} + \sin(\mathbf{b} - \mathbf{f}_0) \frac{\partial m_1}{\partial H_2} \right] \quad (3.135)$$

As derivadas de m_2 envolvidas em (3.135) com respeito às componentes do campo aplicado são obtidas da equação de equilíbrio de Landau-Lifshits (3.116) pois,

$$\frac{\partial}{\partial H_i} (\hat{m} \times \vec{H}_{LL})_3 = \frac{\partial}{\partial H_i} (m_1 H_{2LL} - m_2 H_{1LL})$$

e de (3.117)

$$\frac{\partial}{\partial H_i} (\hat{m} \times \vec{H}_{LL})_3 = - \left(H_{1LL} + \frac{m_2}{m_1} H_{2LL} \right) \frac{\partial m_2}{\partial H_i} - m_2 \frac{\partial H_{1LL}}{\partial H_i} + m_1 \frac{\partial H_{2LL}}{\partial H_i} = 0 \quad (3.136)$$

Na aproximação de saturação $H_{1LL} \gg \frac{m_2}{m_1} H_{2LL}$, assim o termo da direita na desigualdade pode ser desprezado em (3.136) e as derivadas das componentes H_{iLL} com respeito a H_i de (3.127) e (3.128) são, com $H_U = \frac{2K_{U1}}{M_A}$

$$\frac{\partial H_{1LL}}{\partial H_i} = d_{1i} - H_U \left[\frac{m_2}{m_1} \cos^2 f_0 + \frac{1}{2} \sin 2f_0 + \frac{M_A^2}{2K_{U1}} c_1 \frac{\partial^2 m_2}{\partial x_1^2} \right] \frac{\partial m_2}{\partial H_i} \quad (3.137)$$

$$\frac{\partial H_{2LL}}{\partial H_i} = d_{2i} + H_U \left[\frac{m_1}{2m_2} \sin 2f_0 + \sin^2 f_0 \right] \frac{\partial m_2}{\partial H_i} \quad (3.138)$$

substituindo (3.137) e (3.138) em (3.136) e sabendo que $H_1 = H \cos(\alpha - f_0)$ obtemos que

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial H_i} (\hat{m} \times \vec{H}_{LL})_3 = & -H_U \left[\frac{H}{H_U} \cos(\alpha - f_0) + m_1 \cos 2f_0 + \frac{H_E}{H_U} \cos 2f_0 \right] \frac{\partial m_2}{\partial H_i} \\ & + H_U \left[\frac{3}{2} m_2 \sin 2f_0 + \frac{M_A^2 c_1}{2K_{U1}} \left[2m_2 \frac{\partial^2 m_2}{\partial x_1^2} + \left(\frac{\partial m_2}{\partial x_1} \right)^2 \right] \right] \frac{\partial m_2}{\partial H_i} + m_1 d_{2i} - m_2 d_{1i} = 0 \end{aligned} \quad (3.139)$$

Na teoria de Landau-Lifshits o campo $\vec{H}_{LL}^{\nu}$ induz termos não lineares. Isto significa que a magnetização no ponto $\vec{r}$ esta acoplada com a magnetização no ponto $\vec{r}'$ da amostra ou seja o campo de Landau-Lifshits não é um campo local. Para evitar esta dificuldade se introduz um campo efetivo. Neste a magnetização em $\vec{r}$ é independente da magnetização em $\vec{r}'$. Isto significa que a variação do torque no ponto $\vec{r}$ fornecido por (3.116) depende somente da variação de $\vec{m}(\vec{r})$ neste ponto e é independente de $\vec{m}'(\vec{r}')$ em $\vec{r}'$, então

$$M_A d(\vec{m} \times \vec{H}_{LL}^{\nu}) = M_A d\vec{m} \times \vec{H}_{ef}^{\nu} \quad (3.140)$$

e do cálculo para a susceptibilidade temos a relação

$$\frac{\partial}{\partial H_i} (\hat{m} \times \vec{H}_{LL}) = \frac{\partial \vec{m}}{\partial H_i} \times \vec{H}_{ef} + \vec{m} \times \vec{d}_i \quad (3.141)$$

onde as componentes de $\mathbf{d}_i^U$ em (3.141) vem dadas pelos símbolos delta de kronecker

$$\mathbf{d}_i^U = (d_{1i}, d_{2i}).$$

Comparando (3.141) com (3.139) definimos o campo efetivo como sendo:

$$\frac{H_{ef}}{H_U} = h_{ef}(\mathbf{a}) = h(\mathbf{a}) + h_d(\mathbf{a}) - \frac{3}{2} m_2 \sin 2f_0 \quad (3.142)$$

$$\text{onde } h(\mathbf{a}) = \frac{H}{H_U} \cos(\mathbf{a} - f_0) + m_1 \cos 2f_0 + \frac{H_E}{H_U} \cos f_0 \quad (3.143)$$

representa o campo efetivo de uma amostra monodomínio correspondente à teoria monocristalina enquanto

$$h_d(\mathbf{a}) = -\frac{M_A^2 c_1}{2K_{U1}} \left[2m_2 \frac{\partial^2 m_2}{\partial x_1^2} + \left(\frac{\partial m_2}{\partial x_1} \right)^2 \right] \quad (3.144)$$

representa o campo efetivo de desmagnetização. No cálculo da susceptibilidade estamos interessados em calcular o valor médio que é dado por^[46]

$$\langle h_d(\mathbf{a}) \rangle = \frac{1}{4p\sqrt{2}} \frac{S^2 M_A \sqrt{t_A}}{(AK_U)^{5/4}} \frac{1}{h^{1/4}(\mathbf{a})} \quad (3.145)$$

onde, $S = \frac{K_S D s}{\sqrt{n}}$ é a constante de estrutura, K_S a constante de anisotropia local, D o

diâmetro médio dos grãos cristalinos, s o stress e n o número de grãos/volume^[48]. No caso de um filme monocristalino $S=0$.

Finalmente de (3.139) e (3.142)

$$\frac{\partial m_2}{\partial H_i} = \frac{1}{H_U} \frac{m_1 d_{2i} - m_2 d_{1i}}{h(\mathbf{a}) + h_d(\mathbf{a}) - \frac{3}{2} m_2 \sin 2f_0} \quad (3.146)$$

e de (3.135) obtemos a expressão para a susceptibilidade

$$c_t = \frac{M_A}{H_U} \frac{1}{m_1 h_{ef}(\mathbf{a})} \left[m_1^2 \sin^2(\mathbf{b} - \mathbf{f}_0) + m_2^2 \cos^2(\mathbf{b} - \mathbf{f}_0) - m_1 m_2 \sin 2(\mathbf{b} - \mathbf{f}_0) \right] \quad (3.147)$$

Os casos de interesse são:

1- Quando $\vec{H}$ está na direção do eixo fácil

a) - $\vec{H} \neq \vec{u}$ (antiparalelo a $\hat{u}$), $\mathbf{f}_0 = \mathbf{a} = \mathbf{p}$, $\mathbf{b} = \frac{\mathbf{p}}{2}$

$$c_t = \frac{M_A}{H_U} \frac{1}{\left(\frac{H + H_U - H_E}{H_U} \right) + B \left(\frac{H + H_U - H_E}{H_U} \right)^{-1/4}} \quad (3.148)$$

b)- $\vec{H} // \vec{u}$ (paralelo a $\hat{u}$), $\mathbf{f}_0 = \mathbf{a} = 0$, $\mathbf{b} = \frac{\mathbf{p}}{2}$

$$c_t = \frac{M_A}{H_U} \frac{1}{\left(\frac{H + H_U + H_E}{H_U} \right) + B \left(\frac{H + H_U + H_E}{H_U} \right)^{-1/4}} \quad (3.149)$$

$$\text{com } B = \frac{1}{4p\sqrt{2}} \frac{S^2 M_A \sqrt{t_A}}{(AK_{U1})^{5/4}}.$$

2- Quando $\vec{H}$ está na direção do eixo duro onde $\mathbf{f}_0 = \mathbf{a} = \frac{\mathbf{p}}{2}$, $\mathbf{b} = 0$

$$c_t = \frac{M_A}{H_U} \frac{1}{\left(\frac{H - H_U}{H_U} \right) + B \left(\frac{H - H_U}{H_U} \right)^{-1/4}} \quad (3.150)$$

Notemos que quando a amostra é monocristalina $B=0$ e as expressões anteriores coincidem com suas equivalentes na teoria monodomínio. É preciso esclarecer que o procedimento usado para inserir o campo de *exchange*, descrito na seção anterior é exatamente o mesmo, pois o segundo termo no numerador para campos altos ($H > H_U$) é

desprezível já que $B < 1$ obtendo-se assim as mesmas expressões para as interseções (3.110) e 3.111) sendo agora $H'_U = H_U$ pois partimos da hipótese de que $H_W > H_E$.

