



## Dissertação de Mestrado

# Ressonância e Relaxação Ferromagnéticas em Válvulas de Spin e em Filmes de Permalloy

por

*Robson Carlos Figueiredo Oliveira*

Universidade Federal de Pernambuco

Departamento de Física

**Recife, Brasil**

2003

# **Universidade Federal de Pernambuco**

## **Departamento de Física**

Ressonância e Relaxação Ferromagnéticas em Válvulas de Spin  
e em Filmes de Permalloy

*Robson Carlos Figueiredo Oliveira*

**Dissertação 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*

Dedico este trabalho às pessoas que amo e que apesar da distância estiveram sempre comigo:

- Aos meus pais **Batista** e **Marluce**, por serem as pessoas mais importantes da minha vida e por sempre estarem do meu lado em todos os momentos, incentivando e apoiando *quase* tudo que eu faço, e também pela *paciência* que eles têm comigo.
- Aos meus irmãos **Edson**, **Leda** e **Kelly** (*cunhada*), que apesar da distância sempre me deram o maior apoio e atenção, e significam tudo pra mim.
- Aos meus tios **Ruy** e **Vana**, por cuidarem de mim durante tanto tempo e por terem me apoiado nos momentos que precisei, e queria agradecer também pelas noites de *cachaça*, onde eu era obrigado a assistir os jogos do Palmeiras (*hoje na segunda divisão, seu devido lugar*).
- Aos meus tios **Fernando** e **Fátima**, por sempre se preocuparem comigo.
- Aos meus primos: **Ruy Neto**, **Rayane**, **Raphael** (*Zé Pastel*), **Eveline**, **Farla**, **Fernanda**, **Lecy** e **Mery**.

## ***AGRADECIMENTOS***

É muito difícil agradecer em poucas linhas às pessoas que contribuíram para a execução deste trabalho, de modo que sou bastante grato a todos que direta ou indiretamente me possibilitaram a realização desta dissertação. E quero também expressar minha gratidão a todos que colaboraram, não somente no trabalho diário de um físico experimental, mas também aquelas pessoas que cooperaram na formação de um cidadão.

Em especial agradeço:

Ao Prof. Antonio Azevedo, pela orientação segura e encorajadora, e principalmente pelo apoio e pelo incentivo desde o início deste trabalho e também pelas brincadeiras.

Ao Prof. Sergio Rezende, pela cooperação e discussões nos principais resultados obtidos neste trabalho.

Ao Prof. Carlos Chesman (DFTE-UFRN), pelos anos de aprendizado desde a iniciação científica até os dias de hoje.

Ao Prof. Nilson Sena de Almeida (DFTE-UFRN), pela sua amizade e pelos anos de aprendizado durante a iniciação científica.

Ao Prof. José R. Fermin (Universidad Del Zulia – Venezuela), pela incrível ajuda nas medidas e nas interpretações dos resultados de FMR.

Ao colega Alexandre B. Oliveira, pela sua amizade e pelo o apoio do começo até o fim deste trabalho.

A todos os professores do DF-UFPE que contribuíram para minha formação, em especial: Maurício Coutinho, Sérgio Coutinho, Flávio Aguiar, Fernando Machado e Antônio Murilo.

Aos funcionários do DF-UFPE: Ana, Severino, Luís (eletrônica), Joaquim e Linet.

Aos amigos: Canindé (*Dinho*), Raphael, Jaelson (*menina-moça*), Berguinho, Márcio Wilhians, Evandro, Marciely, João Maria da Silva (*Mary John*), João Maria Soares, Janete, Rubens, Nina, Paola, Dr. Carlos Augusto, Sandra, Fábio Rueda, Eduardo Padrón (*jinetero*), Lídice, Roberto Suárez (*outro jinetero*), Marcos Lucena, Chiquinho, Wivaldo, Marcelo Durval, Rose, Pedro, Edalmy, Wilton (*mesmo sabendo que ele vai torcer pela banca*), Juliana, Ernesto Rodríguez, Célia, Márcio, Gustavo, Luís, Daniel Cornejo, Pedro Ernesto (*mais um jinetero*), Lauro, Aldonso e Seu Antônio.

## *Resumo*

Nesta dissertação investigamos propriedades dinâmicas de válvulas de spin e mecanismos de relaxação em filmes de *Permalloy*. Foi utilizada a técnica de ressonância ferromagnética operando na banda  $X$  de microondas, à temperatura ambiente. As estruturas de válvulas de spin foram depositadas por *sputtering dc* e possuem composição do tipo  $Si(001)/NiO(900\text{Å})/Py(100\text{Å})/Cu(t_{cu})/Py(100\text{Å})/Cu(45\text{Å})$ . Analisamos as propriedades de ressonância ferromagnética para quatro amostras com diferentes espessuras da camada espaçadora de *Cobre*. Mostramos que existe uma competição entre o acoplamento indireto entre as camadas de *Py*, mediado pela camada de *Cobre*, com o acoplamento direto entre a camada presa de *Py* e a camada de *NiO*. Os resultados experimentais obtidos para estas estruturas foram interpretados através de um modelo fenomenológico que leva em conta a energia livre magnética do sistema. Com o objetivo de estudar os processos de relaxação em filmes de ferromagnéticos, foram preparadas amostras de *Permalloy* com camadas adjacentes de materiais diversos. Verificamos que a dependência da largura de linha de FMR apresenta comportamentos que dependem do material adjacente. Filmes de *Permalloy* depositados diretamente sobre substratos de *Si* apresentam uma dependência com a espessura do *Py* do tipo  $1/t^2$ . Filmes de *Py* “sanduichados” por camadas de *Paládio* apresentam uma dependência do tipo  $1/t$ . Concluímos que diferentes mecanismos de relaxação atuam nas amostras. Fizemos uma conexão dos nossos resultados com as teorias fenomenológicas existentes.

### *Abstract*

In this dissertation it has been investigated the dynamic properties of spin-valves and the relaxation mechanism in thin Permalloy films. All measurements reported here were obtained at room temperature, using a homemade ferromagnetic resonance (FMR) setup, working in the X-band regime of frequency. The spin-valve structures Si(001)/NiO(900Å)/Py(100Å)/Cu( $t_{\text{cu}}$ )/Py(100Å)/Cu(45Å) were prepared by dc magnetron sputtering. It has been investigate the dynamic properties of four samples with the Cu layer thickness changing from 0 Å to 360Å. It has been shown the existence of a competition between the indirect coupling, through the Py layers mediated by the Cu layer, with the direct coupling between the pinned Py layer and the NiO layer. The experimental results were interpreted by a phenomenological model which takes into account the magnetic free energy of the system. In order to investigated the relaxation processes in thin ferromagnetic films, we have prepared Permalloy samples with adjacents layers of the different materials. We show that the ferromagnetic resonance linewidth depends on the nature of the adjacent layer as well as the thickness of the permalloy layer. The Permalloy films that were deposited on top of Si(100) substrates exhibited a dependence with the Py layer thickness ( $t$ ) that can be fitted as a function  $1/t^2$ . On the other hand, the Py films sandwiched by Pd, showed dependence with the Py layer thickness ( $t$ ) that can be fitted as a function  $1/t$ . These results show that different relaxation mechanisms are involved. We also made a connection of our experimental results with the recently published theory of Arias and Mills.

## *Índice*

<b>Capítulo 0: Introdução.....</b>	<b>9</b>
Referências.....	12
<b>Capítulo 01: Ressonância ferromagnética em filmes finos e multicamadas.....</b>	<b>13</b>
1.1 Introdução.....	13
1.2 Teoria do fenômeno da ressonância ferromagnética.....	14
1.2.1 Aparato experimental.....	21
1.3 Interpretação fenomenológica da ressonância ferromagnética.....	23
1.3.1 Campo de ressonância – Condição padrão de ressonância.....	23
1.4 Anisotropias magnéticas.....	26
1.4.1 Filme simples policristalino: Zeeman, Desmagnetização e Uniaxial.....	27
1.4.2 Filme simples monocristalino: Zeeman, Desmagnetização, Uniaxial e Cúbica cristalina.....	31
1.4.3 Acoplamento entre camadas: acoplamento direto e acoplamento indireto.....	35
1.4.3.1 Acoplamento direto.....	35
1.4.3.2 Acoplamento indireto.....	41
1.5 Referências.....	47
<b>Capítulo 02: Propriedades magnéticas de válvulas de spin.....</b>	<b>49</b>
2.1 Introdução e revisão.....	49
2.2 Campo de ressonância – Relação de dispersão.....	53
2.3 Resultados experimentais.....	65
2.4 Referências.....	76

---

<b>Capítulo 03: Relaxação ferromagnética em filmes de Permalloy .....</b>	<b>77</b>
3.1 Introdução ao fenômeno da relaxação ferromagnética.....	77
3.1.1. Teoria fenomenológica.....	78
3.1.2 Teoria microscópica.....	80
3.1.2.1 Dois mágnons.....	81
3.1.2.2 Impurezas.....	82
3.2 Mecanismos intrínsecos e extrínsecos.....	83
3.2.1 Mecanismos intrínsecos.....	84
3.2.1.1 Espalhamento de mágnons degenerados.....	84
3.2.1.2 Espalhamento com elétrons de condução.....	90
3.2.2 Mecanismos extrínsecos.....	91
3.2.2.1 Defeitos nas superfícies e interfaces adjacentes.....	91
3.2.2.2 Mecanismo de Arias - Mills para filmes finos.....	92
3.3 Relaxação em filmes de permalloy com camadas adjacentes.....	96
3.3.1 Resultados experimentais.....	96
3.3.1.1 Filmes simples de $Py(t)/Si(001)$ .....	96
3.3.1.2 Bicamadas de $Py(t)/NiO(50\text{Å})/Si(001)$ e multicamadas de $X/Py(t)/X/Si(001)$ , com $X=Pd(40\text{Å})$ , $X=Cr(25\text{Å})$ e $X=Cr(50\text{Å})$ .....	100
3.3.2 Considerações finais.....	107
3.4 Referências.....	109
<b>Capítulo 04: Conclusões e perspectivas.....</b>	<b>111</b>
<b>Apêndice: Programa FORTRAN.....</b>	<b>113</b>



## Capítulo 0

### Introdução

Tanto a pesquisa em física básica quanto à pesquisa voltada à tecnologia buscam alternativas em novos materiais para satisfazer um mercado cada vez mais exigente. Na área de informática, por exemplo, são necessários dispositivos de alta confiabilidade com dimensões físicas reduzidas e alta densidade de processamento e armazenamento de informações.

Especificamente na área de armazenamento e leitura de informações, a tecnologia de filmes finos [01] desempenha um papel fundamental. Filmes finos magnéticos podem ser utilizados tanto na fabricação de mídia magnética quanto na fabricação de sensores de campo magnético.

Apesar de serem conhecidos por quase 100 anos, os filmes finos ferromagnéticos só passaram ser objeto de intensivo estudo a partir do final da década de 1950, quando a descoberta de novos fenômenos magnéticos tornaram estes materiais potenciais candidatos para aplicações tecnológicas. Existiam previsões teóricas de que a redução na espessura e a presença de interfaces deveriam modificar profundamente algumas propriedades magnéticas, e também que, a estrutura de domínios seria modificada pela variação da espessura do filme [02], a contribuição da superfície e interfaces (prevista por Néel em 1954) [03], anisotropia de forma (desmagnetização) [04], espectros de ondas de spin [05], ondas de spin de superfície [06], etc., são algumas das propriedades magnéticas que dependem da espessura do filme. Com o explosivo crescimento da tecnologia e o desenvolvimento de melhores técnicas de fabricação e de vácuo, os filmes finos magnéticos têm se tornado uma das mais ativas e excitantes áreas de pesquisa em física da matéria condensada.

Nesta dissertação investigamos multicamadas de filmes finos metálicos magnéticos. Estas multicamadas são formadas por um conjunto de camadas de filmes simples sobrepostos, com espessuras de cada camada no regime de dezenas de angstroms (Å). A denominação multicamada é sempre utilizada de forma genérica, em geral sistemas

magnéticos com apenas duas (bicamadas) ou três camadas (tricamadas) são também classificados como multicamadas.

Entre os sistemas mais estudados encontram-se as bicamadas compostas por um filme de material ferromagnético depositado sobre um material antiferromagnético (FM/AF). O material antiferromagnético pode ser uma camada fina ou pode ser o próprio substrato. Com a diminuição da espessura do filme ferromagnético a poucas dezenas de ângstrons, algumas das propriedades magnéticas do sistema mudam, 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 superfícies, relaxação dos mágnons, etc., que ocorrem na interface entre os filmes, tornam estes sistemas promissores candidatos na produção de dispositivos para a aplicação em microeletrônica, tais como [07-14]: sensores magneto-ópticos, cabeçotes de gravação magnética, memórias magneto-resistivas de acesso aleatório (MRAM), etc. Uma grande contribuição para as multicamadas magnéticas foi dada em 1986, com a descoberta do acoplamento indireto entre dois filmes ferromagnéticos intercalados por filme não-magnético ( FM/NM/FM ) [15]. Este tipo de acoplamento das magnetizações, que depende da espessura da camada NM, possibilitou a descoberta da magneto-resistência gigante [16]. Uma outra descoberta fascinante foi a de que este acoplamento indireto oscila quando a espessura do material NM varia [17].

A anisotropia magnética é uma propriedade extremamente importante sob o ponto de vista tecnológico de materiais magnéticos. A anisotropia magnética é a existência, em filmes finos ou materiais volumétricos, de uma direção preferencial para o alinhamento dos momentos magnéticos. Na presença de anisotropia, a forma das curvas de histerese pode mudar de acordo com direção do campo magnético aplicado. A anisotropia pode decorrer de diferentes fatores, tais como: estrutura cristalina, espessura das amostras, tensões internas, etc. [18].

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, possibilitando com isto extrair das medidas experimentais parâmetros do sistema através dos parâmetros do modelo.

O capítulo 01 inicia com uma descrição da técnica experimental de caracterização utilizada neste trabalho, ou seja, ressonância ferromagnética (FMR), e em seguida, é aplicado minuciosamente um modelo fenomenológico para a energia livre magnética que permitirá extrair dos resultados experimentais os parâmetros do mesmo. Depois, é feita uma breve introdução aos efeitos de interface e superfície e às origens das anisotropias mais comuns em filmes finos monocristalinos e policristalinos, que contribuem para a energia livre magnética do sistema. E por fim, é feita uma breve revisão sobre os dois tipos de acoplamentos magnéticos estudados nesta dissertação, ou seja, o acoplamento direto (FM/AF), onde os materiais magnéticos estão em contato direto, e o acoplamento indireto (FM/NM/FM), que neste caso, os materiais estão separados por um espaçador não-magnético.

Os resultados do capítulo 02 se resumem ao estudo de ressonância ferromagnética em multicamadas de válvulas de spin, onde é feita uma breve introdução sobre o efeito válvula de spin, e em seguida é mostrado o modelo e o método teórico utilizado para explicar as investigações experimentais nestes sistemas.

O capítulo 03 é dedicado ao estudo dos mecanismos de relaxação ferromagnética em sistemas formados por filmes finos de *Permalloy* ( $Ni_{81}Fe_{19}$ ) com camadas adjacentes, onde apresentamos os principais modelos fenomenológicos e os diversos canais físicos de relaxação pelo qual a energia contida no modo uniforme de onda de spin pode ser dissipada. Os mecanismos individuais de espalhamento que podem contribuir para a relaxação do modo uniforme também são mostrados, e é feita uma análise sobre a dependência da espessura dos filmes *Permalloy* na largura de linha de FMR, pois a largura de linha  $\Delta H$  dá informações sobre os processos de relaxação ferromagnética nos sistemas magnéticos.

Por último, no capítulo 04, apresentamos as conclusões e perspectivas no estudo das estruturas de válvulas de spin e dos mecanismos de relaxação em estruturas de permalloy com camadas adjacentes.

## Referências

- [01] M. Ohring, *The Materials Science of Thin Films*, Academic Press Inc. , New Jersey (1992).
- [02] P. Politi, *Comments Cond. Mat. Phys.*, **18**, 191 (1998).
- [03] L. Néel, *J. Phys. Radium*, **15**, 225 (1954).
- [04] C. Kittel, *Phys. Rev.*, **70**, 965 (1946).
- [05] R. P. Erickson and D. L. Mills, *Phys. Rev. B*, **43**, 10715 (1991).
- [06] D. W. Damon and J. R. Eshbach, *J. Phys. Chem. Solids*, **19**, 308 (1961).
- [07] Y. Kitade, H. Kikuchi, H. Kishi, M. Otagiri and K. Kobayashi, *IEEE Trans. Magn.*, **31**, 2600 (1995).
- [08] P. 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).
- [09] H. Kanai, J. Kane, K. Aoshinma, M. Kanamine and Y. Uehara, *IEEE Trans. Magn.*, **31**, 2612 (1995).
- [10] D. Lu and J. G. Zhu, *IEEE Trans. Magn.*, **31**, 2615 (1995).
- [11] T. Lin, C. Tsang, R. E. Fontana and J. Kent Howard, *IEEE Trans. Magn.*, **31**, 2585 (1995).
- [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 (1963).
- [15] P. Grunberg, R. Schreiber, Y. Pang, M. O. Brodsky and H. Sowers, *Phys. Rev. Lett.*, **57**, 2442 (1986).
- [16] M. N. Baibich, J. M. Broto, A. Fert, F. Nguyen Van dau, E. Petroff, P. Etienne, G. Creuzet, A. Friedrich and J. Chazelas, *Phys. Rev. Lett.*, **61**, 2472 (1988).
- [17] S. S. P. Parkin, N. More and K. Roche, *Phys. Rev. Lett.* **64**, 2304 (1990).
- [18] Heinrich and Bland (Eds.) *Ultrathin Magnetic Structures I – A Introduction to the electronic, magnetic and structural Properties*, Chapter 2, Springer-Verlag, Berlin (1994).

## Capítulo 01

### Ressonância ferromagnética em filmes finos e multicamadas

#### 1.1 Introdução

O fenômeno da ressonância paramagnética eletrônica (EPR) foi descoberto independentemente por Zavoisky [01] na União Soviética em 1945, e um ano mais tarde por Cumberrow e Halliday [02] nos Estados Unidos. A ressonância magnética foi fundamental para a descoberta da estrutura fina em átomos, reportada por Penrose [03] em 1949.

Até então, a interpretação do fenômeno da ressonância paramagnética eletrônica envolvia uma matemática complexa altamente elaborada. Esta barreira foi rompida com a introdução do Hamiltoniano de spin em 1951 por Abragam e Pryce [04], e a partir de então, o número de pessoas interessadas na técnica cresceu consideravelmente em todo o mundo.

A espectroscopia na faixa de rádio frequência foi utilizada primeiramente para estudar feixes atômicos e moleculares e só depois de alguns anos aplicada ao estado sólido [05].

A técnica de EPR tem sido usada nas mais diversas áreas do conhecimento: física, química, biologia e medicina. Na física, em particular, o espectro de EPR nos dá informações sobre a susceptibilidade magnética, absorção óptica, efeitos de irradiação, calor específico em baixas temperaturas, anisotropia cristalina, mecanismos de relaxação, etc.