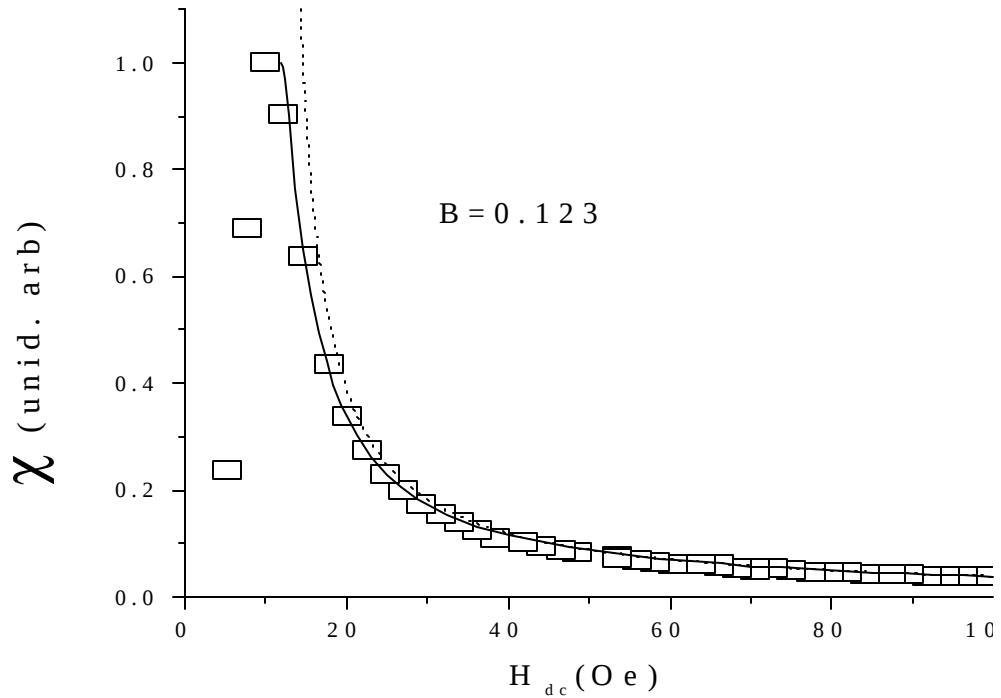


Fig. 3.16- Dependência da Susceptibilidade ac transversal vs. campo dc na direção do eixo duro para uma amostra de $Fe_{19}Ni_{81}(100\text{\AA})/Ta(\sim 20\text{\AA})/Si(001)$. A linha pontilhada mostra a Teoria de Stoner Wohlfarth e a linha contínua a Teoria policristalina de Hoffman.

Na Fig. 3.16 mostramos a comparação entre as duas teorias para uma amostra de $Fe_{19}Ni_{81}(100\text{\AA})/Ta(\sim 20\text{\AA})/Si(001)$ e vemos que a teoria policristalina de Hoffmann ajusta-se melhor que a de Stoner-Wohlfarth.

3.5 Referências

- [1] Kerr, J., Philos. Mag., **3**, 321 (1877).
- [2] Argyres, P.N., Phys. Ver., **97**, 334 (1955).
- [3] Robinson, C. C., J. Opt. Soc. Am., **54**, 1220 (1964).
- [4] Metzger, G., Pluvinage, P. and Torguet, R, Ann. Phys, **10**,5 (1965).
- [5] Hunt, R. P., J. Appl. Phys., **38**, 1652 (1967).
- [6] Gasche, T., Brooks, M. S. S. and Johansson, B., Phys. Res. B, **53**, 296 (1996).
- [7] Ebert, H., Rep. Prog. Phys., **59**, 1665 (1996).
- [8] Oppeneer, P. M., J. Magn. Magn. Mater, **188**, 275 (1998).
- [9] Niedoba, H., Hubert, A. Mirecki, B. and Puchalska, I. B., J. Magn. Magn. Mater.,**80**, 379 (1989).
- [10] Sato, K., Jpn. J. Appl. Phys., **20**, 2403 (1981).
- [11] Kryder, M. H., J. Appl. Phys., **57**, 3913 (1985).
- [12] T. J. Moran, J. M. Gallego, I. K. Schuller, J. Appl. Phys, **78**, 1887 (1995).
- [13] P. J. van der Zaag, R. M. Wolf. A. R. Ball, C. Bordel, L. F. Feiner, R. Jungblut, J. Magn. Magn. Mater., **148**, 346 (1995).
- [14] W. Abdul-Razzaq, M. Wu, J. Appl. Phys. **69**, 5078 (1991).
- [15] Y. Suzuki, R. B. van Dover, E. M. Gyorgy, J. M. Phillips, V. Korenivski, D. J. Werder, C. H. Chen, R. J. Felder, R. J. Cava, J. J. Krajewski, W. F. Peck Jr., J. Appl. Phys, **79**, 5923 (1996).
- [16] P. Vavassori, Appl. Phys. Letters, **77**, 1605 (2000).
- [17] Jones, R. C., J. Opt. Soc. Am., **31**, 488 (1941).
- [18] Yang, Z. J. and Scheinfein, M. R., J. Appl. Phys., **74**, 680 (1993).

- [19] Kim, W. S., Aderholz, M. and Kleemann W., Meas. Sci. Technol., **4**, 1275 (1993).
- [20] Florczak, J. M. and Dan Dahlberg, E., J. Appl. Phys., **67**, 7520 (1990).
- [21] D. Mauri, H. C. Siegmann, P. S. Bagus and E. Kay, J. Appl. Phys. **62**, 3047 (1987).
- [22] Tese de doutorado de Abdelhamid Layadi.
- [23] Arkad'yev, V. K., J. Russ. Phys. Chem. Soc., Phys. Part, **44**, 165 (1912).
- [24] Dorfman, Ya. G., Zs. F. Phys., **17**, 98 (1923).
- [25] Zavoiskii, E. K., J. Phys. USSR, **10**, 197 (1946).
- [26] Griffiths, J. H. E., **158**, 670 (1946).
- [27] Kittel, C., Phys. Rev., **71**, 270 (1947).
- [28] Kittel, C., Phys. Rev., **73**, 155 (1948).
- [29] Landau, L. D. and Lifshitz, Collected Papers of L. D. Landau, eds. Gordon & Breach, New York and Pergamon, Oxford, Cap. 18, p. 101, (1965).
- [30] A. H. Morrish, The Physical Principles of Magnetism, Cap.6, John Wiley & Sons, London (1965).
- [31] Portir, A. M., Phys. Rev., **91**, 1071 (1953).
- [32] Weger, M., Bell Sys. Tech. J., **39**, 1013 (1960).
- [33] Gilbert, T. L., Phys. Rev., **100**, 1243 (1955).
- [34] Polder, D., Phil. Mag., **40**, 99 (1949).
- [35] J. Geshev, L. G. Perreira, and J. E. Schmidt, Phys. Rev. B **64**, 18 4411 (2001).
- [36] Haiwen Xi, Keith R. Mountfield and Robert M. White, J. Appl. Phys. **87**, 4367 (2000).
- [37] R. D. McMichael, M. D. Stiles, P. J. Chen, and W. F. Egelhoff, Jr., Phys. Rev. B **58**, 8605 (1988).
- [38] J. R. Fermin, M. A. Lucena, A. Azevedo, F. M. de Aguiar, and S. M. Rezende, J. Appl. Phys. **87**, 6421 (2000).

- [39] Haiwen Xi and Robert M. White, J. Appl. Phys. **87**, 4960 (2000).
- [40] W. Stoecklein, S. S. P. Parkin, and J. C. Scott, Phys. Rev. B **38**, 6847 (1988).
- [41] H. Xi, M. White, and S. M. Rezende, Phys. Rev. B **60**, 14 837 (1999).
- [42] M. C. Contreras, J. F. Calleja, M. Rivas, M. O. Gutiérrez, J. A. Corrales, J. Magn. Mater **175**, 64 (1997).
- [43] P. Pouloupoulos, U. Bovensiepen, M. Farle, K. Baberschke, J. Magn. Mater **212**, 17 (2000).
- [44] S. Pütter, H. F. Ding, Y. T. Millev, H. P. Oepen, and J. Kirschner, Phys. Rev. B **64**, 9, 2409 (2001).
- [45] E. C. Stoner, E. P. Wohlfarth, Phil. Trans. R. Soc. A **250**, 975 (1955).
- [46] H. Hoffmann, Phys. Stat. Sol **33**, 175 (1969).
- [47] H. Hoffmann, J. Appl. Phys. **39**, 873 (1968).
- [48] H. Hoffmann, Z. Phys. **176**, 510 (1963).

CAPÍTULO 4

Principais resultados

4.1 Introdução

Neste capítulo serão apresentados os principais resultados de investigação experimental das propriedades magnéticas da interface FM/AF desta dissertação. Faremos uma conexão destes resultados com a teoria apresentada no Capítulo 3. Inicialmente faremos uma comparação entre as grandezas medidas por MOKE, FMR e χ_{AC} em um filme ferromagnético simples. Em seguida faremos a mesma comparação para bicamadas FM/AF, chamando atenção para as mudanças introduzidas pela interface com o material antiferromagnético. Neste ponto será feita uma discussão detalhada de como o campo de *exchange bias*, medido por MOKE e χ_{AC} pode ser comparado, bem como a discrepância com aquele medido por FMR. A seguir serão apresentados resultados de FMR em bicamadas FM/AF, nas quais foi introduzida uma camada fina de separação entre o filme FM e o filme AF. Estes são resultados para os quais ainda não temos uma explicação, mas serão úteis para entender o fenômeno do deslocamento que o campo de ressonância sofre devido à interface FM/AF.

4.2 Filme ferromagnético simples: MOKE, FMR e χ_{AC}

Com o objetivo de tornar didática a apresentação, iniciaremos mostrando os resultados experimentais obtidos para um filme simples de $Fe_{19}Ni_{81}(100\text{\AA})/Si(001)$, preparado por *sputtering* DC. A composição acima da liga $NiFe$ é chamada de *Permalloy* (*Py*) e é de grande interesse em magnetismo pois para esta composição a anisotropia cúbica é praticamente nula. A Fig. 4.1(a) apresenta a variação do campo de ressonância ferromagnética em função do ângulo no plano da amostra, obtido para uma frequência de microondas de 8,61 GHz. Observe que esta variação é típica de um filme com anisotropia uniaxial e o campo de ressonância está localizado em torno de 890 Oe, um valor que é típico para o *Py*.

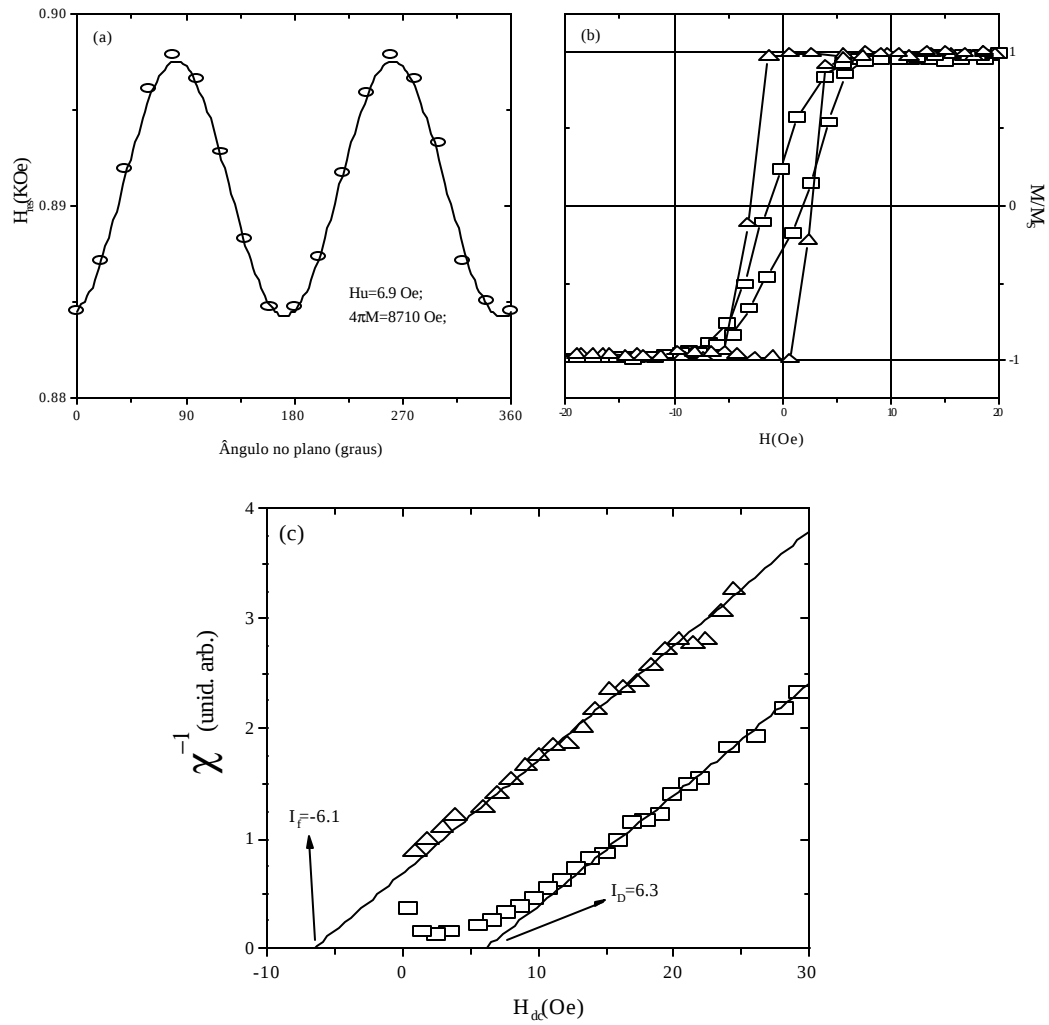


Fig. 4.1- Medidas de FMR, MOKE e χ_{AC} para um filme simples de $Py(100\text{\AA})/Si(001)$. (a) Campo de ressonância ferromagnética no plano do filme apresentando uma anisotropia uniaxial. A curva cheia representa um ajuste numérico, de acordo com a teoria apresentada no capítulo anterior. (b) Curvas de histerese obtidas por MOKE no eixo fácil (círculos) e eixo duro (quadrados). (c) Dependência do inverso da susceptibilidade ac em função do campo aplicado dc, apresentando uma dependência linear como discutido no capítulo anterior.

Como será mostrado mais adiante, a Fig. 4.1(a) apresenta duas diferenças marcantes quando comparada com a mesma figura obtida para o mesmo filme porém em contacto com um material AF em vez de depositado diretamente sobre Si . Primeiro: a simetria da curva H_R vs. f é quebrada; e segundo: o campo de ressonância sofre um deslocamento, como um todo (da ordem de 200 Oe), para valores de campos menores. A Fig. 4.1(c) apresenta os

resultados do inverso de χ_{AC} vs o campo dc aplicado paralelo ao eixo duro (quadrados) e ao eixo fácil (círculos). As linhas retas são ajustes numéricos obtidos a partir das equações do capítulo anterior e são válidas na região saturada. A interseções destas retas com o eixo das abscissas fornecem relações simples com o campo de anisotropia uniaxial. Estas interseções estão indicadas na Fig. 4.1(c) e são dadas por $I_D = 6,3 \text{ Oe}$ e $I_F = -6,1 \text{ Oe}$.

Aplicando-se o modelo teórico descrito nas seções 3.4, 3.3 e 3.2 do capítulo anterior, para as técnicas de χ_{AC} , FMR e MOKE, vemos que os valores do campo de anisotropia H_U coincidem dentro do limite de erro tolerável. Da teoria de χ_{AC} , temos:

$H_U^{(c_{AC})} = \frac{I_D + |I_F|}{2} = 6.2 \text{ Oe}$; da teoria de FMR temos $H_U^{(FMR)} = 6.9 \text{ Oe}$ e da teoria de susceptibilidade dc temos $H_U^{(MOKE)} = 5 \text{ Oe}$.

4.3 Bicamadas FM/AF: MOKE, FMR e χ_{AC}

A interação de intercâmbio, em nível atômico, entre um meio ferromagnético e um meio antiferromagnético induz o aparecimento de uma anisotropia unidirecional, como discutido no capítulo anterior. O campo de interação entre os dois meios, chamado de campo de *exchange bias* H_{eb} , tem sido caracterizado por diversas técnicas experimentais. Um dos fatos verificados é o de que diferentes técnicas produzem diferentes valores para $H_{eb}^{[1]}$. A explicação para este fenômeno ainda é bastante controversa. Alguns trabalhos reportam que técnicas de investigação reversíveis, tais como FMR, χ_{AC} , e espalhamento de luz Brillouin (BLS) fornecem valores semelhantes para o campo de *exchange bias*. Enquanto técnicas irreversíveis tais como magnetometria dc e magnetoresistência produzem valores diferentes daqueles obtidos pelas técnicas reversíveis.

Nesta seção apresentaremos medidas em três bicamadas FM/AF de materiais com diferentes composições químicas. Mostraremos que os valores dos campos de *exchange bias* extraídos das medidas de χ_{AC} são iguais àqueles extraídos diretamente das curvas de histerese obtidas por magnetometria Kerr. O método foi utilizado para caracterizar bicamadas de diferentes composições e produzidas de maneiras diferentes, indicando que a análise é bastante robusta.

4.3.1 Bicamada $\text{Py}(120\text{\AA})/\text{NiO}(875\text{\AA})/\text{Si}(001)$

Como primeiro sistema apresentaremos a bicamada $\text{Py}(120\text{\AA})/\text{NiO}(875\text{\AA})/\text{Si}(001)$ crescida por *sputtering* dc no DF/UFPE. A Fig. 4.2 apresenta resultados de FMR, MOKE e χ_{AC} para este sistema.