Um caso particular da ressonância magnética eletrônica é a ressonância ferromagnética (FMR). Esta técnica tem sido muito usada na caracterização de materiais magnéticos, e tem se mostrado de muita utilidade no estudo de filmes finos e multicamadas magnéticas [06,07].

## 1.2 Teoria do fenômeno da ressonância ferromagnética

A ressonância ferromagnética (FMR) é uma das técnicas experimentais mais poderosas no estudo das propriedades de materiais magnéticos. Ela é extremamente útil no estudo das propriedades magnéticas de filmes finos e ultra-finos (<100Å). A técnica consiste basicamente em aplicar um campo magnético de microondas, através de uma cavidade ressonante, em uma amostra, posta nesta cavidade e submetida também à presença de um campo magnético estático. Dependendo do valor do campo externo, observam-se linhas de absorção ressonante.

A ressonância ferromagnética (FMR), ou mais precisamente, a absorção ressonante de radiação eletromagnética em matérias ferromagnéticas, foi descoberta originalmente por Griffiths [08], e posteriormente interpretada por C.Kittel em 1947 e 1948 [09,10]. A teoria de Landau-Lifshitz [13] foi generalizada por D.Polder em 1949 [11] e J.Van Vleck em 1950 [12].

Quando um campo magnético  $\vec{H}_0$  é aplicado num filme ferromagnético os momentos atômicos tendem a precessionar de maneira coerente em torno de suas posições de equilíbrio. Se assumirmos 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  $\vec{H}_{eff}$ . Este 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 e ocorre com uma frequência  $\omega_0 = \gamma H_{eff}$ , denominada frequência de Larmor, onde,  $\gamma = 1.4g$  GHz/kOe sendo  $g$  o fator de Landé e a constante de proporcionalidade já leva em conta a interação spin-órbita.

Para calcular a resposta à radiação de microondas, consideraremos inicialmente que a magnetização está sujeita a apenas dois campos, o campo estático  $\vec{H}_0$  na direção  $\hat{z}$ , e um campo magnético alternado  $\vec{h}(t)$  com frequência  $\omega$ , transversal ao campo estático, conforme mostra a Figura (1.1-a).

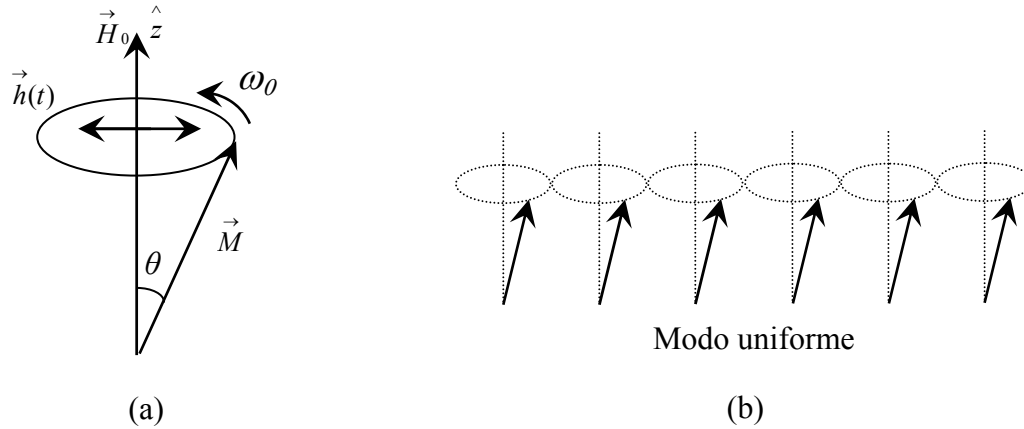


Figura (1.1) : (a) Spin semi-clássico precessionando num campo magnético na presença de um campo de microondas. (b) Ilustração do modo uniforme.

O campo total será então:

$$\vec{H}_{eff} = \hat{z}H_0 + \vec{h} e^{i\omega t}, \quad (1.01)$$

onde  $\vec{h} = \hat{x}h_x + \hat{y}h_y$  e  $H_0 \gg h_x, h_y$ , uma vez que  $H_0$  é da ordem de centenas ou milhares de  $Oe$ , enquanto o campo rf de uma onda é da ordem de fração de  $Oe$ . Para linearizar as equações de movimento, podemos escrever a magnetização na forma:

$$\vec{M} = \hat{z}M_z + \vec{m} e^{i\omega t}, \quad (1.02)$$

onde  $\vec{m} = \hat{x}m_x + \hat{y}m_y$  e  $M_z \gg m_x, m_y$ .

O termo de amortecimento da equação de movimento entra, fenomenologicamente, através de uma componente proporcional a  $d\vec{M}/dt$  na direção que minimiza o ângulo do cone de precessão, levando a magnetização para a direção do equilíbrio, direção  $\hat{z}$ , ou seja, paralela a  $\vec{H}_0$ . Uma possível escolha para este termo foi introduzida por Landau-Lifshitz, cuja forma original:

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = \gamma(\vec{M} \times \vec{H}_{eff}) - \lambda \left[ \frac{(\vec{H}_{eff} \cdot \vec{M})\vec{M}}{M^2} - \vec{H}_{eff} \right], \quad (1.03)$$

é reescrita como:

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = \gamma(\vec{M} \times \vec{H}_{eff}) - \frac{\lambda}{M^2} \vec{M} \times (\vec{M} \times \vec{H}_{eff}), \quad (1.04)$$

nas equações acima  $\lambda$  é igual ao parâmetro de amortecimento de Gilbert,  $G$ . Eliminando-se  $\vec{M} \times (\vec{M} \times \vec{H}_{eff})$  de (1.04) e do produto vetorial de  $\vec{M}$  por (1.03), obtemos:

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = \gamma(\vec{M} \times \vec{H}_{eff}) - \frac{\lambda}{\gamma M^2} (\vec{M} \times \frac{d\vec{M}}{dt}) + \frac{\lambda^2}{\gamma M^2} (\vec{M} \times \vec{H}_{eff}). \quad (1.05)$$

O último termo, proporcional a  $\lambda^2$ , é pequeno, podendo ser desprezado. Resultando, então, a equação de movimento na forma de Gilbert:

$$\frac{1}{\gamma} \frac{d\vec{M}}{dt} = \vec{M} \times \vec{H}_{eff} - \frac{\Gamma}{M} \vec{M} \times \frac{d\vec{M}}{dt}, \quad (1.06)$$

onde o coeficiente de amortecimento é definido como  $\Gamma = G/\gamma^2 M$ . Substituindo as eq. (1.01) e (1.02) em (1.06), em primeira ordem, o termo  $\vec{M} \times H_0 \hat{z}$  é aproximadamente zero, pois os vetores são quase paralelos. O termo  $(\vec{m} \times \vec{h})e^{i\omega t}$  gera termos de segunda ordem que são desprezados. Enquanto que o termo proporcional a  $\vec{M} \times (d\vec{M}/dt)$  é somado ao termo proporcional a  $\vec{m} \times H_0 \hat{z}$ . Chamando  $\vec{H}'_0 = (H_0 + i\omega\Gamma)\hat{z}$ ,  $\omega_0 = \gamma H_0$  e  $\omega_M \equiv \gamma 4\pi M_z$ , e com  $M \sim M_z$ , reescrevemos a equação de movimento para  $\vec{m}$ , como:

$$\frac{i\omega}{\gamma} \vec{m} = M_z \hat{z} \times \vec{h} + \vec{m} \times \vec{H}'_0 \quad (1.07)$$

ou

$$i\omega \vec{m} = \gamma(M_z \hat{z} \times \vec{h}) + \vec{m} \times (\omega_0 + i\omega\Gamma)\hat{z}. \quad (1.08)$$

O último termo de (1.07) é calculado diretamente do produto vetorial de (1.07) por  $\vec{H}'_0$ .

Definindo-se  $\omega'_0 = \omega_0 + i\omega\Gamma$ , obtemos:

$$\vec{m} = \frac{1}{\omega'^2_0 - \omega^2} [i\omega\gamma(M_z \hat{z} \times \vec{h}) + \gamma^2(\vec{H}'_0 \cdot M_z \hat{z})\vec{h} - \gamma^2(\vec{H}'_0 \cdot \vec{h})M_z \hat{z}], \quad (1.09)$$

ou seja:



$$4\pi \vec{m} = \frac{\omega_M}{\omega_0'^2 - \omega^2} [\hat{x}(\omega_0' h_x - i\omega h_y) + \hat{y}(i\omega h_x + \omega_0' h_y)]. \quad (1.10)$$

Em forma de matriz, definimos o tensor susceptibilidade,  $\overset{=}{\chi}$ , ou seja:

$$\begin{pmatrix} m_x \\ m_y \end{pmatrix} = \overset{=}{\chi} \cdot \begin{pmatrix} h_x \\ h_y \end{pmatrix} \quad \Rightarrow \quad \overset{=}{\chi} = \begin{pmatrix} \chi_{xx} & \chi_{xy} \\ \chi_{yx} & \chi_{yy} \end{pmatrix} \quad (1.11)$$

onde

$$\chi_{xx}(\omega) = \chi_{yy}(\omega) = \frac{\omega_M \omega_0' / 4\pi}{\omega_0'^2 - \omega^2} = \frac{\omega_M (\omega_0 + i\omega\Gamma) / 4\pi}{(\omega_0 + i\omega\Gamma)^2 - \omega^2}, \quad (1.12)$$

$$\text{e,} \quad \chi_{yx}(\omega) = -\chi_{xy}(\omega) = i \frac{\omega\omega_M / 4\pi}{\omega_0'^2 - \omega^2} = i \frac{\omega\omega_M / 4\pi}{(\omega_0 + i\omega\Gamma)^2 - \omega^2}. \quad (1.13)$$

O termo de amortecimento é  $\omega\gamma\Gamma \ll \omega_0$ , de forma que fica fácil visualizar, através das equações (1.10), (1.12) e (1.13), que os pólos da susceptibilidade são as frequências das excitações do sistema. Como o campo de rf é aproximadamente uniforme na amostra, ou seja, tem vetor de onda  $k \cong 0$ , somente o modo uniforme é excitado. Quando  $\omega \cong \omega_0$ , ocorre a ressonância do sistema, ou seja, o campo de rf se acopla com o movimento de precessão dos spins e a amostra absorve energia da radiação. Nesta situação a amplitude da precessão de  $\vec{M}$  aumenta (ângulo  $\theta$  da Figura (1.1-a)) e a relaxação não pode ser desprezada. Pois quando  $\vec{M}$  precessiona em torno de  $\vec{H}$  a interação spin-órbita nos átomos faz com que parte da energia magnética seja transferida para a rede cristalina, resultando em relaxação, ou seja, no amortecimento do movimento de  $\vec{M}$ . Este efeito é representado fenomenologicamente pela substituição de  $\omega_0$  por  $\omega_0 - i\omega\Gamma$  onde  $\Gamma$  é a taxa de relaxação. Outros mecanismos de relaxação serão estudados no capítulo 03.

A energia livre do sistema magnetização + campo, é dada por  $E = -\vec{M} \cdot \vec{H}_{eff}$  e a potência de microondas absorvida pelo sistema cavidade + amostra é dada pela parte real da derivada da energia, ou seja,  $dE/dt$ . No cálculo de  $dE/dt$  é necessário lembrar que  $d\vec{M}/dt = \gamma \vec{M} \times \vec{H}_{eff}$ , portanto,  $dE/dt = -(d\vec{M}/dt) \cdot \vec{H}_{eff} - \vec{M} \cdot (d\vec{H}_{eff}/dt)$ . Lembrando que

$\vec{M} = \hat{z}M_z + \vec{m}e^{i\omega t}$ ,  $\vec{H}_{eff} = \hat{z}H_0 + \vec{h}e^{i\omega t}$ ,  $m_x = \chi_{xx}h_x + \chi_{xy}h_y$ ,  $m_y = \chi_{yx}h_x + \chi_{yy}h_y$ ,  
 e que  $\chi_{xx} = \chi_{yy}$  e  $\chi_{xy} = -\chi_{yx}$ , podemos escrever

$$\frac{dE}{dt} = -i\omega(\vec{m} \cdot \vec{h}), \tag{1.14}$$

sendo  $\vec{m} \cdot \vec{h} = \chi_{xx}(h_x^2 + h_y^2) = \chi_{xx}h^2$ , logo:

$$\frac{dE}{dt} = -i\omega\chi_{xx}h^2. \tag{1.15}$$

O tensor susceptibilidade é imaginário, ou seja,  $\chi_{xx} = \chi'_{xx} + i\chi''_{xx}$ . Portanto, a potência absorvida pela amostra, ou a parte real de  $dE/dt$ , será dada por

$$P = \omega \chi''_{xx}(\omega)h^2. \tag{1.16}$$

A função  $\chi''_{xx}$  é caracterizada por uma forma de linha,  $F(\omega) = C_1 / 2[(H_R - H_0)^2 + \Delta H^2]$  ( ver Figura 1.2), com um campo de ressonância,  $H_R$ , e uma largura de linha  $\Delta H$ , e a constante  $C_1$  que mede a amplitude da absorção. A largura de linha  $\Delta H$ , dá informações sobre mecanismos microscópios de relaxação da magnetização e é definida como  $\Delta H = \Gamma/\gamma$ .

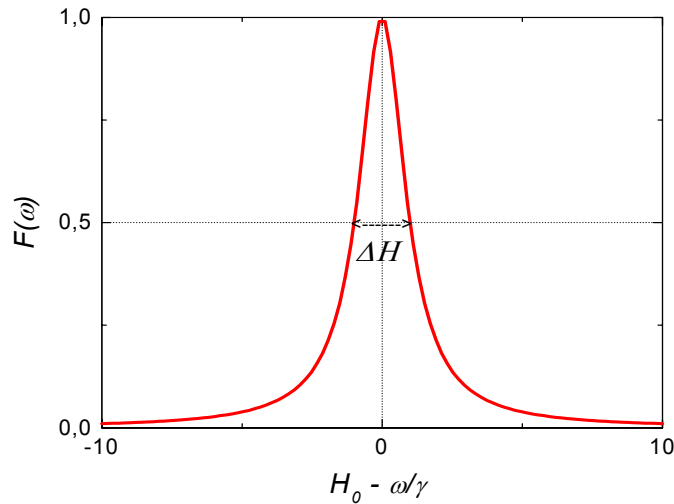


Figura (1.2) : Espectro de ressonância magnética, com forma de linha Lorentziana centrada em  $\omega = \omega_0 = \gamma H_0$ . O campo de ressonância  $H_R$  é o valor do campo onde ocorre o máximo de absorção. A largura de linha  $\Delta H$  é definida como a diferença de campo medida à meia potência.

Vemos, portanto, que  $F(\omega)$  tem a mesma forma de  $\chi''(\omega)$ , com um pico em  $\omega = \omega_0$ . Como nas experiências de FMR, em geral a frequência é fixa, determinada pela cavidade de micro-ondas, e para se observar a ressonância varia-se o campo  $H_0$  e portanto  $\omega_0$ .

A intensidade do sinal de absorção de filmes finos e ultra-finos é usualmente muito pequeno em comparação com os sinais detectados em amostras massivas. Isto dificulta a obtenção de espectros de ressonância em filmes finos, devendo ser usadas técnicas de detecção mais sofisticadas e sensíveis. Uma destas técnicas de detecção é a modulação do campo magnético[14,15]. Esta técnica consiste em modular o sinal de absorção mediante um campo alternado, paralelo ao campo  $H_0$ , de frequência  $\omega_m$  e amplitude  $h_m \ll H_0$ . Introduzindo o campo de modulação no cálculo da potência absorvida, obtemos:

$$P = \chi''_{xx}(\omega)[\omega h^2 + \omega_m h_m^2], \quad (1.17)$$

cuja derivada com relação ao campo aplicado,

$$\frac{dP}{dH_0} = \gamma \chi''(\omega_0) h^2 + \frac{d\chi''(\omega_0)}{dH_0} (\gamma H_0 h^2 + \omega_m h_m^2). \quad (1.18)$$

A detecção lock-in se dará na frequência de modulação  $\omega_m$ , de modo que, o sinal detectado, por meio desta técnica será:

$$\frac{dP}{dH_0} = \omega_m h_m^2 \frac{d\chi''_{xx}(\omega)}{dH_0}. \quad (1.19)$$

O sinal detectado será, portanto, a derivada da absorção, ou seja, a derivada da lorentziana,  $F'(\omega) = C_1(H_R - H_0)/[(H_R - H_0)^2 + \Delta H^2]^2$ , conforme mostra a Figura 1.3.

Para se medir as componentes do tensor susceptibilidade é necessário usar uma cavidade ressonante operando em um modo que tenha campo transversal ao campo magnético  $DC$  [16]. A presença de um material magnetizado dentro de uma cavidade normalmente muda o fator de qualidade da cavidade  $Q$ , e desloca sua frequência de ressonância. Para se estudar somente a contribuição magnética, deve-se colocar a amostra numa região em que o campo elétrico é nulo e o campo magnético é máximo, assim a componente dissipativa da susceptibilidade é responsável pela mudança do  $Q$  da cavidade e a parte dispersiva pelo desvio de frequência.

Em uma cavidade contendo material magnético é possível mostrar que [17]:

$$\frac{1}{Q} = -\frac{\Delta E}{E}, \quad (1.20)$$

sendo  $E$  a energia magnética armazenada na cavidade e  $\Delta E$  é a diferença de energia magnética em um ciclo de oscilação da microonda, ou seja, a energia dissipada.

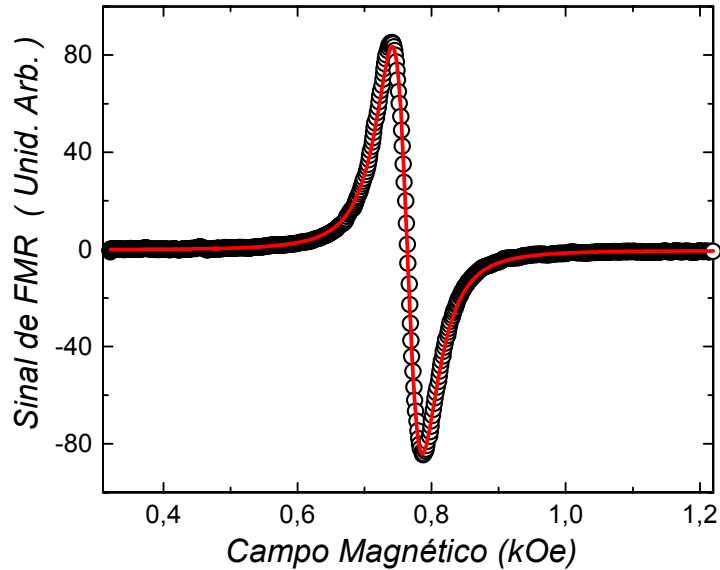


Figura (1.3) : Espectro de FMR típico para filme simples, no caso um filme de  $Ni_{81}Fe_{19}$  ( $100\text{\AA}$ )/ $NiO$  ( $900\text{\AA}$ ). A forma de linha é a derivada da potência absorvida, o campo de ressonância  $H_R$  é o valor do campo onde a derivada é nula ( $764\text{ Oe}$ ) e a largura de linha  $\Delta H$  é definida como a diferença de campo onde ocorrem o mínimo e o máximo da derivada ( $39\text{ Oe}$ ). A curva cheia representa um ajuste numérico, de acordo com a derivada de uma Lorentziana.