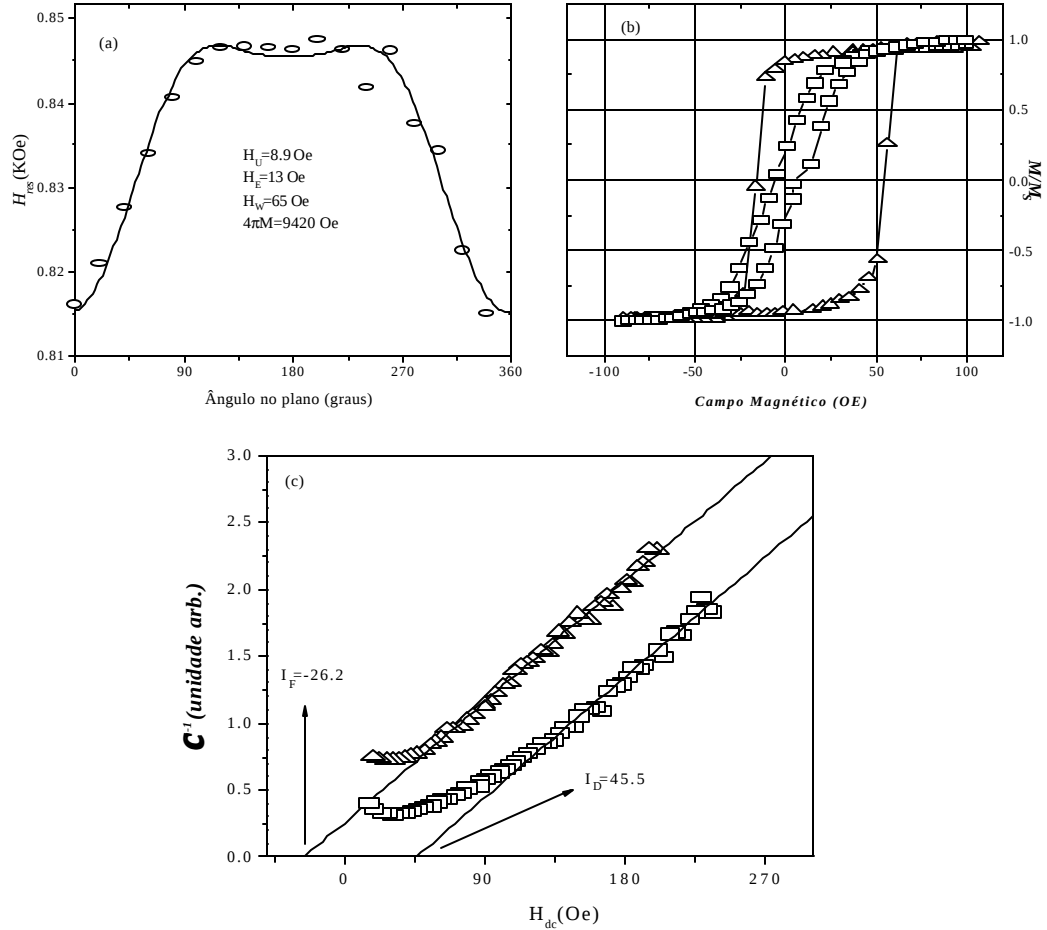


Fig. 4.2- Medidas de FMR, MOKE e χ_{AC} para um filme simples de $\text{Py}(120\text{\AA})/\text{NiO}(875\text{\AA})/\text{Si}(001)$. (a) Campo de ressonância ferromagnética no plano do filme apresentando uma quebra de simetria na anisotropia uniaxial. A curva cheia representa um ajuste numérico, de acordo com a teoria apresentada no capítulo anterior. (b) Curvas de histerese obtidas por MOKE no eixo fácil (triângulo) e eixo duro (quadrados). (c) Dependência do inverso da susceptibilidade ac, em função do campo aplicado dc, apresentando uma dependência linear como discutido no capítulo anterior.

A Fig. 4.2(a) mostra a dependência do campo de ressonância vs. ângulo no plano do filme. Comparando-se com a Fig. 4.1(a) nota-se claramente a quebra de simetria devido à

anisotropia unidirecional introduzida pelo acoplamento na interface FM/AF. A campo de *exchange bias* se soma ao campo aplicado externamente em $f = 0^\circ$ e se subtrai em $f = 180^\circ$, dando origem a esta simetria, como foi explicado no capítulo 3. Como veremos adiante, a relação $H_W \gg H_E$ não se verifica para este sistema, então os campos de anisotropia uniaxial e de *exchange bias*, H_U e H_E , respectivamente, medidos pela técnica de χ_{AC} tem que ser calculado através das expressões:

$$H_E^{(c_{AC})} = \frac{I_D - |I_F|}{f_E \left(\frac{H_E^{(c_{AC})}}{H_W} \right)} \quad (4.1)$$

e

$$H_U^{(c_{AC})} = \frac{I_D + |I_F|}{2} + \frac{H_E^{(c_{AC})}}{2} f_U \left(\frac{H_E^{(c_{AC})}}{H_W} \right) \quad (4.2)$$

onde,

$$f_E \left(\frac{H_E^{(c_{AC})}}{H_W} \right) = f_E(x) = \frac{1}{1-x} - \frac{x}{(1+x^2)^{3/2}}$$

e

$$f_U \left(\frac{H_E^{(c_{AC})}}{H_W} \right) = f_U(x) = \frac{1}{1-x} + \frac{x}{(1+x^2)^{3/2}}$$

O valor de H_E extraído das equações acima, levando em consideração as interseções I_D e I_F das curvas de χ_{AC} (Fig. 4.2c), produz $H_E = 18.2 \text{ Oe}$. O valor do deslocamento medido na curva de histerese da Fig. 4.2(b) produz $H_{eb} = 18 \text{ Oe}$. Este resultado mostra que o campo de *exchange* obtido pela medida de χ_{AC} é igual ao deslocamento do ciclo de histerese, que define o H_{eb} . Este resultado mostra que a análise utilizada para interpretar os dados de χ_{AC} (técnica reversível) produz um valor para o campo de *exchange* igual àquele medido por MOKE (técnica irreversível).

Utilizando-se o modelo desenvolvido no capítulo anterior para o campo de ressonância ferromagnética, encontramos que os parâmetros que melhor se ajustam aos dados experimentais (curva cheia da Fig. 4.2(a)) são: $H_E = 13 \text{ Oe}$, $H_U = 8.0 \text{ Oe}$, $4pM_{ef} = 9420 \text{ Oe}$, $f_{uondas} = 8.6 \text{ GHz}$ e $g = 1.4g \text{ GHz/kOe}$. Como já reportado na literatura, o campo

de *exchange* extraído das medidas de FMR apresenta um valor sempre menor do que aquele extraído das curvas de histerese medidas por MOKE. Este é um problema que ainda não é entendido pela comunidade científica e que merece uma investigação mais detalhada.

4.3.2 Bicamada $Fe_{10}Co_{90}(80 \text{ \AA})/IrMn(300 \text{ \AA})/Si(001)$

Agora apresentaremos medidas de FMR, MOKE e χ_{AC} para uma bicamada de $Fe_{10}Co_{90}(80 \text{ \AA})/IrMn(300 \text{ \AA})/Si(001)$, crescida por *sputtering* dc pelo Dr. Stuart parkin da IBM/Almaden, San Jose, Califórnia (USA).

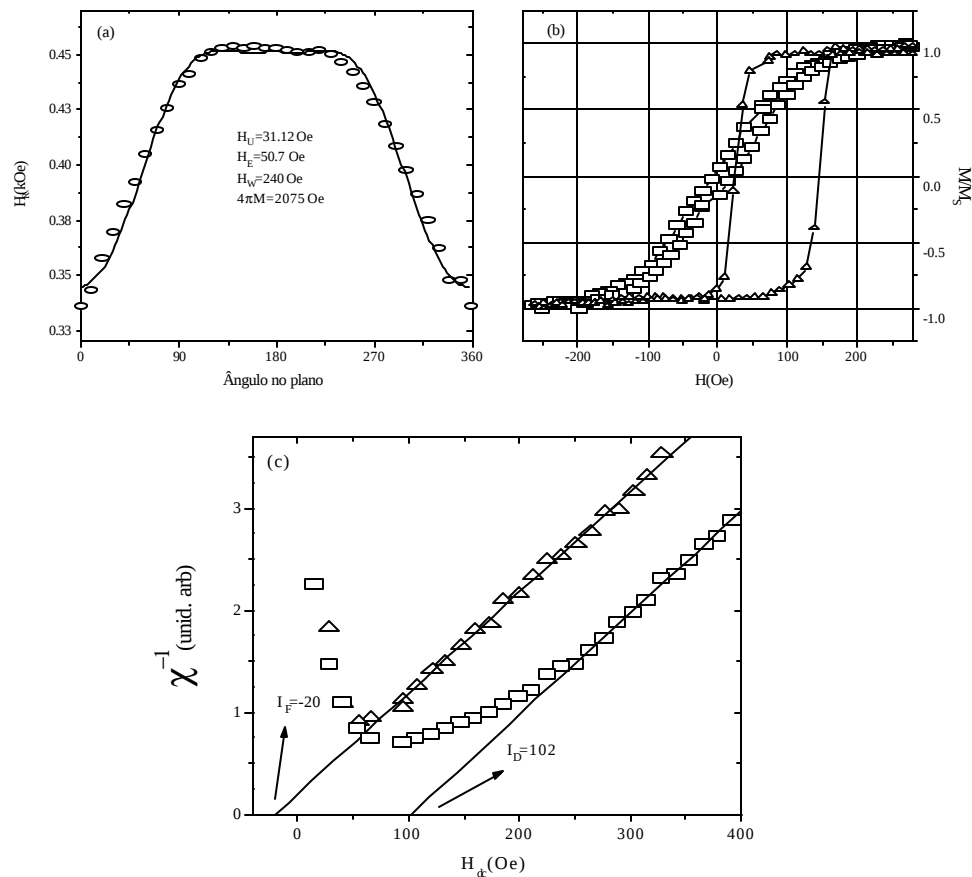


Fig. 4.3- Medidas de FMR, MOKE e χ_{AC} para um filme simples de $FeCo(90\text{\AA})/IrMn(300\text{\AA})/Si(001)$. (a) Campo de ressonância ferromagnética no plano do filme apresentando uma quebra de simetria na anisotropia uniaxial. A curva cheia representa um ajuste numérico, de acordo com a teoria apresentada no capítulo anterior. (b) Curvas de histerese obtidas por MOKE no eixo fácil (triângulo) e eixo duro (quadrados). (c) Dependência do inverso da susceptibilidade ac, em função do campo aplicado dc, apresentando uma dependência linear como discutido no capítulo anterior.