Para expressar o fator de qualidade em termos do tensor susceptibilidade, é comum escrever o mesmo em função da frequência de ressonância da cavidade e de  $\Delta\omega$ , a largura de linha em frequência da curva de absorção de microondas da cavidade. Com isto podemos medir diretamente o  $Q$  da cavidade, apenas medindo a frequência:

$$\frac{1}{Q} = \frac{\Delta\omega}{\omega}, \quad (1.21)$$

Podemos calcular as energias armazenada e dissipada em uma cavidade. De forma geral estas são:

$$\frac{\Delta\omega}{\omega} = -\frac{\Delta E}{E} = -\frac{\int_{V_1} \chi_m h_m^2 dV}{\int_{V_2} h^2 dV}, \quad (1.22)$$

onde  $V_1$  é o volume da amostra;  $V_2$ , o volume da cavidade;  $h$  a amplitude do campo de microondas;  $h_m$ , a amplitude máxima do campo de microondas (onde é colocada a amostra) e  $\chi_m$ , a componente diagonal efetiva da susceptibilidade, que inclui os fatores de desmagnetização. A integral no numerador, desta última equação, representa a energia dissipada na amostra. A integral no denominador equivale à energia armazenada na cavidade. Expressando agora o fator de qualidade em função do tensor susceptibilidade:

$$\frac{1}{Q} = \eta \chi_{xx}'' \quad (1.23)$$

onde  $\eta$  é o fator que engloba as integrais anteriores e, portanto, depende exclusivamente de fatores geométricos da cavidade [18].

Logo, uma medida de  $Q$  é equivalente a medir a susceptibilidade do material. Para os resultados experimentais desta dissertação usamos uma cavidade com  $Q = 2154$ . Deste modo, com a medida da ressonância ferromagnética, podemos determinar as frequências de precessão da magnetização e, por conseguinte, construir a relação de dispersão,  $\omega \times H_0$ .

### 1.2.1 Aparato experimental

Dependendo do espectrômetro que estejamos usando, a técnica de FMR, pode ser implementada de duas maneiras básicas diferentes, além das diversas variantes da técnica. A primeira consiste em fixar o campo magnético estático aplicado e varrer a frequência de microondas até ocorrer uma linha de absorção da microondas pelo sistema cavidade + amostra. E a segunda consiste no inverso, ou seja, fixar a frequência e varrer o campo magnético. O espectrômetro de FMR do DF-UFPE tem sido usado na segunda configuração. A estrutura completa do espectrômetro da banda - X ( 6,00 GHz – 12,4 GHz) é mostrado na Figura (1.4). Nesta, evidenciamos o diagrama de blocos das partes constituintes do espectrômetro de FMR.

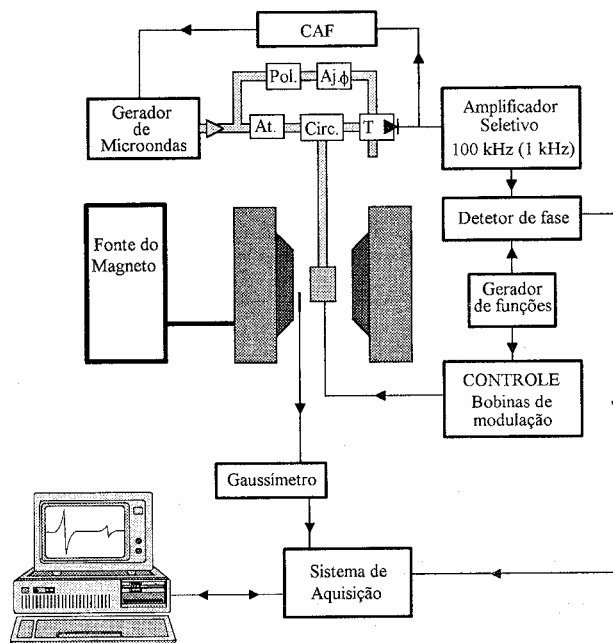


Figura (1.4) : Esquema da montagem de ressonância ferromagnética ( C. Chesman, Tese de Doutorado [19]).

A primeira parte a destacar é a de microondas, composta por: gerador de microondas; atenuador (At.); polarizador (Pol.); ajuste de fase (Aj.  $\phi$ ); circulador (Circ.); T. mágico (T); Cavity e detector. O próprio nome de alguns destes componentes, indica sua função. O circulador faz com que a microondas, vinda do gerador, passe pela amostra e a parte refletida dirija-se ao detector. No circuito adjacente de microondas, formado pelo polarizador e o ajuste de fase, o polarizador ajusta o nível de tensão no detector, para que este trabalhe na região linear da curva tensão em função da corrente, característica deste tipo de detector. O ajuste de fase faz com que os sinais de microondas, que vêm da cavity e o do circuito adjacente (polarizador), fiquem em fase e se somem ao chegar no detector. Por fim, o T-mágico une estes dois circuitos de microondas ao detector.

Na saída do detector temos dois caminhos. O primeiro, segue para o controle automático de frequência (CAF), que faz a frequência do gerador ficar estabilizada na frequência de ressonância da cavity de microondas. Ele é formado, basicamente, por um amplificador de referência de fase (“lock-in”), que compara o sinal de saída do detector com uma referência interna. De modo que qualquer mudança na frequência do gerador, gera um sinal oposto e o gerador retorna ao valor anterior da frequência. O segundo, está

conectado a um amplificador seletivo, pois a detecção de um bom sinal depende desta amplificação. Após sua passagem pelo amplificador, o sinal é enviado para o detector de fase. Este é sintonizado com o gerador de funções, que controla o campo nas bobinas de modulação. Com estas bobinas sintonizamos o sinal de FMR cuja detecção, nesta mesma frequência é feita pelo detector de fase (“lock-in”). O sinal do gerador de funções foi ajustado para 1 kHz, pois nas cavidades montadas na oficina mecânica do DF – UFPE usa-se 1 kHz. O amplificador seletivo, após o detector, também deve ser sintonizado nesta frequência, permitindo desta forma que o sinal de saída, corresponda à derivada da absorção de microondas pela amostra. Este sinal é convertido em sinal digital e, posteriormente, enviado ao computador.

A análise das medidas de FMR nos permite extrair diretamente parâmetros relevantes de amostras magnéticas tais como, magnetização efetiva e fator giromagnético, além de permitir a análise da cristalinidade e das anisotropias envolvidas.

### **1.3 Interpretação fenomenológica da ressonância ferromagnética**

Dois modelos são usados para interpretar as medidas de FMR. O primeiro é o formalismo da energia, que descreveremos na seção seguinte, no qual a equação de movimento da magnetização é resolvida por uma expansão da energia magnética em coordenadas angulares. O segundo, que usaremos no próximo capítulo, consiste basicamente em escolhermos um sistema de eixos para cada filme magnético, sendo um dos eixos na posição de equilíbrio da magnetização em cada filme, e por fim, resolvermos a equação de movimento da magnetização para ambos os filmes.

#### **1.3.1 Campo de ressonância – Condição padrão de ressonância**

Este modelo, introduzido por J. Smit e H. G. Beljers [20], consiste em considerar a energia magnética total do sistema e minimizar com relação à posição de equilíbrio na presença do campo magnético. Resolve-se a equação de movimento sem relaxação, ou seja:

$$\frac{1}{\gamma} \frac{d\vec{M}}{dt} = \vec{M} \times \vec{H}_{eff}, \quad (1.24)$$

que será expressa em função da energia livre do sistema, pois o campo efetivo total é dado por:

$$\vec{H}_{eff} = -\frac{1}{M} \vec{\nabla}_{\hat{u}} E_m, \quad (1.25)$$

sendo  $\hat{u}$  o versor na direção de  $\vec{M}$ . Para este caso o campo efetivo inclui o campo estático  $\vec{H}_0 = \hat{z}H_0$ , pois  $\vec{H}_{eff} = -(1/M)\vec{\nabla}_{\hat{u}}E_0$ , sendo  $E_0 = -\vec{M} \cdot \hat{z}H_0$ , que resulta na expressão  $\vec{H}_{eff} = -(\hat{x}\partial/\partial m_x + \hat{y}\partial/\partial m_y + \hat{z}\partial/\partial M_z)E_0 = H_0 \hat{z}$ , pois  $\vec{M} = \hat{z}M_0 + \vec{m}e^{i\omega t}$ .

As flutuações da magnetização se darão em torno dos ângulos de equilíbrio  $\theta_0$  e  $\phi_0$ , sendo pequenas. Conseqüentemente, a cada instante teremos  $\theta = \theta_0 + \delta\theta$  e  $\phi = \phi_0 + \delta\phi$ , onde  $\delta\theta$  e  $\delta\phi$  são os pequenos desvios nos ângulos. Sendo  $m_\theta$  e  $m_\phi$  as componentes transversais a  $M_0$ , temos  $m_\theta = M_0\delta\theta$  e  $m_\phi = M_0 \sin\theta \delta\phi$ , onde  $\vec{M} = M_0\hat{r} + m_\theta\hat{\theta} + m_\phi\hat{\phi}$ . A energia livre será função dos ângulos  $\theta$  e  $\phi$ , ou seja,  $E = E(\theta, \phi)$ , sendo mínima quando  $\theta = \theta_0$  e  $\phi = \phi_0$ .

Assumindo uma posição de equilíbrio, podemos expandir a energia total em uma série de Taylor:

$$E = E_0 + \left. \frac{\partial E}{\partial \theta} \right|_0 \delta\theta + \left. \frac{\partial E}{\partial \phi} \right|_0 \delta\phi + \frac{1}{2} \left. \frac{\partial^2 E}{\partial \theta^2} \right|_0 (\delta\theta)^2 + \frac{1}{2} \left. \frac{\partial^2 E}{\partial \phi^2} \right|_0 (\delta\phi)^2 + \left. \frac{\partial^2 E}{\partial \theta \partial \phi} \right|_0 \delta\theta \delta\phi + \dots, \quad (1.26)$$

onde  $E_0 = E(\theta_0, \phi_0)$  e as derivadas acima são calculadas no equilíbrio, ou seja, para  $\theta = \theta_0$  e  $\phi = \phi_0$ . No equilíbrio,  $d\vec{M}/dt \approx 0$ , pois  $m_\theta \approx m_\phi \approx 0$ , logo:

$$-\vec{M} \times \frac{1}{M} \vec{\nabla}_{\hat{u}} E \approx -(M_0 \frac{\partial E}{\partial m_\theta} \hat{\phi} - M_0 \frac{\partial E}{\partial m_\phi} \hat{\theta}) \approx 0, \quad (1.27)$$

de modo que as derivadas primeiras são nulas, ou seja,



$$\begin{aligned}\frac{\partial E}{\partial \theta} &= M_0 \frac{\partial E}{\partial m_\theta} \approx 0 \\ \frac{\partial E}{\partial \phi} &= M_0 \frac{\partial E}{\partial m_\phi} \approx 0\end{aligned}\quad (1.28)$$

Os valores para  $\theta_0$  e  $\phi_0$  são obtidos anulando-se as derivadas primeiras para  $E$ , e a eq. (1.26) pode ser reescrita como:

$$E(\theta, \phi) = E_0 + \frac{1}{2} E_{\theta\theta} (\delta\theta)^2 + \frac{1}{2} E_{\phi\phi} (\delta\phi)^2 + E_{\theta\phi} \delta\theta \delta\phi + \dots, \quad (1.29)$$

onde os coeficientes  $E_{ij} = \frac{\partial^2 E}{\partial i \partial j}$ , são as segundas derivadas avaliadas na posição de equilíbrio. Da eq. (1.29) obtemos:

$$\begin{aligned}\frac{\partial E}{\partial \theta} &\approx E_{\theta\theta} \delta\theta + E_{\theta\phi} \delta\phi \\ \frac{\partial E}{\partial \phi} &\approx E_{\theta\phi} \delta\theta + E_{\phi\phi} \delta\phi\end{aligned}\quad (1.30)$$

e da equação de movimento, obtemos que:

$$\begin{cases} \frac{1}{\gamma} \frac{dm_\theta}{dt} = \frac{i\omega}{\gamma} m_\theta = -M_0 \frac{\partial E}{\partial m_\phi} = -\frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial E}{\partial \phi} \\ \frac{1}{\gamma} \frac{dm_\phi}{dt} = \frac{i\omega}{\gamma} m_\phi = M_0 \frac{\partial E}{\partial m_\theta} = \frac{\partial E}{\partial \theta} \end{cases}\quad (1.31)$$

Substituindo (1.30) em (1.31):

$$\begin{cases} -\left(\frac{i\omega M_0 \sin \theta}{\gamma}\right) \delta\theta = E_{\theta\phi} \delta\theta + E_{\phi\phi} \delta\phi \\ \left(\frac{i\omega M_0 \sin \theta}{\gamma}\right) \delta\phi = E_{\theta\theta} \delta\theta + E_{\theta\phi} \delta\phi \end{cases}\quad (1.32)$$

que na forma matricial,

$$\begin{pmatrix} E_{\theta\theta} + \frac{i\omega M_0 \sin \theta}{\gamma} & E_{\phi\phi} \\ E_{\theta\theta} & E_{\phi\phi} - \frac{i\omega M_0 \sin \theta}{\gamma} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \delta\theta \\ \delta\phi \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (1.33)$$

cujo determinante,

$$\frac{\omega^2}{\gamma^2} = \frac{1}{M_0^2 \sin^2 \theta} (E_{\theta\theta} E_{\phi\phi} - E_{\theta\phi}^2) \Big|_{\theta_0, \phi_0}. \quad (1.34)$$

Onde  $\theta$  e  $\phi$  são os ângulos polar e azimutal da magnetização, e  $\theta_0$  e  $\phi_0$  indicam as posições de equilíbrio. Esta é a condição geral de ressonância [20], sendo a ferramenta principal na interpretação dos dados experimentais de FMR. As posições de equilíbrio ( $\theta_0$ ,  $\phi_0$ ) são determinadas a partir das derivadas da energia livre magnética, apropriada para cada material em estudo, e mediante as condições de equilíbrio  $\partial E / \partial \theta = 0$  e  $\partial E / \partial \phi = 0$ .

## 1.4 Anisotropias magnéticas

As principais propriedades da magnetização resultam das anisotropias magnéticas, que estão relacionadas com o estado fundamental da estrutura eletrônica dos cristais. Estas anisotropias podem resultar de interações intrínsecas, que dependem de efeitos quânticos microscópicos e eletromagnéticos, ou extrínsecos, associadas a forma cristalina ou método de crescimento do filme. As anisotropias definem uma direção preferencial (fácil), intermediária e dura para magnetização e são de grande importância tecnológica para aplicações de materiais magnéticos. As interfaces e superfícies são ingredientes básicos que modificam as anisotropias magnéticas de filmes finos. Estas anisotropias podem ser controladas através da escolha apropriada dos materiais e da espessura das camadas. A seguir, apresentamos as anisotropias magnéticas que foram usadas na interpretação dos resultados experimentais desta dissertação.

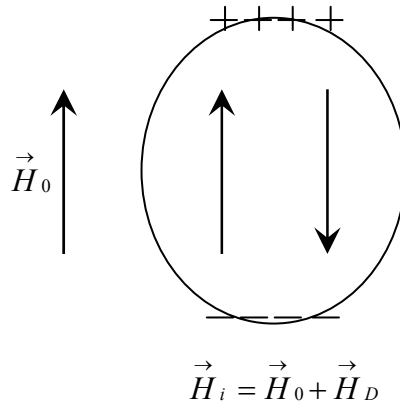
### 1.4.1 Filme simples policristalino : Zeeman, Desmagnetização e Uniaxial

O primeiro termo da energia magnética é a energia Zeeman, que está sempre presente em todo material magnético, no qual é aplicado um campo magnético externo. A energia Zeeman (por unidade de área) tem origem na interação dos momentos magnéticos com o campo aplicado externamente, e é definida como o produto escalar da magnetização pelo campo aplicado, ou seja:

$$E_Z = -t \vec{M} \cdot \vec{H}_0 \quad , \quad (1.35)$$

onde  $t$  é a espessura da camada ferromagnética.

Uma anisotropia bastante comum nos materiais ferromagnéticos é a anisotropia de forma, conhecida também como energia de desmagnetização, este efeito é uma das características marcantes dos materiais magnéticos. Sua origem advém dos dipolos não compensados que são induzidos na superfície do material, quando este é magnetizado, fazendo com que o campo magnético interno  $\vec{H}_i$ , no material, seja diferente do campo externo  $\vec{H}_0$ . A Figura (1.5) ilustra este efeito.



**Figura (1.5) : Campo interno produzido pelos dipolos não compensados induzidos na superfície da amostra.**

Em amostras elipsoidais, o campo magnético interno, para um material de magnetização  $\vec{M}$ , é uniforme e pode ser escrito da seguinte maneira:

$$\vec{H}_i - \vec{H}_0 = \vec{H}_D \quad (1.36)$$

onde  $\vec{H}_D = -\overleftrightarrow{N}\vec{M}$  é o campo de desmagnetização, e  $\overleftrightarrow{N}$  o tensor de forma que depende da geometria da amostra e obedece à relação (sistema gaussiano):  $N_x + N_y + N_z = 4\pi$ .

O produto escalar entre a magnetização e o campo magnético de desmagnetização define a expressão da energia (por unidade de área) da anisotropia de forma, ou seja:

$$E_D = -\frac{1}{2}t\vec{M}\cdot\vec{H}_D \quad (1.37)$$

Além das anisotropias descritas anteriormente, muitos sistemas apresentam anisotropias do tipo uniaxial no plano do filme ( $\theta=\pi/2$ ) [21]:

$$E_u = K_u \sin^2(\phi_0 - \phi_u), \quad (1.38)$$

onde  $\phi_0$  é a posição de equilíbrio da magnetização no plano,  $\phi_u$  a direção do eixo uniaxial com respeito aos eixos cristalinos e  $K_u$  é a constante de anisotropia uniaxial. Se  $K_u > 0$  ( $K_u < 0$ ), então  $\phi_u$  definirá uma direção fácil (dura) para a magnetização. Esta anisotropia aparece como resultado de um re-arranjo direcional dos átomos no plano, e pode ser induzida por *stress* entre o filme e o substrato, aquecimento com campo magnético aplicado *in-situ*, etc. Durante o processo de deposição ou aquecimento, o material magnético é submetido a forças elásticas, ocorrendo variações na anisotropia magneto-cristalina e, portanto, na direção da magnetização. Esta variação em anisotropia (ou energia) é chamada anisotropia magneto-elástica. Ela corresponde ao processo inverso da magnetostricção, na qual, as dimensões da amostra mudam se a magnetização muda de direção. Considerando o mecanismo de equilíbrio entre as forças elásticas e magneto-elásticas, mostra-se, para cristais cúbicos, que a constante de anisotropia induzida,  $K_u$ , é dada por [22]:

$$K_u = \frac{3}{2}(C_{11} - C_{12})\lambda_{100}\varepsilon, \quad (1.39)$$

onde  $C_{11}$  e  $C_{12}$  são os módulos de elasticidade,  $\lambda_{100}$  é a constante de magnetostricção ao longo do eixo [100] e  $\varepsilon$  é a deformação elástica que é proporcional à diferença entre os parâmetros de rede do filme e do material massivo. Devido ao fato que a deformação,  $\varepsilon$ , exibe uma dependência  $1/t$  [23], a constante de anisotropia uniaxial,  $K_u$  é também uma função de  $1/t$ , isto é, pode ser interpretada como um efeito de interface. Em determinados

casos as forças magneto-elásticas podem também induzir anisotropias uniaxiais de segunda ordem da forma  $K_{u2} \sin^4(\phi_0 - \phi_u)$  [24,25].

A energia magnética total para um filme simples policristalino, será dada por :

$$E = -\vec{M} \cdot \vec{H}_0 + 2\pi(\vec{M} \cdot \hat{n})^2 - \frac{K_u}{M_S^2} (\vec{M} \cdot \hat{e}_u)^2 \quad (1.40)$$

O cálculo do campo de ressonância para um filme que apresente uma anisotropia uniaxial no plano será feito admitindo a configuração de ângulos e eixos como na figura (1.6).

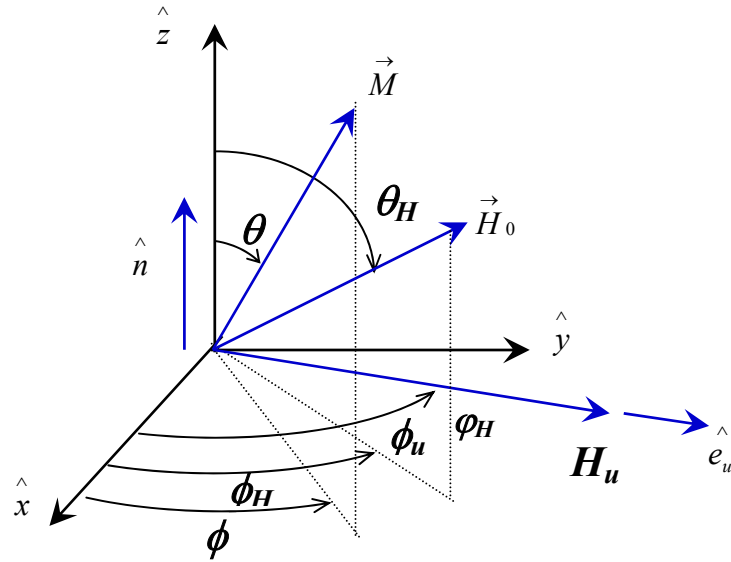


Figura (1.6) : Configuração usual dos eixos e ângulos na ressonância ferromagnética.

Os versores acima são  $\hat{n} = \hat{z}$  (versor perpendicular ao plano do filme) e  $\hat{e}_u = \hat{x} \cos \phi_u + \hat{y} \sin \phi_u$  (versor planar na direção e sentido do campo uniaxial  $H_u = 2K_u/M$ , definidos pelo ângulo  $\phi_u$ ). As expressões para  $\vec{M}$  e  $\vec{H}_0$  são, em função dos ângulos:

$$\vec{M} = M_S (\hat{x} \sin \theta \cos \phi + \hat{y} \sin \theta \sin \phi + \hat{z} \cos \theta) \quad (1.41)$$

$$\vec{H}_0 = H_0 (\hat{x} \sin \theta_H \cos \phi_H + \hat{y} \sin \theta_H \sin \phi_H + \hat{z} \cos \theta_H)$$

Então, podemos reescrever  $E$  como:

$$E = -M_S H_0 [\sin \theta \sin \theta_H \cos(\phi - \phi_H) + \cos \theta \cos \theta_H] + 2\pi M^2 \cos^2 \theta - K_u \sin^2 \theta \cos^2(\phi - \phi_u) \quad (1.42)$$

Desta forma, teremos as derivadas,  $E_\theta$ ,  $E_\phi$ ,  $E_{\theta\theta}$ ,  $E_{\phi\phi}$  e  $E_{\theta\phi}$ , dadas por:

$$\left\{ \begin{array}{l} E_\theta = -M_s H_0 [\cos \theta \sin \theta_H \cos(\phi - \phi_H) - \sin \theta \cos \theta_H] \\ \quad - 2\pi M^2 \sin 2\theta - K_u \sin 2\theta \cos^2(\phi - \phi_u) \\ E_\phi = M_s H_0 \sin \theta \sin \theta_H \sin(\phi - \phi_H) + K_u \sin^2 \theta \sin[2(\phi - \phi_u)] \\ E_{\theta\theta} = M_s H_0 [\sin \theta \sin \theta_H \cos(\phi - \phi_H) + \cos \theta \cos \theta_H] \\ \quad - 4\pi M^2 \cos 2\theta - 2K_u \cos 2\theta \cos^2(\phi - \phi_u) \\ E_{\phi\phi} = M_s H_0 \sin \theta \sin \theta_H \cos(\phi - \phi_H) + 2K_u \sin^2 \theta \cos[2(\phi - \phi_u)] \\ E_{\theta\phi} = M_s H_0 \cos \theta \sin \theta_H \sin(\phi - \phi_H) + K_u \sin 2\theta \sin[2(\phi - \phi_u)] \end{array} \right. \quad (1.43)$$

No caso usual de  $\vec{M}$  e  $\vec{H}_0$  estarem no plano do filme, ou seja,  $\theta=90^\circ$  e  $\theta_H=90^\circ$ , obtemos, de (1.43), que  $E_{\theta\phi}=0$ ,  $E_{\theta\theta} = M_s H_0 \cos(\phi - \phi_H) + 4\pi M^2 + 2K_u \cos(\phi - \phi_u)$ ,  $E_{\phi\phi} = M_s H_0 \cos(\phi - \phi_H) + 2K_u \cos[2(\phi - \phi_u)]$ . Os ângulos de equilíbrio  $\theta_0$  e  $\phi_0$  são obtidos de  $E_\theta=0$  e  $E_\phi=0$ . Temos  $\theta_H=90^\circ$ , logo,  $\theta_0=90^\circ$ , satisfaz à relação de  $E_\theta=0$ , enquanto que  $\phi_0$  é tirado da expressão obtida de  $E_\phi=0$ , ou,  $2H_0 \sin(\phi_0 - \phi_H) = -H_u \sin[2(\phi_0 - \phi_u)]$ . Obtemos enfim, de (1.34), que

$$\omega^2 / \gamma^2 = \{H_0 \cos(\phi_0 - \phi_H) + 4\pi M + H_u \cos^2(\phi_0 - \phi_u)\} \cdot \{H_0 \cos(\phi_0 - \phi_H) + H_u \cos[2(\phi_0 - \phi_u)]\} \quad (1.44)$$

Para testar a expressão acima fizemos medidas em 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. A Fig(1.7) apresenta a variação do campo de ressonância ferromagnética em função do ângulo no plano da amostra, obtido para uma frequência de microondas de **8,6 GHz**. Observe que esta variação é típica de um filme com anisotropia uniaxial que apresenta uma simetria C2, onde o campo de ressonância está localizado em torno de **925 Oe**, um valor típico para o *Py*, nesta frequência. Os parâmetros obtidos pelo ajuste numérico foram:  $4\pi M_s = 10.2 \text{ kOe}$  e  $H_u = 32 \text{ Oe}$ .

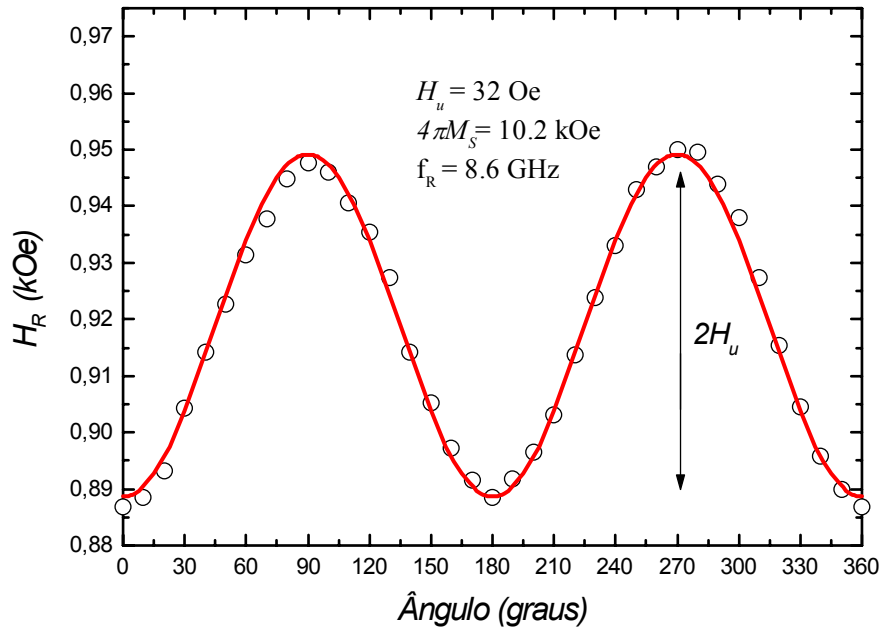


Figura (1.7) : Medida de FMR para um filme simples (policristalino) de  $Py(100\text{\AA})/Si(001)$ , onde temos o campo de ressonância ferromagnética no plano do filme apresentando uma anisotropia uniaxial. A curva cheia representa um ajuste numérico, de acordo com a expressão (1.44), sendo  $g = 2.1$  GHz.

### 1.4.2 Filme simples monocristalino : Zeeman, Desmagnetização, Uniaxial e Cúbica cristalina

Num cristal com estrutura cristalina cúbica, como Ferro, por exemplo, além da presença das anisotropias anteriores, teremos também a presença da anisotropia magneto-cristalina cúbica, que tem várias direções equivalentes, de modo que a representação desta anisotropia requer o uso de vários ângulos. Podemos então usar  $\alpha_1, \alpha_2$  e  $\alpha_3$  para representar os co-senos diretores da direção de  $\vec{M}$  em relação aos eixos  $[100]$ ,  $[010]$  e  $[001]$  do cristal, respectivamente.

Para descrever a anisotropia cúbica de forma sucinta, escreveremos uma série de potência dos co-senos diretores da magnetização, obedecendo à simetria cúbica do cristal. A expressão da energia cristalina cúbica deve possuir as propriedades da simetria cúbica,

ou seja, ser invariante por: 1) inversão no sentido da magnetização e 2) troca de dois eixos quaisquer. Para satisfazer à primeira, basta uma série que contenha apenas potências pares. Para a segunda condição, os termos de mesma ordem devem possuir o mesmo coeficiente multiplicativo. Os primeiros termos de uma série em co-senos diretores que satisfazem estas condições são:

$$E_{ac} = (\alpha_1^2 + \alpha_2^2 + \alpha_3^2) + tK_1(\alpha_1^2\alpha_2^2 + \alpha_2^2\alpha_3^2 + \alpha_3^2\alpha_1^2) + tK_2(\alpha_1^2\alpha_2^2\alpha_3^2), \quad (1.45)$$

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

Em geral, principalmente para os nossos resultados experimentais,  $K_1 \gg K_2$  e das propriedades dos co-senos diretores, temos que  $\alpha_1^2 + \alpha_2^2 + \alpha_3^2 = 1$ , portanto, a expressão (1.45) pode ser escrita da seguinte forma:

$$E_{ac} = tK_1(\alpha_1^2\alpha_2^2 + \alpha_2^2\alpha_3^2 + \alpha_3^2\alpha_1^2). \quad (1.46)$$

Para um crescimento na direção [100], um dos eixos cristalinos coincide com o eixo de crescimento e, neste caso particular, a expressão da anisotropia cúbica não sofre modificações. Em filmes finos, existe uma perda de simetria devida a presença da superfície, e como conseqüência é necessário incluir na energia livre magnética um termo da forma  $-K' \cos^2 \theta$ , onde  $K'$  é uma nova constante de anisotropia e  $\theta$  é o ângulo azimutal em coordenadas esféricas, este termo é conhecido como anisotropia de superfície e foi introduzido por Néel [26].

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  $\vec{N}$  em (1.36), 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

$K' \approx \frac{K_S}{t}$ , onde  $K_S$  é a constante de anisotropia da superfície, a energia livre magnética para um filme simples monocristalino, em coordenadas esféricas, pode ser escrita como:



$$E = [-\vec{H}_0 \cdot \vec{M} + (2\pi M^2 - \frac{K_S}{t}) \cos^2 \theta + \frac{K_1}{4} (\sin^2 2\theta + \sin^4 \theta \sin^2 2\phi) + K_U \sin^2 \theta \sin^2 (\phi - \phi_u)]t, \quad (1.47)$$

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 (1.47) pode-se definir uma magnetização efetiva como [27]:

$$4\pi M_{eff} = 4\pi M_S - H_{AS} \quad (1.48)$$

onde,  $H_{AS} = \frac{2K_S}{Mt}$  é o campo de anisotropia perpendicular, ou de superfície.

O cálculo do campo de ressonância para um filme que apresente uma anisotropia magneto-cristalina cúbica é feito admitindo a configuração de ângulos e eixos como na Figura (1.8).

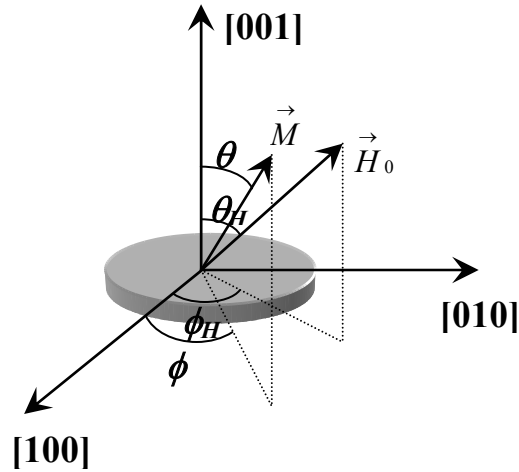


Figura (1.8) : Configuração de campos usada para medida de FMR em filme fino monocristalino.

As posições de equilíbrio de  $\vec{M}$  são dadas pelos zeros das primeiras derivadas da energia com relação a  $\theta$  e  $\phi$ . No caso de filmes ferromagnéticos tais como *Fe*, *Ni*, *NiFe*, etc, a posição de equilíbrio paralela ao plano é  $\theta = \theta_0 = \pi/2$ , e no plano é dada pela equação:

$$H_0 \sin(\phi_0 - \phi_H) = -\frac{H_1}{4} \sin(4\phi_0) - \frac{H_u}{2} \sin(\phi_0 - \phi_u), \quad (1.49)$$

onde  $H_1 = 2K_1 / M$  e  $H_u = 2K_u / M$ . Usando a equação da ressonância (1.34) em  $\theta = \theta_0 = \pi/2$  e  $\phi = \phi_0$ , a expressão da frequência de ressonância para um filme simples monocristalino (001) será:

$$\omega^2 / \gamma^2 = \{H_0 \cos(\phi_0 - \phi_H) + \frac{H_1}{4}(3 + \cos 4\phi_0) + 4\pi M_{eff}^2 - H_u \sin^2(\phi_0 - \phi_u)\} \cdot \{H_0 \cos(\phi_0 - \phi_H) + H_1 \cos 4\phi_0 + H_u \cos[2(\phi_0 - \phi_u)]\} \quad (1.50)$$

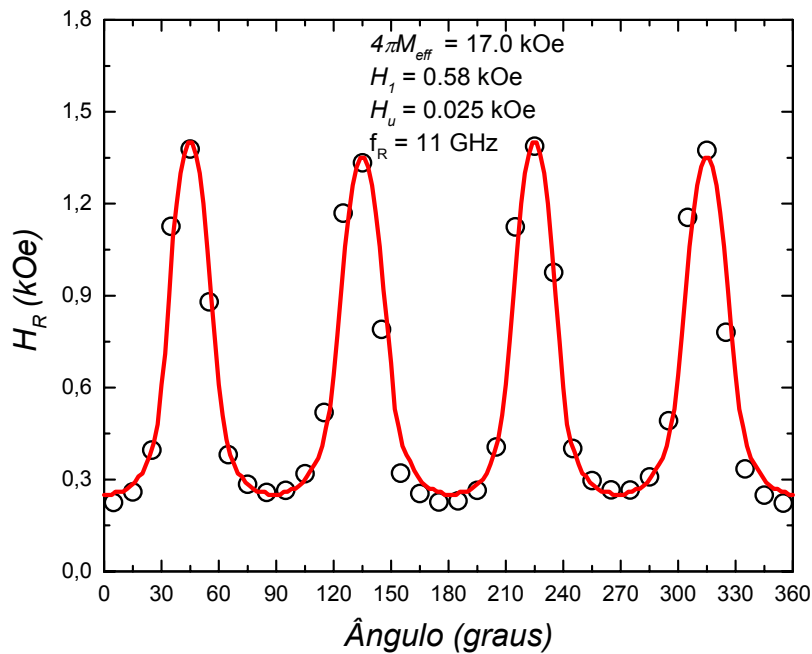


Figura (1.9) : Medida de FMR para um filme simples (monocristalino) de  $Fe(100\text{\AA})/MgO(001)$ , onde temos o campo de ressonância ferromagnética no plano do filme apresentando a anisotropia cúbica somada a uma pequena anisotropia uniaxial. A curva cheia representa um ajuste numérico, de acordo com a expressão (1.50).

O campo de ressonância  $H_0 = H_R$ , como função do ângulo no plano ( $\phi_H$ ), é calculado a partir da equação(1.50), para  $\omega$  fixo. A figura (1.9) mostra a medida de FMR para um filme monocristalino de  $Fe(001)$  depositado sobre  $MgO(001)$ . Observa-se a simetria C4 de  $H_R$  própria do plano cúbico, e o efeito da anisotropia uniaxial no plano do

filme, obtida para uma frequência de microondas de **11 GHz**. Na ausência de anisotropia uniaxial, o campo de ressonância apresenta a simetria C4 própria dos cristais cúbicos (BCC). Os parâmetros obtidos pelo ajuste numérico foram:  $4\pi M_{eff} = 17 \text{ kOe}$ ,  $H_u = 25 \text{ Oe}$  e  $H_l = 580 \text{ Oe}$ .

### 1.4.3 Acoplamento entre camadas: acoplamento direto e acoplamento indireto

Até agora discutimos a energia magnética somente para o caso de um único filme fino magnético. Nesta seção, investigaremos as novas contribuições oriundas de um sistema formado por dois filmes magnéticos acoplados.

#### 1.4.3.1 Acoplamento direto

Neste tipo de acoplamento, os dois filmes magnéticos estão em contato direto um com o outro, e o que estudaremos é o resultado da interação entre um material antiferromagnético (AF) e um material ferromagnético (FM).

Nas bicamadas FM/AF existe um acoplamento entre os momentos magnéticos de ambos os filmes que induz uma anisotropia unidirecional (*exchange anisotropy*). Este fenômeno foi descoberto em 1956 por Meiklejohn e Bean [28], onde foi verificado que as curvas de histerese de partículas de *Co* oxidadas apresentavam um deslocamento em relação à origem, sendo este deslocamento conhecido na literatura como campo de anisotropia de intercâmbio ou *Exchange-Bias*,  $H_{EB}$ , conforme mostra a Fig. (1.10-a). Intuitivamente a anisotropia unidirecional e o campo de *Exchange-Bias* podem ser entendidos se considerarmos uma interação de intercâmbio na interface FM/AF [28,29].