Seguindo o mesmo raciocínio utilizado na seção 4.3.1, o valor de H_E extraído das equações (4.1) e (4.2), levando em consideração as interseções I_D e I_F das curvas de χ_{AC} (Fig. 4.3c), produz $H_E = 77.3$ Oe. O valor do deslocamento medido na curva de histerese da Fig. 4.2(b) produz $H_{eb} = 82$ Oe, enquanto o valor extraído da medida de FMR produz $H_E = 50.7$ Oe.

4.3.2 Bicamada $FeCoSiB(300\text{\AA})/NiO(875\text{\AA})/Si(001)$

Como último sistema apresentaremos a bicamada $FeCoSiB(300\text{\AA})/NiO(875\text{\AA})/Si(001)$ crescida por *sputtering* dc no DF/UFPE. A Fig. 4.4 apresenta resultados de FMR, MOKE e χ_{AC} para este sistema.

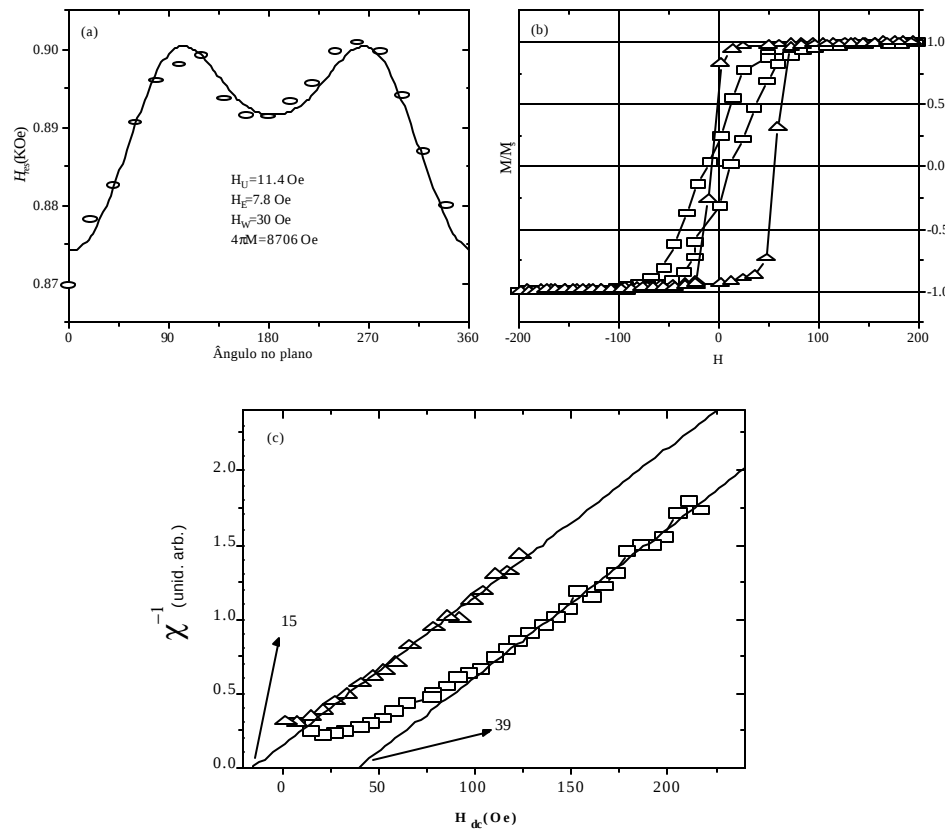


Fig. 4.4- Medidas de FMR, MOKE e χ_{AC} para um filme simples de $FeCoSiB(300\text{\AA})/NiO(875\text{\AA})/Si(001)$. (a) Campo de ressonância ferromagnética no plano do filme apresentando a quebra de simetria na anisotropia uniaxial. A curva cheia representa um ajuste numérico, de acordo com a teoria apresentada no capítulo anterior. (b) Curvas de histerese obtidas por MOKE no eixo fácil (triângulo) e eixo duro (quadrados). (c) Dependência do inverso da susceptibilidade ac, em função do campo aplicado dc, apresentando uma dependência linear como discutido no capítulo anterior.

Seguindo o mesmo raciocínio utilizado nas seções 4.3.1 e 4.3.2, o valor de H_E extraído das equações (4.1) e (4.2), levando em consideração as interseções I_D e I_F das curvas de χ_{AC} (Fig. 4.4c), produz $H_E = 21.8 \text{ Oe}$. O valor do deslocamento medido na curva de histerese da Fig. 4.4(b) produz $H_{eb} = 24.7 \text{ Oe}$, enquanto o valor extraído da medida de FMR produz $H_E = 7.8 \text{ Oe}$.

4.4 Discussão

Para efeito de discussão, apresentamos abaixo uma tabela com os valores dos principais parâmetros extraídos das três estruturas magnéticas analisadas na seção 4.3.

Campos em Oe.	$\text{Py}(120\text{\AA})/\text{NiO}(875\text{\AA})/\text{Si}(001)$	$\text{Fe}_{10}\text{Co}_{90}(80\text{\AA})/\text{IrMn}(300\text{\AA})/\text{Si}(001)$	$\text{FeCoSiB}(300\text{\AA})/\text{NiO}(875\text{\AA})/\text{Si}(001)$
$\frac{H_W}{H_E}$	5	4.7	3.8
$H_U^{(FMR)}$	8.9	31.1	11.4
$H_U^{(c_{AC})}$	48.7	115.11	43.8
$H_U^{(MOKE)}$	18	73	33
$H_E^{(FMR)}$	13	50.7	7.8
$H_E^{(c_{AC})}$	18.2	77.3	21.8
$H_{eb}^{(MOKE)}$	19.2	82	24.7
H_{SAT}	33.3	138.7	50.9

Tabela. Resultados experimentais dos de saturação H_{SAT} , de anisotropia H_U , anisotropia unidirecional H_E , e relação entre este último e o campo da parede de domínio $H_W \left(\frac{H_W}{H_E} \right)$.

O campo da parede de domínio, H_W , foi extraído a partir das medidas de FMR. Para as três estruturas analisadas na seção 4.3., nenhuma apresenta a relação $H_W \gg H_E$. Por outro lado, o valor do campo de anisotropia H_U , nos sistemas onde a interação de

intercâmbio é forte, apresenta diferenças marcantes quando comparamos as medidas feitas por qualquer uma das técnicas (ver tabela). Os valores obtidos por FMR, para H_U , são sempre menores do que aqueles obtidos por MOKE e por χ_{AC} . Julgamos que o campo de anisotropia uniaxial calculado por χ_{AC} deve apresentar o valor real, pois a análise e a medida são realizados no regime de saturação. O campo de saturação, medido por MOKE, deve ser igual ao campo de anisotropia uniaxial, descontando a coercividade, apenas para filmes simples monocristalinos nos quais se aplica a teoria de Stoner-Wohlfarth. Para filmes policristalinos, como os estudados nesta dissertação, a expressão para o campo de saturação deve depender não apenas da anisotropia uniaxial, mas também da estrutura de domínios e dos defeitos intrínsecos introduzidos pela microestrutura do material.

Para bicamandas FM/AF, o campo de saturação é uma expressão que envolve os campos: H_U , H_E e H_W , como discutido no Capítulo 3. É importante notar que a expressão calculada no capítulo anterior para o campo de saturação em bicamadas é válido apenas para amostras monodomínios.

Os valores de H_U obtidos através de medidas de ressonância ferromagnética são sempre menores do que aqueles obtidos por medidas de χ_{AC} ou MOKE. Aachamos que esta diferença seja devido ao fato de que o modelo usado para interpretar as medidas de FMR não é apropriado.

Estamos representando o campo de *exchange*, medido por MOKE como sendo H_{eb} , enquanto que aquele extraído das medidas de FMR e χ_{AC} como sendo H_E . Observe que nestas duas últimas técnicas as medidas são realizadas no regime saturado.

Estas conclusões enfatizam o caráter de complexidade dos fenômenos que estão ocorrendo na interface ferromagnético/antiferromagnético.

4.5 Comparação entre a teoria de Stoner-Wohlfarth e a de Hoffman para χ_{AC} em filmes simples

Com o objetivo didático de comparar as teorias descritas no Capítulo 3 para a susceptibilidade transversal em filmes ferromagnéticos simples, apresentamos medidas de χ_{AC} em filmes policristalinos de *Py*. A Fig. 4.5, mostra a dependência de χ_{AC} vs. campo de

aplicado para três amostras diferentes e as interpretações de acordo com as teorias apresentadas no capítulo anterior.

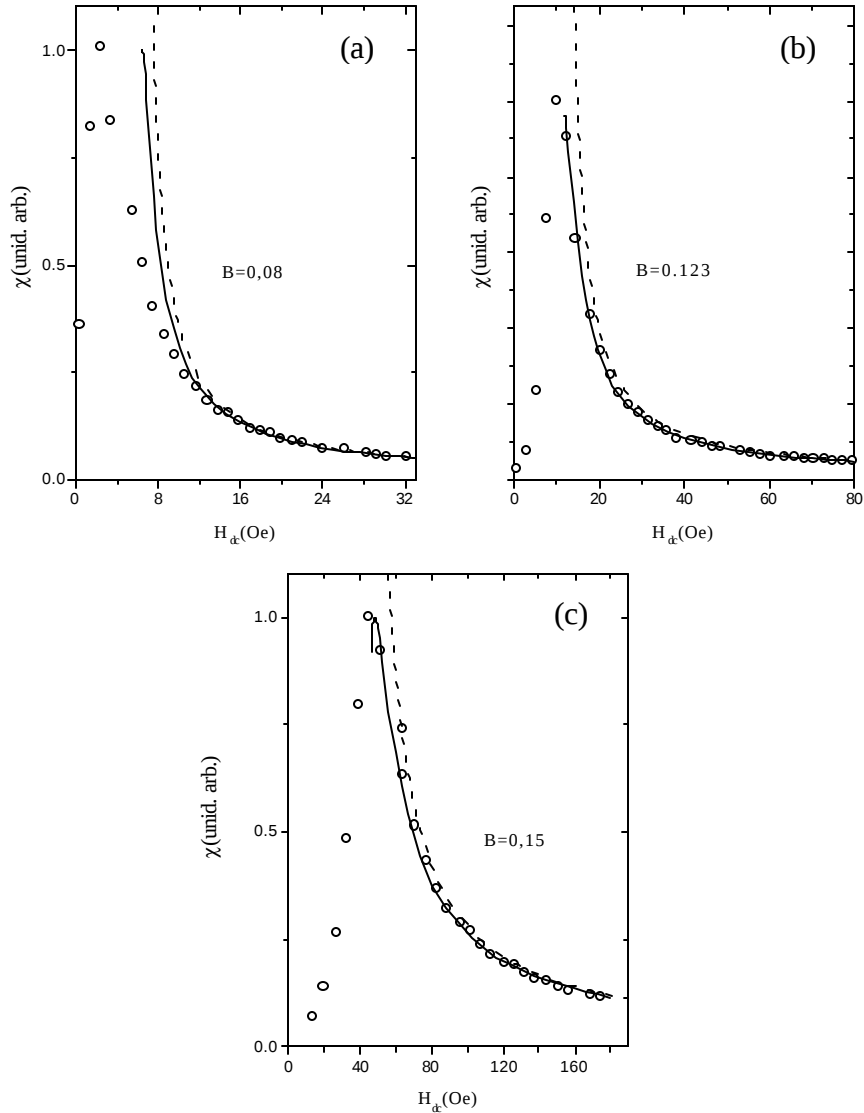


Fig. 4.5- Dependência de χ_{AC} vs. H para três filmes ferromagnéticos diferentes. A curva tracejada representa um ajuste segundo a teoria monodomínio de Stoner-Wohlfarth, enquanto a curva cheia representa a interpretação segundo a teoria de filmes policristalinos de Hoffman. O parâmetro B dá uma informação sobre o tamanho e distribuição dos grãos policristalinos. (a) Filme simples de $Py(100\text{\AA})/Si(001)$; (b) $Py(100\text{\AA})/Ta(\sim 20\text{\AA})/Si(001)$; (c) $Py(100\text{\AA})/Ta(\sim 10\text{\AA})/Si(001)$.

As curvas apresentadas na Fig. 4.5 foram obtidas a partir da teoria monocristalina de Stoner-Wohlfarth (linha tracejada, $B=0$), e a partir da teoria de Hoffman para filmes policristalinos (linha sólida $B \neq 0$). Os resultados mostram que os nossos filmes são

policristalinos ($B \neq 0$). Como a teoria de Hoffman é válida para campos acima do campo de saturação, o ajuste das curvas sólidas aos dados experimentais é mais adequado em campos altos. Para conseguirmos um ajuste mais próximo dos dados experimentais na região de campos baixos, temos que levar em consideração a componente da magnetização fora do plano na análise realizada no Capítulo 3.

4.6 Anisotropia rotatória: tricamadas FM/NM/AF

Desde o início das investigações em bicamadas FM/AF por FMR, foram notadas diferenças marcantes quando comparados os resultados com aqueles de filmes simples do mesmo material. As duas principais diferenças estão mostradas na Fig. 4.6. Ela mostra a dependência angular do campo de ressonância ferromagnética para um filme de $Py(100\text{\AA})$ depositado sobre $Si(001)$ (círculos) e o mesmo filme de $Py(100\text{\AA})$ depositado sobre $NiO(875\text{\AA})$ (quadrados).

Primeiro, a simetria C_2 típica da anisotropia uniaxial é quebrada devido à presença da anisotropia unidirecional induzida pelo acoplamento de intercâmbio na interface com o material antiferromagnético. Segundo, o deslocamento para valores menores do campo médio de ressonância ferromagnética. A primeira característica é facilmente explicada quando se introduz o campo de intercâmbio unidirecional que se soma ao campo aplicado em $\theta = 0^\circ$ e se subtrai em $\theta = 180^\circ$. Por outro lado a diminuição do campo de ressonância ainda é um problema a ser explicado satisfatoriamente. Observe que o ajuste numérico para o campo de ressonância da bicamada (símbolos quadrados) foi obtido para um valor de $4\pi M_{ef} = 1307 \text{ Oe}$, indicando que existe uma forte anisotropia fora do plano. A explicação de que o deslocamento para baixo, do campo de ressonância, é devido à anisotropia de superfície, foi descartada depois que o grupo do NIST^[2] publicou medidas de FMR com o campo aplicado perpendicular ao plano do filme. Estas medidas mostraram que não há anisotropia de superfície induzida. A explicação dada pelo grupo do NIST é a de que o caráter policristalino do AF dá origem a grãos antiferromagnéticos estáveis e instáveis. Os grãos estáveis seriam responsáveis pelo campo de anisotropia unidirecional e os grãos instáveis seriam responsáveis pela criação de uma anisotropia rotatória. Esta anisotropia gera um campo magnético que se soma ao campo magnético externo em qualquer posição angular, daí o nome anisotropia rotatória. Este campo de anisotropia atua de forma a

diminuir o campo de ressonância ferromagnética. Esta explicação, embora satisfatória, não explica totalmente o fenômeno pois foram feitas medidas em bicamadas nas quais o filme AF é monocristalino^[3] e mesmo neste sistema ocorre o deslocamento do campo de ressonância.

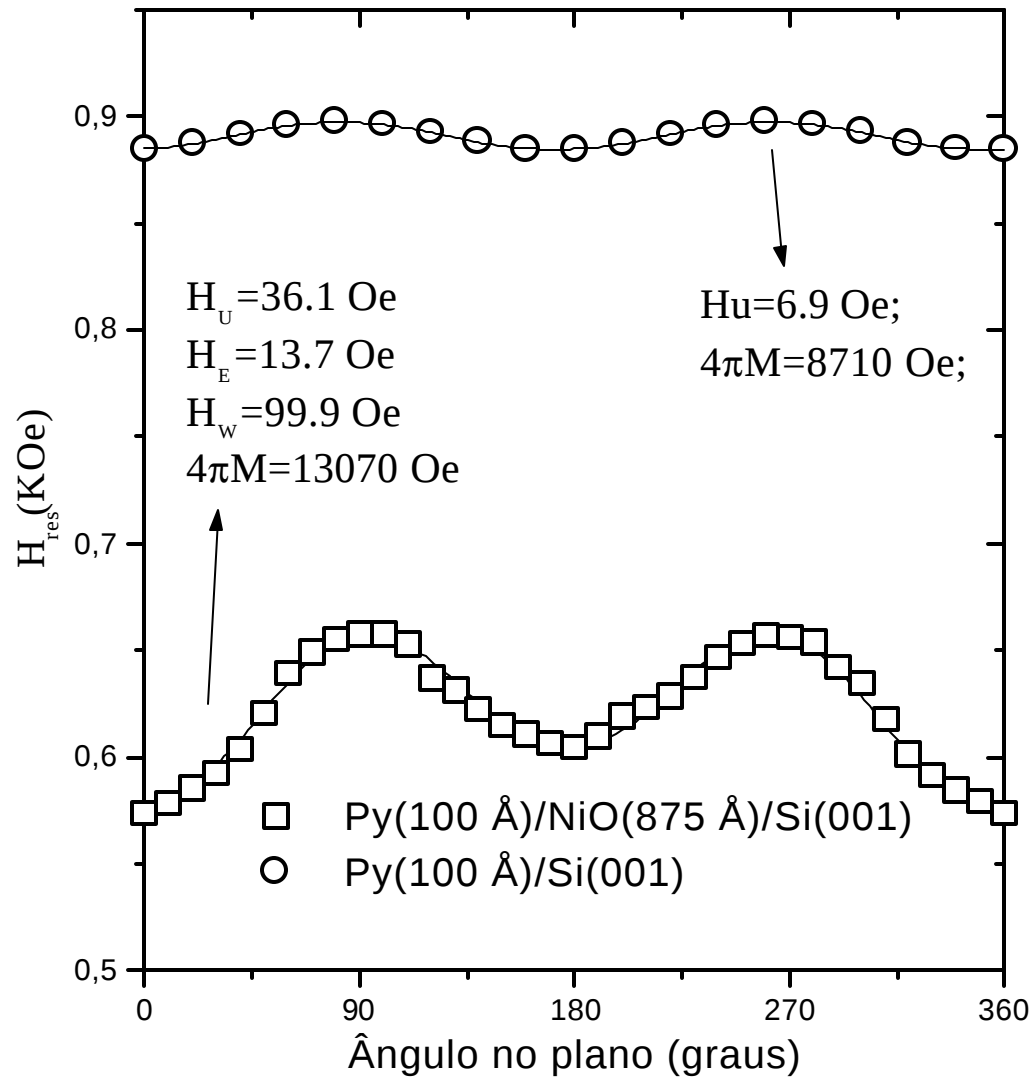


Fig. 4.6- Dependência angular do campo de ressonância para um filme de Py(100Å) depositado sobre Si(001) (círculos) e para o mesmo filme de Py(100Å) depositado sobre NiO. A figura mostra o deslocamento para baixo do campo de ressonância.