O primeiro modelo fenomenológico sobre *Exchange-Bias* foi proposto por C.P.Bean [30]. Este modelo simples assume que o acoplamento entre a camada AF, ocorre através de uma interface não compensada como mostra a Fig.(1.10-b). Supôs-se que no processo de reverter a magnetização da camada FM, os *spins* nesta giram coerentemente e que os *spins* na camada AF permanecem fixos. De acordo com este modelo o campo de intercâmbio ou

de *exchange* ( $H_{EB}$ ) calculado é duas ordens de grandeza maior que os valores observados no experimento. Dois modelos alternativos, o modelo de campo aleatório de Malozemoff [31] e o modelo de parede de domínio de Mauri et.al [32], 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 [33] sugere um novo mecanismo de acoplamento por intercâmbio, no qual a superfície AF está em estado de *spin-flop*. Isto poderia explicar o acoplamento perpendicular entre as camadas FM e AF [34].

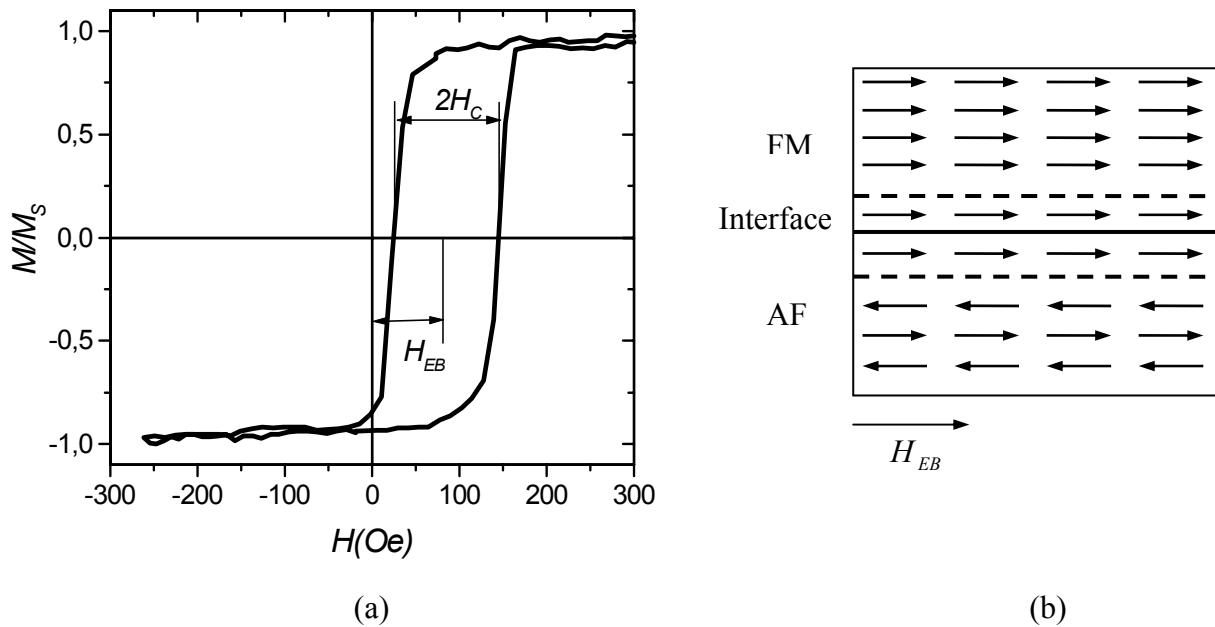


Figura (1.10) : (a) Ciclo de histerese para uma bicamada FM/AF. Onde  $H_c \equiv$  campo coercivo e  $H_{EB} \equiv$  campo de exchange-bias. (b) Representação de uma interface FM/AF ideal.

Na verdade, estes modelos fenomenológicos servem apenas para dar uma idéia intuitiva sobre o fenômeno manifestado nas bicamadas acopladas por *exchange*. Pois 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.

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 ou vice-versa. O material antiferromagnético pode ser o próprio substrato (com espessura da ordem de mm) ou ambas as camadas podem ser depositadas sobre um substrato que pode ser policristalino, monocristalino ou amorfo.

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.

Para escrever a energia total do sistema, consideraremos primeiro que a energia de anisotropia unidirecional pode ser escrita fenomenologicamente como:

$$E_{EB} = -J_{EB} \cos(\phi - \phi_{EX}) \quad (1.51)$$

onde,  $J_{EB}$  é a constante de anisotropia de intercâmbio ou *exchange* e  $\phi_{EX}$  é o ângulo entre

o campo de anisotropia,  $H_{EB} = \frac{J_{EB}}{tM_{FM}}$ , e 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. [32] mostraram que o aparecimento de uma parede de domínio no AF (que é responsável pelo campo de anisotropia unidirecional), faz com que a energia de interação entre os dois meios seja uma combinação do campo de intercâmbio,  $H_{EB}$ , e do campo da parede de domínio no AF,  $H_W$ .

Na Fig.(1.11), 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.

A anisotropia induzida no filme antiferromagnético (na direção  $\hat{x}$  da Fig.1.11), pode ser escrita como:

$$E_{UD.AF} = \sigma_W (1 - \cos \beta) \quad (1.52)$$

onde  $\sigma_w = 2\sqrt{A_{AF}K_{AF}}$  é a energia da parede de domínio no antiferromagnético [32], com  $A_{AF}$  sendo a constante de intercâmbio e  $K_{AF}$  a constante de anisotropia cristalina do antiferromagneto, e  $\beta$  é o ângulo entre a magnetização da primeira camada AF com relação ao eixo uniaxial,  $\hat{x}$ .

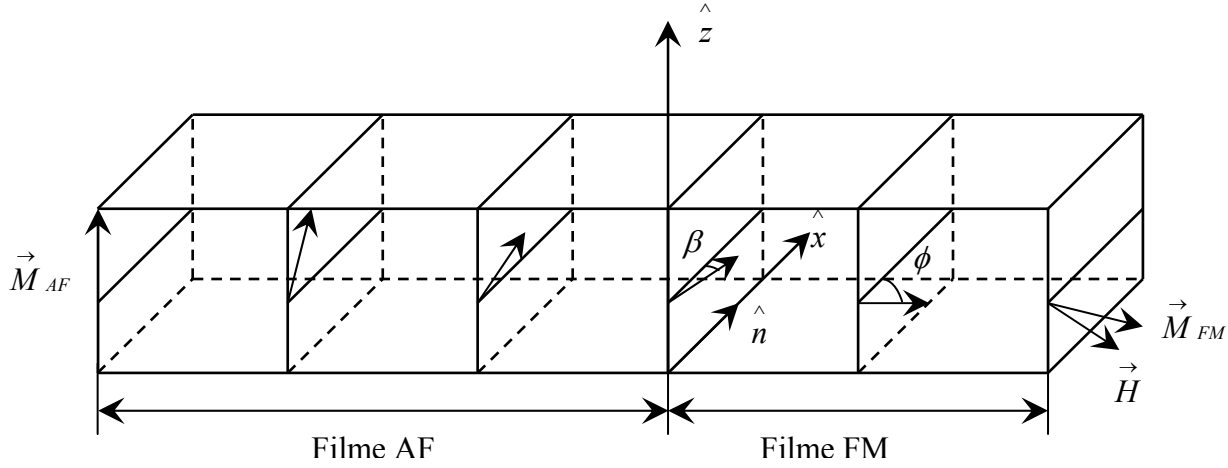


Figura (1.11) : Modelo de parede de domínio para uma bicamada FM/AF acoplada por exchange.

Considerando que a magnetização do AF na interface está orientada no eixo fácil do FM  $\beta = \phi_{EX}$ , a energia de intercâmbio pode ser escrita como:

$$E_{EB} = -J_{EB} \cos(\phi - \beta) + \sigma_w (1 - \cos \beta). \quad (1.53)$$

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

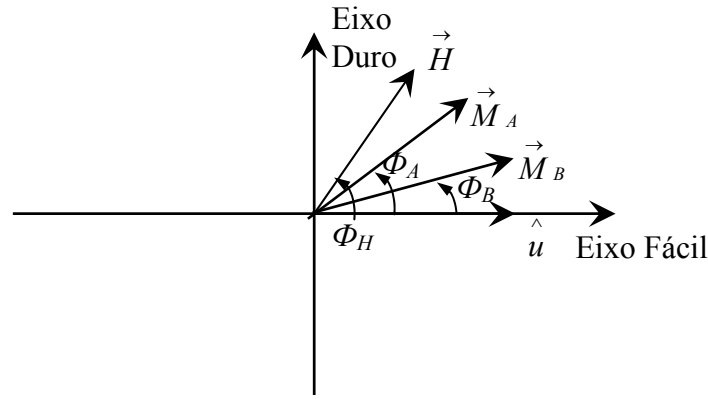
$$E = [-\vec{H} \cdot \vec{M} + 2\pi M_{eff}^2 \cos^2 \theta + K_1 (\alpha_1^2 \alpha_2^2 + \alpha_2^2 \alpha_3^2 + \alpha_3^2 \alpha_1^2) + K_u \sin^2 \theta \sin^2(\phi - \phi_u)]t - J_{EB} \cos(\phi - \beta) + \sigma_w (1 - \cos \beta) \quad (1.54)$$

Onde, pela ordem, temos: Zeeman, desmagnetização, anisotropia cúbica, anisotropia uniaxial, acoplamento de *exchange-bias* e parede de domínio. Na expressão (1.54) a anisotropia cúbica está apresentada por motivos didáticos, pois, nesta dissertação, os materiais investigados foram policristalinos, ou seja, possuem a anisotropia cúbica desprezível.

Para calcularmos a frequência de ressonância deste sistema, consideraremos, para simplificar a expressão, 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  $(\phi_A^0, \theta_A^0), (\phi_B^0, \theta_B^0)$ .

$$E = \frac{1}{2} [E_{\theta_A \theta_A} \Delta \theta_A^2 + E_{\theta_B \theta_B} \Delta \theta_B^2 + E_{\phi_A \phi_A} \Delta \phi_A^2 + E_{\phi_B \phi_B} \Delta \phi_B^2 + 2(E_{\theta_A \theta_B} \Delta \theta_A \Delta \theta_B + E_{\phi_A \phi_B} \Delta \phi_A \Delta \phi_B + E_{\theta_A \phi_A} \Delta \theta_A \Delta \phi_A + E_{\theta_A \phi_B} \Delta \theta_A \Delta \phi_B + E_{\theta_B \phi_A} \Delta \theta_B \Delta \phi_A + E_{\theta_B \phi_B} \Delta \theta_B \Delta \phi_B)] \quad (1.55)$$

Agora,  $(\phi_A, \theta_A), (\phi_B, \theta_B)$  são os ângulos polar e azimutal das direções da magnetização  $\vec{M}_A$  e  $\vec{M}_B$  no FM e AF, respectivamente, conforme mostra a Fig. (1.12). As primeiras derivadas não aparecem na expressão (1.55), pois estas são zero na posição de equilíbrio onde  $E$  é mínima.



**Figura (1.12) :** Sistema de coordenadas para uma direção arbitrária de  $H$  relativo a  $\hat{u}$  (direção da anisotropia uniaxial).

Assim, as equações de movimento ficam:

$$\frac{1}{\gamma_A} \frac{d\Delta \theta_A}{dt} = -\frac{1}{M_A \sin \theta_A} E_{\phi_A} \quad \text{e} \quad \frac{1}{\gamma_A} \frac{d\Delta \phi_A}{dt} = \frac{1}{M_A \sin \theta_A} E_{\theta_A} \quad \text{para o FM} \quad (1.56)$$

$$\frac{1}{\gamma_B} \frac{d\Delta \theta_B}{dt} = -\frac{1}{M_B \sin \theta_B} E_{\phi_B} \quad \text{e} \quad \frac{1}{\gamma_B} \frac{d\Delta \phi_B}{dt} = \frac{1}{M_B \sin \theta_B} E_{\theta_B} \quad \text{para o AF} \quad (1.57)$$

onde  $M_A$  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  $\Delta \theta_A, \Delta \phi_A, \Delta \theta_B$  e  $\Delta \phi_B$  onde novamente temos solução não trivial se o determinante dos coeficientes for zero. Explicitamente quando:

$$\begin{pmatrix} E_{\theta A \theta A} & E_{\theta A \phi A} + iz_A & E_{\theta A \theta B} & E_{\theta A \phi B} \\ E_{\theta A \phi A} - iz_A & E_{\phi A \phi A} & E_{\theta B \phi A} & E_{\phi A \phi B} \\ E_{\theta A \theta B} & E_{\theta B \phi A} & E_{\theta B \theta B} & E_{\theta B \phi B} + iz_B \\ E_{\theta A \phi B} & E_{\phi A \phi B} & E_{\theta B \phi B} + iz_B & E_{\phi B \phi B} \end{pmatrix} = 0 \quad (1.58)$$

onde,  $z_A = \left(\frac{\omega}{\gamma_A}\right) t_A M_A \sin \theta_A$ ,  $z_B = \left(\frac{\omega}{\gamma_B}\right) t_B M_B \sin \theta_B$  e  $t_A$  e  $t_B$  são as espessuras dos filmes.

Ao resolver o determinante acima, teremos a seguinte relação de dispersão:

$$\left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2 = \frac{1}{(t_A M_A \sin \theta_A)^2} \left( E_{\phi A \phi A} - \frac{E_{\phi A \phi B}^2}{E_{\phi B \phi B}} \right) \left( E_{\theta A \theta A} - \frac{E_{\theta A \theta B}^2}{E_{\theta B \theta B}} \right), \quad (1.59)$$

onde  $\gamma_A = \gamma_B = \gamma$ , e estamos considerando que  $t_B \gg t_A$ .

A partir da expressão (1.59), e fazendo uso das derivadas de (1.54), chegamos à expressão da frequência de ressonância (com  $\theta_A = \theta_B = \frac{\pi}{2}$ ) para bicamadas FM/AF [35]:

$$\begin{aligned} \left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2 = & [H \cos(\phi_A - \phi_H) + H_u \cos 2\phi_A + H_{eff}^2] [H \cos(\phi_A - \phi_H) + \\ & + H_u \cos^2 \phi_A + 4\pi M_A + H_{eff}^1] \end{aligned} \quad (1.60)$$

Onde,

$$H_{eff}^1 = \frac{H_W \cos \phi_B \cos(\phi_A - \phi_B) - H_{EB} \sin(\phi_A - \phi_B)}{\frac{H_W}{H_{EB}} \cos \phi_B + \cos(\phi_A - \phi_B)} \quad (1.61)$$

$$\text{e } H_{eff}^2 = \frac{H_W \cos \phi_B \cos(\phi_A - \phi_B)}{\frac{H_W}{H_{EB}} \cos \phi_B + \cos(\phi_A - \phi_B)}. \quad (1.62)$$

Nesta dissertação, dois modelos foram usados para tratar as investigações experimentais de FMR em bicamadas FM/AF. O primeiro foi o formalismo da energia,



descrito anteriormente, e o segundo, que consiste em escolher um sistema de eixos para cada filme e em seguida resolver a equação de movimento da magnetização para ambos os filmes. Este modelo está descrito no final desta dissertação, onde mostramos o cálculo completo. A Figura (1.13) mostra o comportamento do campo de ressonância em função do ângulo azimutal obtido de (1.60), usando-se parâmetros típicos, mostrando que o campo de exchange-bias  $H_{EB}$  quebra a simetria C2 nos filmes policristalinos.

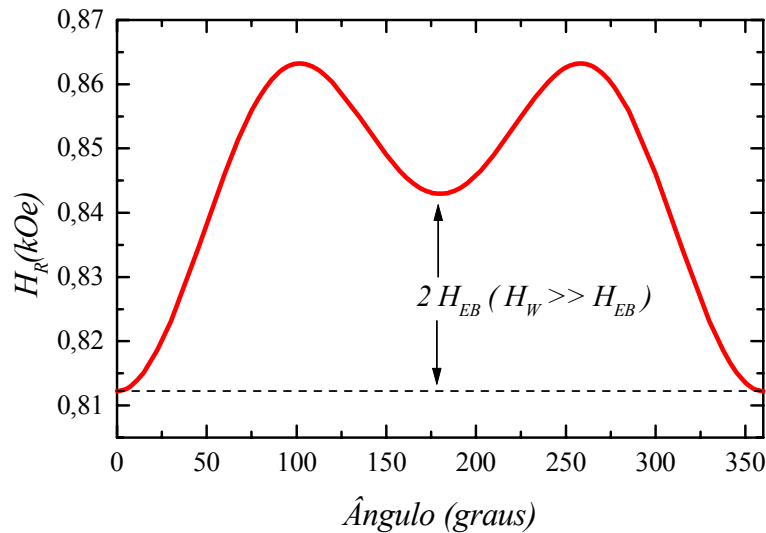


Figura (1.13) : Campo de ressonância em função do ângulo no plano de uma bicamada FM/AF calculado através de (1.60) para  $H_{EB} = 15$  Oe,  $H_U = 20$  Oe e  $H_W = 100$  Oe.

### 1.4.3.2 Acoplamento indireto

Um dos fenômenos mais interessantes observados em multicamadas metálicas nos últimos anos, é o acoplamento entre as magnetizações de dois filmes magnéticos separados por uma fina camada não-magnética. Em 1986, Peter Gruenberg [36] mostrou que em tricamadas de  $Fe/Cr/Fe$  o acoplamento entre as magnetizações dos dois filmes de  $Fe$  era antiferromagnético para certas espessuras do espaçador não-magnético. Alguns anos mais tarde, Stuart Parkin [37] verificou que na realidade o acoplamento oscila entre positivo

(FM) e negativo (AF), e diminui em amplitude à medida que a espessura aumenta, ou seja, mostrando que este acoplamento depende da natureza e da espessura da camada não-magnética.

Podemos entender esta interação em analogia com o modelo simples da interação de intercâmbio entre spins vizinhos. Como exemplo, sejam dois elétrons de íons vizinhos, cujos spins são  $\vec{S}_1$  e  $\vec{S}_2$ . O princípio da exclusão de Pauli impõe que a função de onda total dos dois elétrons deve ser anti-simétrica. A função de onda total é o produto da função espacial e da que descreve o estado do spin. Quando a função espacial é simétrica, os spins devem ser antiparalelos para que a função de onda total seja anti-simétrica. Analogamente, quando a função espacial é anti-simétrica os spins devem ser paralelos. Como a energia eletrostática total do conjunto depende da distribuição espacial de carga elétrica, ela será diferente nos dois casos, e a diferença entre os valores da energia eletrostática nas duas situações é chamada de energia de intercâmbio (exchange) entre os dois spins. Cujas Hamiltoniano proposto por Heisenberg [38] é do tipo:

$$E_{EX} = -J_{EX} \vec{S}_1 \cdot \vec{S}_2, \quad (1.63)$$

sendo  $\vec{S}_1$  e  $\vec{S}_2$  os spins dos íons vizinhos, e  $J_{EX}$  a constante de intercâmbio, que mede a intensidade desta interação, que é a responsável pela existência dos ordenamentos ferromagnético e antiferromagnético nos materiais. Portanto, um dos principais parâmetros utilizados na explicação dos fenômenos magnéticos.