Na explicação quantitativa, dada pelo grupo do NIST para o deslocamento do campo de ressonância, escreve-se a energia livre magnética da mesma maneira como se fez nesta dissertação, ou seja como a soma da energia livre do filme ferromagnético (E_{FM}) mais a contribuição dada ao acoplamento com o filme antiferromagnético (E_{EX}), isto é:

$$E = E_{FM} + E_{EX} \quad (4.5)$$

$$\text{onde, } E_{EX} = -\vec{M}_{FM} \cdot \vec{H}_{EX} - \vec{M}_{FM} \cdot \vec{H}_{ro}$$

A única diferença com nosso modelo é a substituição do termo da parede de domínio por $\vec{M}_{FM} \cdot \vec{H}_{ro}$ onde $\vec{H}_{ro}$ é o campo de anisotropia rotatória que é introduzido para explicar o deslocamento do H_{res} e inclui efeitos do campo da parede de domínio H_W .

O mecanismo pelo qual é introduzido pode-se explicar considerando que o filme FM esta acoplado com a estrutura de domínios no AF que tem um comportamento irreversível quando $\vec{M}_{FM}$ é girado ângulos macroscópicos, onde algumas partes da estrutura deste relaxam-se para estabelecer o mínimo local de energia estabelecendo assim uma nova direção para a magnetização de equilíbrio no filme ferromagnético ($\vec{M}_{FM}^0$). Fisicamente temos então um torque que é modelado através do campo $\vec{H}_{ro}$ que por sua vez é paralelo a $\vec{M}_{FM}^0$. Neste sentido a estrutura de domínios no AF produz uma anisotropia rotatória com uma direção fácil que segue a rotação macroscópica da magnetização no filme ferromagnético provocando um decrescimento do campo de ressonância em todas as direções. Desta forma, o deslocamento negativo do H_{res} é provocado pela irreversibilidade nas transições dos grãos no AF.

Este mesmo argumento foi usado por Haiwen Xi^[4], só que eles fazem uma extensão do modelo de Maury^[3] tendo em conta que a espessura do filme AF é finita (quando tende a infinito, a expressão da energia livre magnética é idêntica à utilizada por nós nesta dissertação). Só que mais tarde, quando compara os resultados experimentais com os teóricos leva em conta que a espessura do filme AF é infinita e inclusive utiliza uma expressão mais simplificada que a apresentada por nós. Apesar disto, fazem um cálculo rigoroso (entre outros) do comportamento do H_{res} em função do ângulo no plano onde demonstram o deslocamento negativo do campo de FMR desde que $H_W > H_E$.

Com o objetivo de entender este problema do deslocamento do campo de ressonância ferromagnética, fizemos uma série de tricamadas do tipo FM/NM/AF, onde NM significa um filme espaçador não-magnético entre o material FM e o material antiferromagnético. A série de amostras tem a composição: $Py(100\text{\AA})/Ta(t)/NiO(875\text{\AA})/Si(001)$ e foi preparada por *sputtering* dc no DF/UFPE. A espessura t da camada de Ta , variou desde $0\text{\AA}$ até cerca de $25\text{\AA}$.

Os espectros de absorção destas tricamadas apresentaram dois modos de ressonância, como pode ser visto na Fig. 4.7. Este fenômeno ainda não foi entendido.

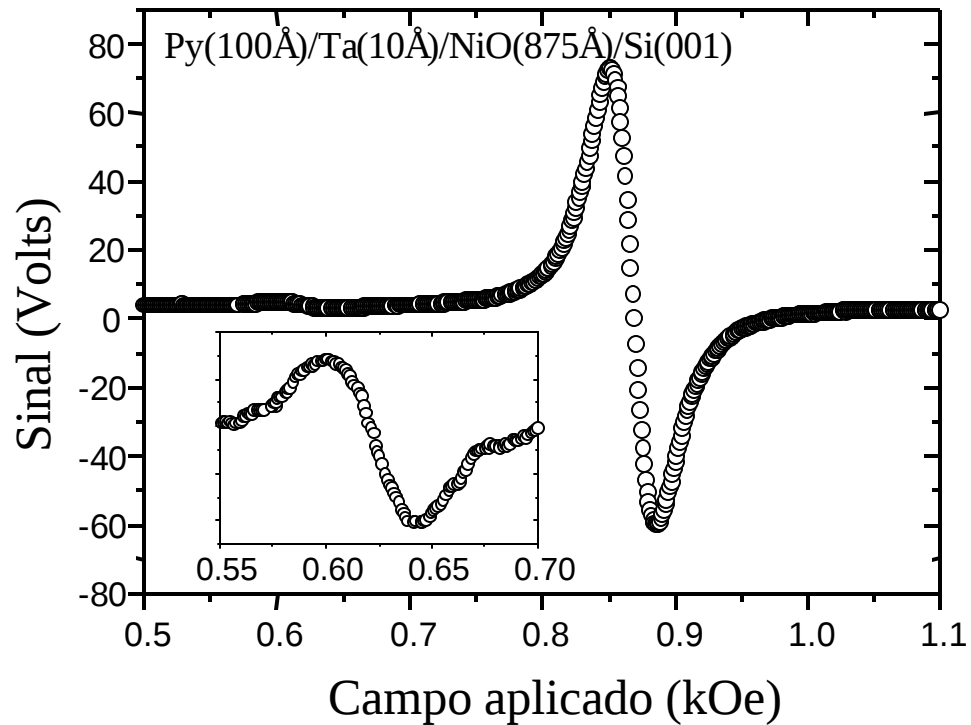


Fig. 47- Campo de ressonância para a tricamada $Py(100\text{\AA})/Ta(10\text{\AA})/NiO(875\text{\AA})/Si(001)$. Foram observados dois modos de ressonância: um deles correspondente a um filme de Py sem acoplamento e o outro modo correspondente a um filme de Py com acoplamento de *exchange bias*.

Como mostrado no Fig. 4.7, o espectro de absorção apresenta um modo de ressonância (pouco intenso) em valores de campo magnético correspondendo a um filme de Py acoplado a um filme de NiO , e um outro modo (muito mais intenso) correspondendo a um filme de Py simples.

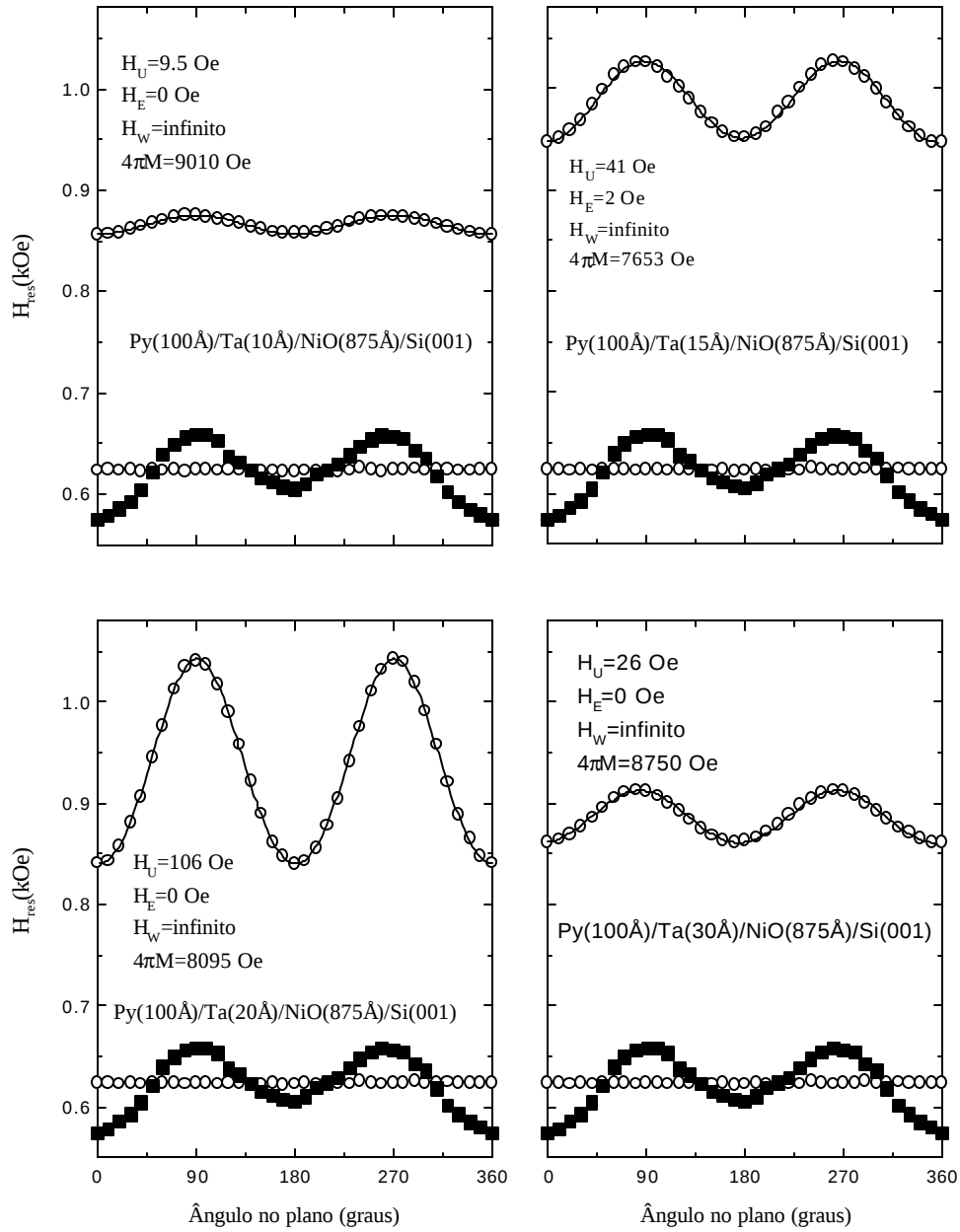


Fig. 4.8- Dependência angular dos modos de ressonância da série de tricamadas $Py(100\text{\AA})/Ta(t)/NiO(875\text{\AA})/Si(001)$ (correspondentes aos círculos). Também está mostrado, para efeito de comparação, a dependência angular do modo de ressonância da bicamada $Py(100\text{\AA})/NiO(875\text{\AA})/Si(001)$ (correspondente aos quadrados sólidos).

A Fig. 4.8 mostra a dependência angular dos campos de ressonância ferromagnética correspondentes aos dois modos de ressonância (círculos) para uma série de tricamadas do tipo $Py(100\text{\AA})/Ta(t)/NiO(875\text{\AA})/Si(001)$. Nesta também está mostrada, para efeito de

comparação, a dependência angular do campo de ressonância ferromagnética do modo de ressonância (quadrados sólidos) para uma bicamada do tipo $Py(100\text{\AA})/NiO(875\text{\AA})/Si(001)$.

O primeiro modo de ressonância (modo mais intenso) apresenta uma simetria C2 com uma variação do campo de anisotropia uniaxial em função da espessura da camada de Ta . O campo H_U varia de 9.5 Oe, para a amostra com $t_{Ta} = 10 \text{\AA}$, até 106 Oe para a amostra com $t_{Ta} = 20 \text{\AA}$. O efeito da camada de Ta na magnetização efetiva é desprezível, indicando que a mesma não induz uma anisotropia fora do plano.

O segundo modo de ressonância (modo menos intenso) não apresenta a simetria típica do filme acoplado por *exchange bias*, embora tenha sido deslocado para valores de campo como se estivesse submetido à anisotropia rotatória proposta por McMichael e colaboradores^[2]. Supondo que a anisotropia rotatória seja responsável pelo deslocamento do campo de ressonância do modo menos intenso, o efeito da camada de Ta seria o de isolar os grãos AF estáveis (responsáveis pela anisotropia unidirecional) do filme FM. Porém, não seria capaz de isolar o filme FM da interação com os grãos AF instáveis, uma vez que existe um modo de ressonância deslocado para baixos valores do campo de ressonância.

Voltando ao modelo proposto por Haiwen Xi^[4], em nossas amostras a espessura do filme AF é suficientemente grande para ser considerada infinita, ou seja, os dois modelos são idênticos, então não podemos falar de anisotropia rotatória e sim de anisotropia de superfície que explicaria pelos mesmos argumentos dados no parágrafo anterior o deslocamento, aliás os ajustes numéricos das curvas de ressonância feitas por nós são baseadas nesta hipótese. Mas, para sustentar esta teoria temos que fazer medidas de ressonância ferromagnética com o campo magnético aplicado fora do plano e é neste sentido que dirigimos nossos passos futuros.

4.7 Referências

- [1] J.R.Fermin, M. Lucena, A. Azevedo, F. M. Aguiar, end S. M. Rezende, J. Appl. Phys. **87**, 6421 (2000).
- [2] R. D. McMichael, M. D. Stiles, P. J. Chen, and W. F. Egelhoff, Jr. Phys. Rev. B, **58**, 8605 (1997).
- [3] Marcos Lucena, Tese de Doutorado, DF/UFPE, 2002.
- [4] Haiwen Xi, Keith R. Mountfield, and Robert M. White, J. Appl. Phys. **87**, 4367 (2000).
- [5] D. Mauri, H. C. Siegmann, P. S. Bagus and E. Kay, J. Appl. Phys. **62**, 3047 (1987).

CAPÍTULO 5

Conclusões e perspectivas

Nesta tese investigamos bicamadas FM/AF acopladas por *exchange* e tricamadas FM/NM/AF. Todas as estruturas finas foram caracterizadas mediante o efeito Kerr magneto-óptico longitudinal (LMOKE), ressonância ferromagnética (FMR) e susceptibilidade ac (c_{AC}).

No Capítulo 2 introduzimos as contribuições da energia livre magnética que foram usadas na interpretação dos resultados experimentais de MOKE, FMR e c_{AC} mostrando as formas analíticas da cada uma delas (Zeeman, anisotropias magnéticas e de interação ou *exchange*). Além disso comentamos os modelos mais utilizados para modelar a energia de intercâmbio tomando o modelo de parede de domínio proposto por Maury e colaboradores.

No Capítulo 3 fizemos uma descrição das técnicas experimentais de caracterização utilizadas neste trabalho (FMR, MOKE e c_{AC}). Nas seções 3.2 e 3.3 estudamos em detalhe as técnicas de MOKE e FMR obtendo expressões analíticas para os campos de anisotropia unidirecional H_{eb} e de anisotropia H_U e demonstramos que ambos são uma combinação dos parâmetros correspondentes introduzidos no modelo fenomenológico. Na seção 3.4 considerando que os filmes magnéticos são monocristalinos é desenvolvido minuciosamente e pela primeira vez o formalismo para a susceptibilidade ac em bicamadas FM/AF acopladas por *exchange*, obtendo a relação c_{AC} vs H para qualquer direção angular e especificamente quando o campo aplicado esteja na direção dos eixos fácil e duro de magnetização. Nestes casos extrapolando as retas dadas por c_{AC}^{-1} vs H desde regiões

onde as amostras estejam saturadas até regiões não saturadas obtemos dos campos de intercessão os valores de $H_E^{(c_{AC})}$ e $H_U^{(c_{AC})}$ notando que aqui também estes são uma combinação dos parâmetros correspondentes introduzidos no modelo. Por último, considerando que o campo da parede de domínio é muito maior que o campo de anisotropia unidirecional ($H_W \gg H_E$) foi feita uma extensão da teoria policristalina de H.Hoffmann para as bicamadas FM/AF.

Finalmente no Capítulo 4 apresentamos os principais resultados da investigação experimental das propriedades magnéticas da interface FM/AF desta tese, fazendo uma conexão destes resultados com as teorias apresentadas no Capítulo 3. Na seção 4.3 apresentamos as medidas feitas nas bicamadas FM/AF de $Py(120\text{\AA})/NiO(875\text{\AA})/Si(001)$, $FeCo(90\text{\AA})/IrMn(300\text{\AA})/Si(001)$, $FeCoSiB(300\text{\AA})/NiO(875\text{\AA})/Si(001)$. Comparando os resultados experimentais obtidos em cada uma delas vemos que o campo de anisotropia H_U nos sistemas onde a interação de intercâmbio é forte, apresenta diferenças significativas quando comparamos as medidas feitas por qualquer uma das técnicas. Os valores obtidos por FMR são sempre menores do que aqueles obtidos por MOKE e c_{AC} . Pensamos que os valores corretos de H_U são obtidos por c_{AC} pois além de ser realizados no regime de saturação as posições angulares em que foram medidos correspondem as de menor anisotropia. Outro resultado mais importante é que os valores dos campos de *exchange* extraídos das medidas de c_{AC} coincidem com àqueles extraídos por MOKE e não com os de FMR. Na seção 4.5 compararam-se as teorias descritas no Capítulo 3 para a susceptibilidade ac em filmes finos magnéticos. Os resultados mostraram que nossos filmes são policristalinos. As medidas não foram feitas nas bicamadas FM/AF pois nestas H_W não foi muito maior que H_E e a teoria policristalina foi desenvolvida para estes casos. Por

último na seção 4.6 foram apresentados os resultados de FMR em tricamadas de tipo $Py(100\text{\AA})/Ta(t)/NiO(875\text{\AA})/Si(001)$, nas quais foi introduzida uma camada fina de separação (não magnética) entre o filme FM e o filme AF. Os espectros de absorção destas tricamadas apresentaram dois modos de ressonância, o mais intenso deles, apresentou uma simetria C2 com uma variação do campo de anisotropia uniaxial em função da espessura da camada do filme espaçador, o segundo modo de ressonância (modo menos intenso) não apresentou a simetria típica do filme acoplado por *exchange* embora fosse deslocado. Tentamos explicar estes resultados introduzindo primeiro uma anisotropia fora do plano e depois uma anisotropia rotatória.

As diferenças nas medidas de H_E feitas por MOKE e (c_{AC}) com as feitas por FMR e o deslocamento do campo de ressonância reportado nesta tese são ainda problemas não compreendidos pela comunidade científica internacional. Estas são questões abertas nas quais continuaremos trabalhando no futuro imediato. Para isto propomos que seja continuada de maneira intensiva e sistemática a investigação tanto nas bicamadas FM/AF acopladas por *exchange* como nas tricamadas FM/NM/AF. Como primeiro passo, deve ser generalizada a teoria policristalina de H. Hoffmann que servirá para fazer um estudo mais detalhado dos efeitos da cristalinidade nas propriedades magnéticas destes sistemas. Conjuntamente com isto devemos fazer também estudos de FMR com o campo aplicado fora do plano da amostra.