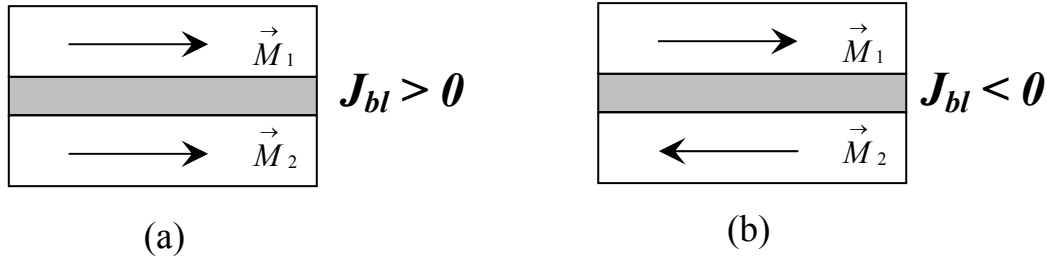
Considerando uma bicamada formada por dois filmes ferromagnéticos intercalados por uma camada de um filme não-magnético (espaçador), conforme Fig. (1.14), e usando  $\vec{M}_1$  e  $\vec{M}_2$ , ao invés de  $\vec{S}_1$  e  $\vec{S}_2$ , que são as magnetizações dos dois filmes ferromagnéticos, a energia de intercâmbio entre os filmes será [39]:

$$E_{EX} = -J_{bl} \frac{\vec{M}_1 \cdot \vec{M}_2}{M_1 \cdot M_2} + J_{bq} \left( \frac{\vec{M}_1 \cdot \vec{M}_2}{M_1 \cdot M_2} \right)^2 \quad (1.64)$$

onde  $J_{bl}$  e  $J_{bq}$  são as constantes de acoplamento bilinear e biquadrático, respectivamente.

A constante de acoplamento biquadrático  $J_{bq}$ , por se tratar de um termo de segunda ordem na série usada para descrever o acoplamento entre as camadas, é esperado que ela

seja menor que a constante de acoplamento bilinear, e conseqüentemente, para interpretação dos nossos resultados experimentais ela será desprezada.



**Figura (1.14) : Acoplamento magnético em trcamada composta por dois materiais ferromagnéticos intercalados por uma camada de filme não-magnético. (a) Acoplamento ferromagnético  $J_{bl} > 0$ . (b) Acoplamento antiferromagnético  $J_{bl} < 0$ .**

Quando a constante de intercâmbio for positiva,  $J_{bl} > 0$ , a configuração que minimiza esta energia é a ferromagnética, ou seja, as duas magnetizações são paralelas e apontam no mesmo sentido, como mostra a Figura (1.14-a). Caso contrário, quando  $J_{bl} < 0$ , a minimização favorece a configuração antiferromagnética, resultando numa situação antiparalela, conforme Figura (1.14-b).

A energia de intercâmbio é isotrópica, ou seja, não apresenta nenhuma preferência por qualquer um dos eixos cristalinos. E em coordenadas esféricas, a energia total do sistema por unidade de área será [39]:

$$E = \sum_{i=1}^2 \left[ -\vec{H} \cdot \vec{M}_i + (2\pi M_i^2 - \frac{K_S}{t_i}) \cos^2 \theta_i + \frac{K_1^i}{4} (\sin^2 2\theta_i + \sin^4 \theta_i \sin^2 2\phi_i) + K_u^i \sin^2 \theta_i \sin^2 (\phi_i - \phi_u^i) \right] t_i - J_{bl} [\sin \theta_1 \sin \theta_2 \cos(\phi_1 - \phi_2) + \cos \theta_1 \cos \theta_2] \quad (1.65)$$

Estamos considerando aqui as anisotropias mais importantes presentes nos sistemas formados por duas camadas ferromagnéticas, onde pela ordem temos: Zeeman, desmagnetização, anisotropia de superfície, anisotropia cúbica, anisotropia uniaxial e o acoplamento bilinear.

O procedimento para o cálculo da frequência de ressonância deste sistema é idêntico ao que foi usado para as bicamadas FM/AF, porém, neste caso estamos considerando que  $\gamma_1 = \gamma_2 = \gamma$  e o desenvolvimento em série de Taylor da energia livre magnética é em torno

das posições de equilíbrio  $(\phi_1^0, \theta_1^0), (\phi_2^0, \theta_2^0)$ . Logo, o determinante de (1.58) dará a relação de dispersão [40]:

$$\frac{\omega^4}{\gamma^4} - b \frac{\omega^2}{\gamma^2} + c = 0, \quad (1.66)$$

onde:

$$b = \frac{E_{\theta_1\theta_1}E_{\phi_1\phi_1} - E_{\theta_1\phi_1}^2}{t_1^2 M_s^2 \sin^2 \theta_1} + \frac{E_{\theta_2\theta_2}E_{\phi_2\phi_2} - E_{\theta_2\phi_2}^2}{t_2^2 M_s^2 \sin^2 \theta_2} + \frac{E_{\theta_1\theta_2}E_{\phi_1\phi_2} - E_{\theta_1\phi_2}E_{\theta_2\phi_1}}{t_1 t_2 M_s^2 \sin \theta_1 \sin \theta_2}$$

$$c = \frac{1}{t_1^2 t_2^2 M_s^4 \sin^2 \theta_1 \sin^2 \theta_2} [E_{\theta_1\theta_2}^2 E_{\phi_1\phi_2}^2 + E_{\theta_1\phi_2}^2 E_{\theta_2\phi_2}^2 + E_{\theta_1\phi_2}^2 E_{\theta_2\phi_1}^2 - E_{\theta_1\theta_2}^2 E_{\phi_1\phi_1} E_{\phi_2\phi_2} +$$

$$- E_{\phi_1\phi_2}^2 E_{\theta_1\theta_1} E_{\theta_2\theta_2} - E_{\theta_1\phi_1}^2 E_{\theta_2\theta_2} E_{\phi_2\phi_2} - E_{\theta_1\phi_2}^2 E_{\theta_2\theta_2} E_{\phi_2\phi_2} - E_{\theta_2\phi_1}^2 E_{\theta_1\theta_1} E_{\phi_1\phi_1} +$$

$$+ E_{\theta_1\theta_1} E_{\phi_1\phi_1} E_{\theta_2\theta_2} E_{\phi_2\phi_2} + 2E_{\theta_1\theta_1} E_{\phi_1\phi_2} E_{\theta_2\phi_2} E_{\theta_2\phi_2} + 2E_{\theta_1\phi_1} E_{\theta_1\phi_2} E_{\theta_2\theta_2} E_{\phi_1\phi_2} +$$

$$+ 2E_{\theta_1\theta_2} E_{\theta_1\phi_2} E_{\phi_1\phi_2} E_{\theta_2\phi_2} + 2E_{\theta_1\theta_2} E_{\theta_1\phi_1} E_{\theta_2\phi_1} E_{\phi_2\phi_2} + 2E_{\theta_1\phi_1} E_{\theta_2\phi_2} (E_{\theta_1\theta_2} E_{\phi_1\phi_2} + E_{\theta_1\phi_2} E_{\theta_2\phi_1}) -$$

$$- 2E_{\theta_1\theta_2} E_{\phi_1\phi_2} E_{\theta_1\phi_2} E_{\theta_2\phi_1}]$$

Uma forma simples e bastante didática de estudarmos o efeito do acoplamento em bicamadas ferromagnéticas é considerarmos a energia da bicamada constituída apenas pelas interações Zeeman e o acoplamento bilinear:

$$E = -H[\sin \theta \sin \theta_H \cos(\phi_H - \phi) + \cos \theta \cos \theta_H] - H_{bl}[\sin \theta_1 \sin \theta_2 \cos(\phi_1 - \phi_2) + \cos \theta_1 \cos \theta_2], \quad (1.67)$$

onde o campo efetivo de acoplamento é definido por  $H_{bl} = \frac{J_{bl}}{tM_s}$ . A situação mais simples

é aquela onde as magnetizações estão alinhadas com o campo ( $\theta = \theta_H$  e  $\Phi = \Phi_H$ ), ou seja, quando a amostra estiver saturada. Portanto, neste caso as derivadas são:

$$\begin{aligned} E_{\theta_1\theta_1} &= M_s (H + H_{bl}) & E_{\theta_2\phi_1} &= 0 \\ E_{\theta_1\theta_2} &= -M_s H_{bl} & E_{\theta_2\phi_2} &= 0 \\ E_{\theta_1\phi_1} &= 0 & E_{\phi_1\phi_1} &= M_s (H + H_{bl}) \\ E_{\theta_1\phi_2} &= 0 & E_{\phi_1\phi_2} &= -M_s H_{bl} \\ E_{\theta_2\theta_2} &= M_s (H + H_{bl}) & E_{\phi_2\phi_2} &= M_s (H + H_{bl}) \end{aligned}$$

Substituindo estes resultados na equação (1.66), chegamos à:

$$\left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^4 - \frac{2}{M_S^2} [M_S^2 (H + H_{bl})^2 + M_S^2 H_{bl}^2] \left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2 + \frac{1}{M_S^4} [(M_S H_{bl})^4 + (H + H_{bl})^4 + M_S^4 (H + H_{bl})^2 H_{bl}^2] = 0 \quad (1.68)$$

Simplificando, teremos:

$$\left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2 = H^2 + 2H_{bl}(H + H_{bl}) \pm 2H_{bl}(-H - H_{bl}), \quad (1.69)$$

cujas soluções são:

$$\begin{aligned} \omega_A &= \gamma H \\ \omega_0 &= \gamma(H + 2H_{bl}) \end{aligned} \quad (1.70)$$

Estas soluções representam os modos de precessão em fase e fora de fase das duas magnetizações dos filmes. O modo em fase possui a mesma frequência quando o sistema apresenta apenas a interação Zeeman. No modo fora de fase, a frequência de precessão é desviada pelo acoplamento bilinear. Na Figura (1.15) ilustramos os dois modos de precessão. É comum nos referirmos aos modos em fase e fora de fase por modo acústico e modo óptico, respectivamente.

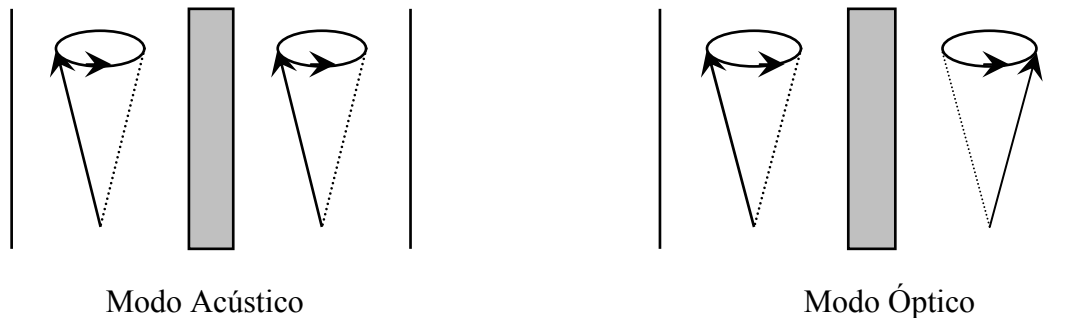


Figura (1.15) : Ilustração dos modos de precessão das magnetizações dos filmes ferromagnéticos em bicamadas magnéticas.

Retornando a equação (1.70), graficamente estas relações de dispersão fornecem duas retas, com a mesma inclinação. Entretanto, dependendo do sinal do acoplamento bilinear a reta do modo óptico estará à direita ou esquerda do modo acústico. Caso o óptico se apresente à direita, o acoplamento é antiferromagnético e à esquerda, ferromagnético. A Figura (1.16) mostra este resultado. Em FMR, podemos medir diretamente as frequências de precessão, pois, a diferença destas, fornece diretamente o valor do acoplamento bilinear, (caso existam apenas as interações Zeeman e de Acoplamento indireto), ou seja:

$$H_{bl} = \frac{1}{2} \gamma (\omega_A - \omega_O) \quad (1.71)$$

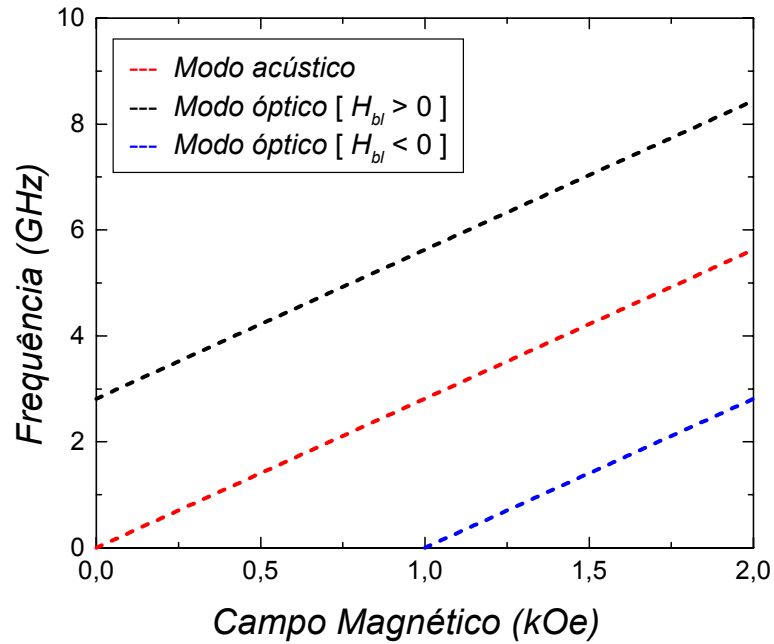


Figura (1.16) : Relação de dispersão para o modo acústico e o modo óptico, com acoplamentos bilinear ferromagnético e antiferromagnético[19]. O valor do acoplamento bilinear foi de  $|H_{bl}| = 0.5kOe$ .

## 1.5 Referências

- [01] E.J. Zavoisky, Phys. URSS **9**, 211 (1945).
- [02] R. L. Cumberow and D. Halliday, Phys. Rev. **70**, 483 (1946).
- [03] R. P. Penrose, Nature **163**, 992 (1947).
- [04] A. Abragam and M. L. H. Pryce, Proc. Roy. Soc. **205A**, 135 (1951).
- [05] F. Bloch, W. W. Hansen and M. Packard, Phys. Rev. **69**, 127 (1946).
- [06] M. Pomerantz, J. C. Slonczewski and E. Spiller, J. Appl. Phys. **61(8)** (1987).
- [07] S. M. Rezende, J. A. S. Moura, F. M. Aguiar, C. A. Santos, W. R. Schreiner and S. R. Teixeira, J. Appl. Phys. **73(10)** (1993).
- [08] J. H. E. Griffiths, Nature **158**, 670(1946).
- [09] C. Kittel, Phys. Rev. **71**, 270(1947).
- [10] C. Kittel, Phys.Rev. **73**,155(1948).
- [11] D. Polder, Phil.Mag. **40**,99(1949).
- [12] J. H. Van Vleck, Phys.Rev. **78**,266(1950).
- [13] L. D. Landau and Lifshitz, Collected Papers of L. D. Landau,eds. Gordon & Breach, New York and Pergamon, Oxford, Cap. 18, p. 101, (1965).
- [14] A. M. Portis, Phys.Rev. **91**,1071(1953).
- [15] M. Weger, Bell Sys. Tech. J. **39**,1013(1960).
- [16] J. O. Artman and P. E. Tannenwald , J. Appl. Phys. **26**, 1124 (1955).
- [17] B. Lax and K. J. Button, Microwave Ferrites and Ferrimagnetics, McGraw-Hill Book Company Inc. , USA (1962).
- [18] C.P. Poole Jr., Electron Spin Resonance, John Wiley & Sons, London (1967).
- [19] C. Chesman, Acoplamentos de Intercâmbio Bilinear e Biquadrático em Tricamadas Metálicas Magnéticas, Tese de Doutorado, Lab. Magn. Mater. Magn., Departamento de Física, UFPE, (1997).
- [20] J. Smit and H. G. Beljers, Philips Res. Rep. **10**, 113 (1955).
- [21] A. Corciovei, G. Costache and D. Vamanu, Ferromagnetic Thin Films, Solid State Series, Vol. 27, eds. H. Ehrenreich, F. Seitz and D. Turnbull, Academic Press Inc., New York (1972).

- [22] S. Chikazumi and S. H. Sharp, *Physics of Magnetism*, Cap. 8, Wiley, New York (1964).
- [23] J. W. Matthews, *Phil. Mag.*, **13**, 1207 (1966).
- [24] W. P. Mason, *Phys. Rev.*, **96**, 302 (1954).
- [25] R. M. Bozorth, *Phys. Rev.*, **96**, 311 (1954).
- [26] L. Néel, *J. Phys. Radium*, **15**, 225 (1954).
- [27] P. E. Wigen and Z. Zhang, *Braz. J. Phys.* **22**, 267 (1992).
- [28] W. H. Meiklejohn and C. P. Bean, *Phys. Rev.* **105**, 904 (1957).
- [29] W. H. Meiklejohn, *J. Appl. Phys.* **33**, 1328 (1962).
- [30] C. P. Bean, *Structure and Properties of Thin Films*, eds. C. Neugebauer, J. Newrik, and D. Vermlyea, Wiley, New York, 1959, pp. 31.
- [31] A. P. Malozemoff, *Phys. Rev. B* **35**, 3679 (1987).
- [32] D. Mauri, H. C. Siegmann, P. S. Bagus and E. J. Kay, *J. Appl. Phys.* **62**, 3047 (1987).
- [33] N. C. Koon, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 4865 (1997).
- [34] T. J. Moran, T. Nogués, D. Lederman and I. K. Schuller, *App. Phys. Lett.* **72**, 617 (1998).
- [35] J. Geshev, L. G. Pereira and J. E. Schmidt, *Phys. Rev. B* **64**, 184411 (2001).
- [36] P. Gruenberg, R. Schreiber, Y. Pang, M. N. Brodsky and H. Sowers, *Phys. Rev. Lett.* **57**, 2442 (1986).
- [37] S. P. S. Parkin, N. More and K. P. Roche, *Phys. Rev. Lett.* **64**, 2304 (1990).
- [38] W. Heisenberg, *Zeitschrift fur Physik* **49**, 619 (1928).
- [39] S. M. Rezende, C. Chesman, M. A. Lucena, A. Azevedo and F. M. de Aguiar, *J. Appl. Phys.* **84**, 958 (1998).
- [40] Z. Zhang, L. Zhou, P. E. Wigen and K. Ounadjela, *Phys. Rev. B* **50**, 6094 (1994).



## Capítulo 02

### Propriedades magnéticas de válvulas de spin

#### 2.1 Introdução e revisão

Na última década, com o desenvolvimento das técnicas de fabricação, tem sido possível obter estruturas magnéticas artificiais que apresentam grandes possibilidades de aplicações tecnológicas. Dentre estas estruturas estão os sensores magneto-resistivos, que são utilizados nos cabeçotes de leitura de discos rígidos. Estes dispositivos podem ser formados por filmes finos ou multicamadas magnéticas. Neste capítulo, vamos apresentar o sensor baseado no dispositivo chamado válvula de spin [01], cuja estrutura mais comum está mostrada na Figura (2.1).

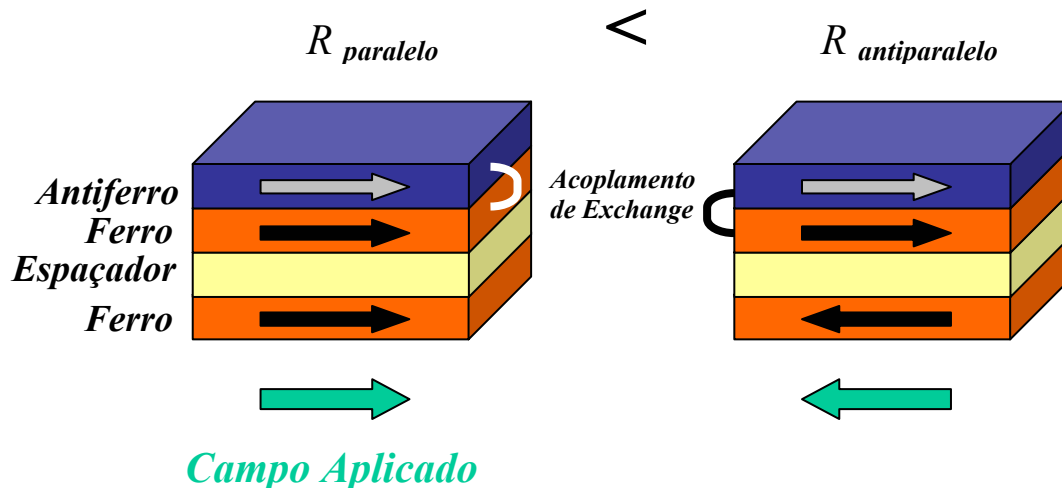


Figura (2.1) : Estruturas de camadas ilustrando um sensor magneto-resistivo tipo válvula de spin convencional.

Essa estrutura corresponde a uma multicamada magnética onde as camadas finas magnéticas e não magnéticas são depositadas seqüencialmente em um substrato, seguindo uma ordem específica. Como mostrado na Fig. (2.1), uma válvula de spin é constituída

basicamente de quatro camadas: duas camadas ferromagnéticas (*Ni*, *Fe*, *NiFe*, *Co*, *CoFe*, etc.), uma camada antiferromagnética (*NiO*, *IrMn*, *FeMn*, etc.) e uma camada não-magnética (*Cu*, *Cr*, etc.). Uma das camadas ferromagnéticas (conhecida como camada presa) está acoplada diretamente à camada antiferromagnética. Estas duas camadas formarão um sistema magnético rígido semelhante a um ímã permanente. Sobre a camada ferromagnética é depositada uma camada de material não-magnético como o cobre, por exemplo, que serve para isolar a camada presa da segunda camada ferromagnética. Sobre o espaçador é colocada uma segunda camada ferromagnética, que será chamada de camada livre, pois sofrerá reversões da magnetização para campos magnéticos relativamente baixos quando comparados aos campos necessários para chavear a camada acoplada ao material antiferromagnético.

Quando esta estrutura é usada em dispositivos de armazenamento de dados, o processo de leitura ocorre por efeito magneto-resistivo. A camada livre se orientará facilmente com o sentido da magnetização da mídia magnética a ser lida, enquanto que, a camada dura manterá o sentido da magnetização fixado pela camada antiferromagnética. Como a resistência elétrica da estrutura depende do alinhamento magnético (magneto-resistência), teremos duas situações, ou seja, camadas magnéticas com alinhamento paralelo ou antiparalelo, indicando a presença de bits 1 e 0. O sistema é chamado de válvula de spin, pois a camada livre funciona como uma válvula, aumentando ou diminuindo a resistência elétrica do dispositivo.

A magneto-resistência é o fenômeno pelo qual a resistividade elétrica  $\rho$  de um metal ou um semicondutor varia com a aplicação de um campo magnético  $\vec{H}$ . A taxa de variação  $\Delta\rho/\Delta H$  depende do material e também do valor de  $\vec{H}$ . Ela é muito maior nos metais ferromagnéticos que nos semicondutores e nos metais não-magnéticos. Além disso, ela pode ser aumentada por fator de até 100 fazendo-se multicamadas de filmes finos metálicos, intercalando metais magnéticos como *Fe*, *Ni*, *Co*, *NiFe*, etc., e metais não-magnéticos, como *Cr*, *Cu*, *Ag*, etc.. O cabeçote magneto-resistivo é constituído apenas de um sensor com alta magneto-resistência, e a sua principal vantagem é poder detectar a magnetização em regiões menores que a dos cabeçotes indutivos convencionais.

Em multicamadas magnéticas de metais de transição (*Fe*, *Ni* e *Co*) este efeito foi descoberto por M. N. Baibich e colaboradores [02]. Nestas multicamadas, a variação observada na resistência foi maior do que 50%, justificando a denominação de magnetoresistência gigante. A origem física deste fenômeno é atribuída aos diferentes mecanismos de espalhamento sofrido pelos elétrons nas interfaces das camadas ferromagnéticas. Quanto mais efetivo for o processo de espalhamento maior será a resistência. Com isto apresentaremos um modelo que fornece um entendimento qualitativo da magnetoresistência em multicamadas magnéticas [03]. A principal característica que o modelo deve realçar, é que a resistência da multicamada deve ser maior para configuração antiparalela do que para a configuração paralela.

Vamos supor a existência de duas correntes, as quais fluem independentemente. Estas seriam devido aos elétrons com spins para-cima (“up”) e para-baixo (“down”). Estes elétrons estão em movimento dentro da multicamada e, portanto, estão sofrendo colisões. Assumimos que o elétron sofre uma colisão de origem magnética quando encontra uma magnetização local oposta ao alinhamento do seu spin, ou seja, o spin do elétron e a magnetização local estão antiparalelos. Quando a magnetização local estiver alinhada com o spin do elétron a colisão de origem magnética não ocorrerá. A Figura (2.2), mostra o comportamento dos elétrons em uma multicamada com ordenamento paralelo (a) e antiparalelo (b).

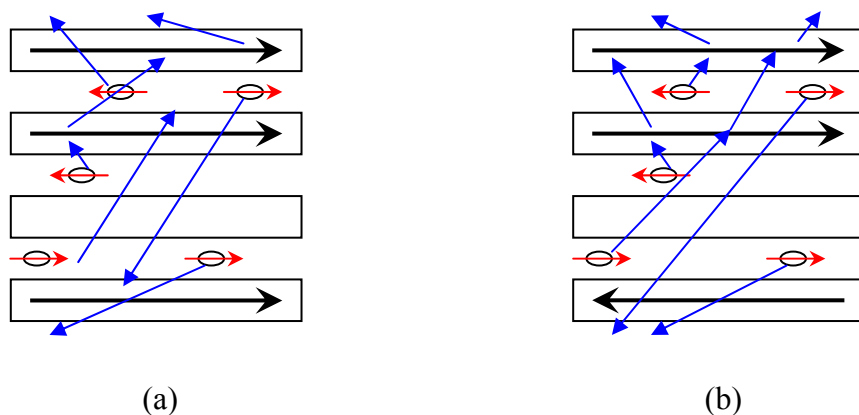


Figura (2.2) : Representação das colisões dos elétrons dentro de uma multicamada magnética.

(a) Ordenamento paralelo. (b) Ordenamento antiparalelo.

No ordenamento antiparalelo, tanto os elétrons “up” e “down” sofrem a mesma taxa de colisão, enquanto que no paralelo apenas “down” sofre colisão. Logo, no ordenamento antiparalelo a resistência é maior do que no ordenamento paralelo. Este modelo sugere que a magneto-resistência é determinada, exclusivamente, pelas posições de equilíbrio das magnetizações. Neste contexto, surge a explicação do nome válvula de spins, pois quando o spin do elétron estiver alinhado com a magnetização local a resistência será menor, ou seja, a válvula está aberta.

Para o efeito válvula de spin, a curva de magneto-resistência é dada de acordo com a Figura (2.3-a), onde podemos verificar a presença de dois sistemas magnéticos, sendo a curva de menor magneto-resistência relativa à camada FM (camada livre), e a curva de maior magneto-resistência relativa à bicamada FM/AF.

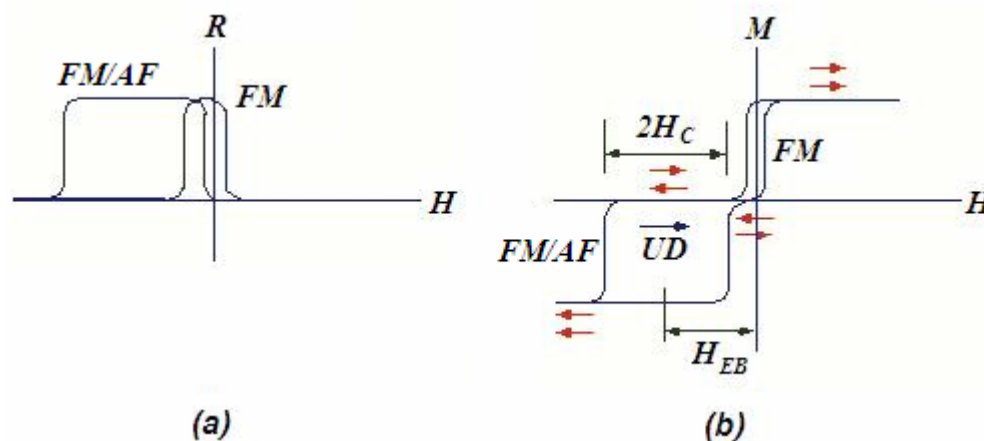


Figura (2.3) : Curvas características de bicamadas magnéticas que apresentam o efeito válvula de spin [04]. (a) Curva de magneto-resistência . (b) Curva de magnetização (histerese).

A Figura (2.3-b), mostra o comportamento da magnetização  $M$  com a variação do campo aplicado  $H$  após o material ter sido saturado. A curva de magnetização relativa à camada FM (camada livre) está centrada na origem, que é um comportamento típico de materiais magneticamente moles, ou seja, materiais que são facilmente magnetizáveis pela aplicação de um campo externo, e facilmente desmagnetizáveis com a retirada deste campo, por isso, eles têm um campo coercivo muito pequeno e, conseqüentemente, um ciclo de histerese bastante estreito. No caso da bicamada FM/AF (camada presa), a curva de

histerese é deslocada da origem devido ao efeito do campo de *exchange-bias*  $H_{EB}$ , e devido ao fato deste material ser magneticamente duro, ele apresenta um alto valor para o campo coercivo  $H_C$ , e portanto, apresenta um ciclo de histerese retangular.

## 2.2 Campo de ressonância - Relação de dispersão

Nesta seção, discutiremos a relação de dispersão para a estrutura de válvula de spin, a qual será usada para interpretar os resultados de FMR. O cálculo consiste, mais uma vez, em resolver a equação de movimento da magnetização. Vários autores têm feitos cálculos similares [05,06,07] para tricamadas com acoplamento indireto. Nesta seção discutiremos a relação de dispersão de uma tricamada onde uma das camadas FM está acoplada a uma camada AF, como mostra a Figura (2.4).

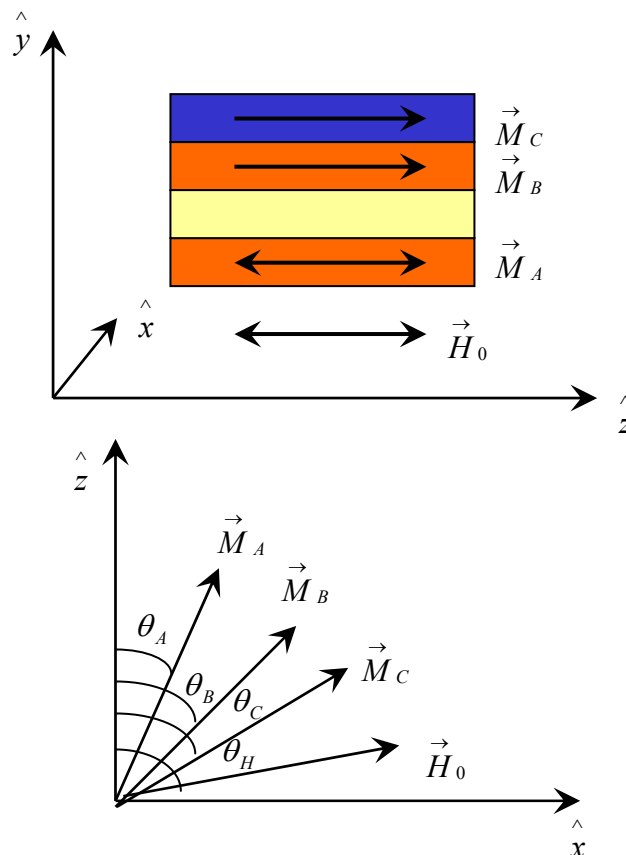


Figura (2.4) : Sistema de coordenadas usado para uma estrutura de válvula de spin.

Estamos considerando duas camadas ferromagnéticas (FM) acopladas, via a camada não-magnética, denotadas por A e B, com magnetizações  $\vec{M}_A$  e  $\vec{M}_B$  e espessuras  $t_A$  e  $t_B$ , respectivamente. Em seguida, temos uma camada antiferromagnética (AF) que chamaremos de C, que está acoplada diretamente à camada B (FM), com magnetização  $\vec{M}_C$  e espessura  $t_C$ , conforme Figura (2.4).

Lembrando que a magnetização para cada filme é dada por:

$$\vec{M}_i = m_{ix} \hat{e}_x + m_{iy} \hat{e}_y + M_{iz} \hat{e}_z, \quad (2.01)$$

onde o índice (  $i = A, B$  e  $C$  ) representa os filmes magnéticos . As componentes do campo magnético efetivo na equação de movimento são expressas por:

$$\vec{H}_{eff_i} = h_{ix} \hat{e}_x + h_{iy} \hat{e}_y + H_{iz} \hat{e}_z, \quad (2.02)$$

que representa o campo magnético externo na direção  $\hat{z}$  e as componentes de rf no plano  $\hat{x}-\hat{y}$ . Substituindo a magnetização e o campo efetivo, equações (2.01) e (2.02)

respectivamente, na equação de movimento  $\frac{d}{dt} \vec{M}_i = -\gamma_i \vec{M}_i \times \vec{H}_{eff_i}$ , e escrevendo somente as componentes não nulas, teremos :

$$\begin{aligned} \frac{dm_{iy}}{dt} &= -\gamma_i (M_{iz} h_{ix} - m_{ix} H_{iz}) \\ \frac{dm_{ix}}{dt} &= -\gamma_i (m_{iy} H_{iz} - M_{iz} h_{iy}) \end{aligned} \quad (2.03)$$

Sendo a equação de movimento expressa em função da energia livre do sistema, cuja relação com o campo efetivo é bem conhecida, sendo dada por  $H_{eff} = -\nabla_M E_t$ , e os campos efetivos  $h_{ix}, h_{iy}$  e  $H_{iz}$  são dados por:

$$h_{ix} = -\frac{\partial E_t}{\partial m_{ix}}, \quad h_{iy} = -\frac{\partial E_t}{\partial m_{iy}} \quad \text{e} \quad H_{iz} = -\frac{\partial E_t}{\partial M_{iz}}. \quad (2.04)$$

Explicitando as equações de movimento para os filmes, é preciso resolver um sistema de seis equações:

**Filme A:**

$$\begin{aligned}\frac{1}{\gamma_A} \frac{dm_{Ay}}{dt} &= \left( M_{Az} \frac{\partial E_t}{\partial m_{Ax}} - m_{Ax} \frac{\partial E_t}{\partial M_{Az}} \right) \\ \frac{1}{\gamma_A} \frac{dm_{Ax}}{dt} &= \left( m_{Ay} \frac{\partial E_t}{\partial M_{Az}} - M_{Az} \frac{\partial E_t}{\partial m_{Ay}} \right)\end{aligned}\quad (2.05)$$

**Filme B:**

$$\begin{aligned}\frac{1}{\gamma_B} \frac{dm_{By}}{dt} &= \left( M_{Bz} \frac{\partial E_t}{\partial m_{Bx}} - m_{Bx} \frac{\partial E_t}{\partial M_{Bz}} \right) \\ \frac{1}{\gamma_B} \frac{dm_{Bx}}{dt} &= \left( m_{By} \frac{\partial E_t}{\partial M_{Bz}} - M_{Bz} \frac{\partial E_t}{\partial m_{By}} \right)\end{aligned}\quad (2.06)$$

**Filme C:**

$$\begin{aligned}\frac{1}{\gamma_C} \frac{dm_{Cy}}{dt} &= \left( M_{Cz} \frac{\partial E_t}{\partial m_{Cx}} - m_{Cx} \frac{\partial E_t}{\partial M_{Cz}} \right) \\ \frac{1}{\gamma_C} \frac{dm_{Cx}}{dt} &= \left( m_{Cy} \frac{\partial E_t}{\partial M_{Cz}} - M_{Cz} \frac{\partial E_t}{\partial m_{Cy}} \right)\end{aligned}\quad (2.07)$$

A forma genérica da energia livre total do sistema por unidade de área pode ser escrita como:

$$E_t = t_A E_A + t_B E_B + E_{\text{int}}^{AB} + E_{\text{int}}^{BC} . \quad (2.08)$$

Sendo:

$$\begin{aligned}E_A &= -t_A \vec{M}_A \cdot \vec{H}_0 + 2\pi (\vec{M}_A \cdot \hat{y})^2 t_A - \frac{t_A K_u^A}{M_A^2} (\vec{M}_A \cdot \hat{z})^2 \\ E_B &= -t_B \vec{M}_B \cdot \vec{H}_0 + 2\pi (\vec{M}_B \cdot \hat{y})^2 t_B - \frac{t_B K_u^B}{M_B^2} (\vec{M}_B \cdot \hat{z})^2 \\ E_{\text{int}}^{AB} &= -J_{bl} \frac{\vec{M}_A \cdot \vec{M}_B}{M_A M_B} \\ E_{\text{int}}^{BC} &= -J_{EB} \frac{\vec{M}_B \cdot \vec{M}_C}{M_B M_C}\end{aligned}\quad (2.09)$$

Onde os filmes A e B são ferromagnéticos (FM) policristalinos, e as contribuições presentes em ambas às energias  $E_A$  e  $E_B$  são: **Zeeman**, **Desmagnetização e Uniaxial**, na ordem em que aparecem na Eq. (2.09). Para a camada antiferromagnética (filme C), as contribuições Zeeman e anisotropia de desmagnetização deste material são nulas, pois esta camada é considerada bastante grossa e também compensada. No caso da interação entre os filmes A e B, que se trata de um acoplamento indireto, pois estão intercalados por um material não-magnético (espaçador), a contribuição para energia  $E_{\text{int}}^{AB}$  é o termo de acoplamento **Bilinear**, pois neste caso estamos desprezando o termo biquadrático. E por fim, a interação entre os filmes B e C, que se trata de um acoplamento FM/AF, onde as camadas magnéticas estão em contato direto, e a anisotropia relevante devido a este tipo de acoplamento é a **unidirecional** ou **exchange-bias**, excepcionalmente neste caso, estamos desprezando os efeitos da energia de parede de domínio do AF, que se torna desprezível na presença de altos campos magnéticos. Portanto a expressão (2.08) assumirá a seguinte forma:

$$\begin{aligned}
 E_t = & -t_A \vec{M}_A \cdot \vec{H}_0 - \frac{t_A K_u^A}{M_A^2} (\vec{M}_A \cdot \hat{z})^2 + 2\pi (\vec{M}_A \cdot \hat{y})^2 t_A - t_B \vec{M}_B \cdot \vec{H}_0 - \\
 & - \frac{t_B K_u^B}{M_B^2} (\vec{M}_B \cdot \hat{z})^2 + 2\pi (\vec{M}_B \cdot \hat{y})^2 t_B - J_{bl} \frac{\vec{M}_A \cdot \vec{M}_B}{M_A M_B} - J_{EB} \frac{\vec{M}_B \cdot \vec{M}_C}{M_B M_C}
 \end{aligned} \quad (2.10)$$

onde o sistema de eixos é mostrado na Figura (2.4).

Para cada filme magnético escreveremos um sistema de coordenadas cartesianas, que denominaremos de sistema de eixo local. O eixo  $\hat{z}$  de cada sistema coincide com a direção de equilíbrio da magnetização, enquanto que os eixos  $\hat{y}$ 's dos sistemas de coordenadas locais estão paralelos entre si e perpendiculares aos filmes. As componentes das magnetizações para este novo sistema de coordenadas são definidas por:  $m_{ix} = M_{iz_i} \sin \theta_i + m_{ix_i} \cos \theta_i$ ,  $m_{iy} = m_{iy}$  e  $M_{iz} = M_{iz_i} \cos \theta_i - m_{ix_i} \sin \theta_i$  [06]. Logo, a expressão para energia magnética total (2.10) em coordenadas esféricas, assumirá a forma:



$$\begin{aligned}
 E_t = & -t_A H_0^A [M_{Az} \cos(\theta_A - \theta_H) - m_{Ax} \sin(\theta_A - \theta_H)] - \frac{t_A k_u^A}{M_{Az}^2} [M_{Az}^2 \cos^2 \theta_A - 2M_{Az} m_{Ax} \cos \theta_A \sin \theta_A + \\
 & m_{Ax}^2 \sin^2 \theta_A] + 2\pi m_{Ay} t_A - t_B H_0^B [M_{Bz} \cos(\theta_B - \theta_H) - m_{Bx} \sin(\theta_B - \theta_H)] - \frac{t_B k_u^B}{M_{Bz}^2} [M_{Bz}^2 \cos^2 \theta_B - \\
 & - 2M_{Bz} m_{Bx} \cos \theta_B \sin \theta_B + m_{Bx}^2 \sin^2 \theta_B] + 2\pi m_{By} t_B - \frac{J_{bl}}{M_{AZ} M_{BZ}} [M_{AZ} M_{BZ} \cos(\theta_A - \theta_B) + m_{Ax} m_{Bx} * \\
 & * \cos(\theta_A - \theta_B) + m_{Ay} m_{By} - m_{Ax} M_{BZ} \sin(\theta_A - \theta_B) + M_{AZ} m_{Bx} \sin(\theta_A - \theta_B)] - \frac{J_{EB}}{M_{BZ} M_{CZ}} [M_{BZ} M_{CZ} * \\
 & * \cos(\theta_B - \theta_C) + m_{Bx} m_{Cx} \cos(\theta_B - \theta_C) + m_{By} m_{Cy} - m_{Bx} M_{CZ} \sin(\theta_B - \theta_C) + M_{BZ} m_{Cx} \sin(\theta_B - \theta_C)].
 \end{aligned} \tag{2.11}$$

Conseqüentemente, os campos efetivos para cada camada magnética, que são dados por (2.04), serão:

#### Filme A:

$$\begin{aligned}
 h_{AX} = & -\frac{\partial E_T}{\partial m_{AX}} = -t_A H_0^A \sin(\theta_A - \theta_H) + \frac{t_A k_u^A}{M_{AZ}^2} [-2M_{AZ} \cos \theta_A \sin \theta_A + 2m_{Ax} \sin^2 \theta_A] + \\
 & + \frac{J_{bl}}{M_{AZ} M_{BZ}} [m_{Bx} \cos(\theta_A - \theta_B) - M_{BZ} \sin(\theta_A - \theta_B)] \\
 h_{AY} = & -\frac{\partial E_T}{\partial m_{AY}} = -4\pi m_{Ay} t_A + \frac{J_{bl}}{M_{AZ} M_{BZ}} m_{By} \\
 H_{AZ} = & -\frac{\partial E_T}{\partial M_{AZ}} = t_A H_0^A \sin(\theta_A - \theta_H) + \frac{t_A k_u^A}{M_{AZ}^2} [2M_{AZ} \cos^2 \theta_A - 2m_{Ax} \cos \theta_A \sin \theta_A] + \\
 & + \frac{J_{bl}}{M_{AZ} M_{BZ}} [M_{BZ} \cos(\theta_A - \theta_B) + m_{Bx} \sin(\theta_A - \theta_B)]
 \end{aligned} \tag{2.12}$$

#### Filme B:

$$\begin{aligned}
 h_{BX} = & -\frac{\partial E_T}{\partial m_{BX}} = -t_B H_0^B \sin(\theta_B - \theta_H) + \frac{t_B k_u^B}{M_{BZ}^2} [-2M_{BZ} \cos \theta_B \sin \theta_B + 2m_{Bx} \sin^2 \theta_B] + \\
 & + \frac{J_{bl}}{M_{AZ} M_{BZ}} [m_{Ax} \cos(\theta_A - \theta_B) + M_{AZ} \sin(\theta_A - \theta_B)] + \frac{J_{EB}}{M_{BZ} M_{CZ}} [m_{Cx} \cos(\theta_B - \theta_C) - M_{CZ} \sin(\theta_B - \theta_C)] \\
 h_{BY} = & -\frac{\partial E_T}{\partial m_{BY}} = -4\pi m_{By} t_B + \frac{J_{bl}}{M_{AZ} M_{BZ}} m_{Ay} + \frac{J_{EB}}{M_{BZ} M_{CZ}} m_{Cy} \\
 H_{BZ} = & -\frac{\partial E_T}{\partial M_{BZ}} = t_B H_0^B \cos(\theta_B - \theta_H) + \frac{t_B k_u^B}{M_{BZ}^2} [2M_{BZ} \cos^2 \theta_B - 2m_{Bx} \cos \theta_B \sin \theta_B] + \\
 & + \frac{J_{bl}}{M_{AZ} M_{BZ}} [M_{AZ} \cos(\theta_A - \theta_B) - m_{Ax} \sin(\theta_A - \theta_B)] + \frac{J_{EB}}{M_{BZ} M_{CZ}} [M_{CZ} \cos(\theta_B - \theta_C) + m_{Cx} \sin(\theta_B - \theta_C)]
 \end{aligned} \tag{2.13}$$

**Filme C:**

$$\begin{aligned}
 h_{CX} &= -\frac{\partial E_T}{\partial m_{CX}} = \frac{J_{EB}}{M_{BZ}M_{CZ}} [m_{BX} \cos(\theta_B - \theta_C) + M_{BZ} \sin(\theta_B - \theta_C)] \\
 h_{CY} &= -\frac{\partial E_T}{\partial m_{CY}} = \frac{J_{EB}}{M_{BZ}M_{CZ}} m_{BY} \\
 H_{CZ} &= -\frac{\partial E_T}{\partial M_{CZ}} = \frac{J_{EB}}{M_{BZ}M_{CZ}} [M_{BZ} \cos(\theta_B - \theta_C) - m_{BX} \sin(\theta_B - \theta_C)]
 \end{aligned} \tag{2.14}$$

Observando as componentes dos campos efetivos do acoplamento bilinear, constatamos que as componentes de rf do campo efetivo do filme A apresentam contribuições das componentes de rf da magnetização do filme B. Ou melhor, a magnetização do filme B dá origem a um campo que interage com a magnetização do filme A. O mesmo acontecendo com as componentes dos campos efetivos do acoplamento direto (*exchange*) entre os filmes B e C. Este é o acoplamento entre as componentes de rf dos campos e da magnetização, que não fica evidente quando o problema é tratado pelo método da formulação da energia, pois apenas calculamos as derivadas da energia magnética com relação aos ângulos. Este método é mais intuitivo do ponto de vista físico, pois percebemos o sentido físico da precessão, que é o movimento das componentes de rf da magnetização.

Substituindo estes campos efetivos nas respectivas expressões (2.05), (2.06) e (2.07), e eliminando os termos constantes (independentes do tempo) e os termos que são de segunda ordem nas componentes de rf da magnetização (termos que são o produto de duas, ou mais componentes de rf), teremos como resultado, para cada filme, as expressões abaixo:

**Filme A:**

$$\begin{aligned}
 \frac{1}{\gamma_A} \frac{d}{dt} m_{AX} &= -t_A m_{AY} H_0^A \cos(\theta_A - \theta_H) - \frac{2t_A k_u^A}{M_{AZ}} m_{AY} \cos^2 \theta_A - \frac{J_{bl}}{M_{AZ}} m_{AY} \cos(\theta_A - \theta_B) - \\
 &- 4\pi t_A M_{AZ} m_{AY} + \frac{J_{bl}}{M_{BZ}} m_{BY} \\
 \frac{1}{\gamma_A} \frac{d}{dt} m_{AY} &= -\frac{2t_A k_u^A}{M_{AZ}} m_{AX} \sin^2 \theta_A - \frac{J_{bl}}{M_{BZ}} m_{BX} \cos(\theta_A - \theta_B) + t_A m_{AX} H_0^A \cos(\theta_A - \theta_H) + \\
 &+ \frac{2t_A k_u^A}{M_{AZ}} m_{AX} \cos^2 \theta_A + \frac{J_{bl}}{M_{AZ}} m_{AX} \cos(\theta_A - \theta_B)
 \end{aligned} \tag{2.15}$$

**Filme B:**

$$\begin{aligned}
 \frac{1}{\gamma_B} \frac{d}{dt} m_{BX} &= -t_B m_{BY} H_0^B \cos(\theta_B - \theta_H) - \frac{2t_B k_u^B}{M_{BZ}} m_{BY} \cos^2 \theta_B - \frac{J_{bl}}{M_{BZ}} m_{BY} \cos(\theta_A - \theta_B) - \\
 &- 4\pi_B M_{BZ} m_{BY} + \frac{J_{bl}}{M_{AZ}} m_{AY} + \frac{J_{EB}}{M_{CZ}} m_{CY} - \frac{J_{EB}}{M_{BZ}} m_{BY} \cos(\theta_B - \theta_C) \\
 \frac{1}{\gamma_B} \frac{d}{dt} m_{BY} &= t_B m_{BX} H_0^B \cos(\theta_B - \theta_H) + \frac{2t_B k_u^B}{M_{BZ}} m_{BX} \cos^2 \theta_B + \frac{J_{bl}}{M_{BZ}} m_{BX} \cos(\theta_A - \theta_B) + \\
 &+ \frac{J_{EB}}{M_{BZ}} m_{BX} \cos(\theta_B - \theta_C) - \frac{J_{bl}}{M_{AZ}} m_{AX} \cos(\theta_A - \theta_B) - \frac{J_{EB}}{M_{CZ}} m_{CX} \cos(\theta_B - \theta_C) - \frac{2t_B k_u^B}{M_{BZ}} m_{BX} \sin^2 \theta_B
 \end{aligned} \tag{2.16}$$

**Filme C:**

$$\begin{aligned}
 \frac{1}{\gamma_C} \frac{d}{dt} m_{CX} &= \frac{J_{EB}}{M_{BZ}} m_{BY} - \frac{J_{EB}}{M_{CZ}} m_{CY} \cos(\theta_B - \theta_C) \\
 \frac{1}{\gamma_C} \frac{d}{dt} m_{CY} &= \frac{J_{EB}}{M_{CZ}} m_{CX} \cos(\theta_B - \theta_C) - \frac{J_{EB}}{M_{BZ}} m_{BX} \cos(\theta_B - \theta_C)
 \end{aligned} \tag{2.17}$$

As equações de movimento têm como solução:

$$m_{iX} = m_{iX}^0 e^{-i\omega t} \text{ e } m_{iY} = m_{iY}^0 e^{-i\omega t}. \tag{2.18}$$

Logo, resolvendo as equações (2.15), (2.16) e (2.17) e usando as magnetizações por unidade de área [06],  $m_{iX}^{\text{área}} = t_i m_{iX}$  e  $m_{iY}^{\text{área}} = t_i m_{iY}$ , agruparemos todos os campos efetivos, de forma que:

$$\begin{pmatrix}
 -H_1 & \frac{i\omega}{t_A \gamma_A} & H_2 & 0 & 0 & 0 \\
 \frac{i\omega}{t_A \gamma_A} & H_3 & 0 & -H_4 & 0 & 0 \\
 H_6 & 0 & -H_5 & \frac{i\omega}{t_B \gamma_B} & H_7 & 0 \\
 0 & -H_9 & \frac{i\omega}{t_B \gamma_B} & H_8 & 0 & -H_{10} \\
 0 & 0 & H_{12} & 0 & -H_{11} & \frac{i\omega}{t_C \gamma_C} \\
 0 & 0 & 0 & -H_{13} & \frac{i\omega}{t_C \gamma_C} & H_{14}
 \end{pmatrix}
 \begin{pmatrix}
 m_{AY}^{área} \\
 m_{AX}^{área} \\
 m_{BY}^{área} \\
 m_{BX}^{área} \\
 m_{CY}^{área} \\
 m_{CX}^{área}
 \end{pmatrix}
 = 0 \quad (2.19)$$

onde:

$$H_1 = H_0^A \cos(\theta_A - \theta_H) + \frac{2k_u^A}{M_A} \cos^2 \theta_A + 4\pi M_A + \frac{J_{bl}}{t_A M_A} \cos(\theta_A - \theta_B)$$

$$H_2 = \frac{J_{bl}}{t_B M_B}$$

$$H_3 = H_0^A \cos(\theta_A - \theta_H) + \frac{2k_u^A}{M_A} \cos(2\theta_A) + \frac{J_{bl}}{t_A M_A} \cos(\theta_A - \theta_B)$$

$$H_4 = \frac{J_{bl}}{t_B M_B} \cos(\theta_A - \theta_B)$$

$$H_5 = H_0^B \cos(\theta_B - \theta_H) + 4\pi M_B + \frac{2k_u^B}{M_B} \cos^2 \theta_B + \frac{J_{bl}}{t_B M_B} \cos(\theta_A - \theta_B) + \frac{J_{EB}}{t_B M_B} \cos(\theta_B - \theta_C)$$

$$H_6 = \frac{J_{bl}}{t_A M_A}$$

$$H_7 = \frac{J_{EB}}{t_C M_C}$$

$$H_8 = H_0^B \cos(\theta_B - \theta_H) + \frac{2k_u^B}{M_B} \cos 2\theta_B + \frac{J_{bl}}{t_B M_B} \cos(\theta_A - \theta_B) + \frac{J_{EB}}{t_B M_B} \cos(\theta_B - \theta_C)$$

$$H_9 = \frac{J_{bl}}{t_A M_A} \cos(\theta_A - \theta_B)$$

$$H_{10} = H_{11} = H_{14} = \frac{J_{EB}}{t_C M_C} \cos(\theta_B - \theta_C)$$

$$H_{12} = \frac{J_{EB}}{t_B M_B}$$

$$H_{13} = \frac{J_{EB}}{t_B M_B} \cos(\theta_B - \theta_C)$$

Portanto, os autovalores da matriz (2.19) representam as soluções da relação de dispersão. Onde, estamos considerando que a espessura do material antiferromagnético é infinitamente maior do que a espessura do ferromagnético ( $t_C \gg t_A, t_B$ ) [08]. Fazendo as devidas aproximações, e após alguns passos algébricos, encontramos a solução analítica:

$$\frac{\omega^4}{t^4 \gamma^4} - \frac{\omega^2}{t^2 \gamma^2} a_0 - b_0 = 0. \quad (2.20)$$

Onde estamos considerando  $t_A = t_B = t$  e  $\gamma_A = \gamma_B = \gamma$ . E os respectivos valores de  $a_0$  e  $b_0$  são dados por:

$$\begin{aligned} a_0 = & [H_{bl(A)}^2 \cdot H_{bl(B)}^2 \cos^2(\theta_A - \theta_B) + 1]^{-1} \cdot \{ [H_0^A \cos(\theta_A - \theta_H) + H_U^A \cos^2 \theta_A + 4\pi M_A + H_{bl(A)} \cos(\theta_A - \theta_B)], \\ & [H_0^A \cos(\theta_A - \theta_H) + H_U^A \cos 2\theta_A + H_{bl(A)} \cos(\theta_A - \theta_B)] + H_{bl(B)} \cdot H_{bl(A)} \cos(\theta_A - \theta_B) + [H_0^B \cos(\theta_B - \theta_H) + \\ & + H_U^B \cos 2\theta_B + H_{bl(B)} \cos(\theta_A - \theta_B)]. [H_0^B \cos(\theta_B - \theta_H) + 4\pi M_B + H_U^B \cos^2 \theta_B + H_{bl(B)} \cos(\theta_A - \theta_B) + \\ & + H_{EB} \cos(\theta_B - \theta_C) - \frac{H_{EB}}{\cos(\theta_B - \theta_C)} (H_0^A \cos(\theta_A - \theta_H) + H_U^A \cos^2 \theta_A + 4\pi M_A + H_{bl(A)} \cos(\theta_A - \theta_B))] \} \\ b_0 = & [H_{bl(A)}^2 \cdot H_{bl(B)}^2 \cos^2(\theta_A - \theta_B) + 1]^{-1} \cdot \{ [H_{bl(B)} H_{bl(A)} \cos^2(\theta_A - \theta_B) - (H_0^A \cos(\theta_A - \theta_H) + H_U^A \cos 2\theta_A) + \\ & + H_{bl(A)} \cos(\theta_A - \theta_B)]. (H_0^B \cos(\theta_B - \theta_H) + H_U^B \cos 2\theta_B) + H_{bl(B)} \cos(\theta_A - \theta_B)]. [(H_0^A \cos(\theta_A - \theta_H) + \\ & + H_U^A \cos^2 \theta_A + 4\pi M_A + H_{bl(A)} \cos(\theta_A - \theta_B)). (H_0^B \cos(\theta_B - \theta_H) + 4\pi M_B + H_U^B \cos^2 \theta_B + H_{bl(B)} \cos(\theta_A - \theta_B) + \\ & + H_{EB} \cos(\theta_B - \theta_C)) - H_{bl(A)} H_{bl(B)} - \frac{H_{EB}}{\cos(\theta_B - \theta_C)} (H_0^A \cos(\theta_A - \theta_H) + H_U^A \cos^2 \theta_A + 4\pi M_A + H_{bl(A)} \cos(\theta_A - \theta_B))] \} \end{aligned}$$

É comum escrever a energia do sistema em termos dos campos efetivos de cada interação. Desta forma, todas as interações terão as mesmas unidades e com isto é possível verificar diretamente a intensidade relativa de cada interação. Onde os campos são definidos por (ver capítulo 01):

$$H_U^A = \frac{2k_u^A}{M_A}, \quad H_U^B = \frac{2k_u^B}{M_B}, \quad H_{bl(A)} = \frac{J_{bl}}{t_A M_A}, \quad H_{bl(B)} = \frac{J_{bl}}{t_B M_B} \quad \text{e} \quad H_{EB} = \frac{J_{EB}}{t_B M_B} \quad (2.21)$$

Uma observação importante é que, a espessura do material espaçador é uma das grandezas relevantes no estudo das válvulas de spin, pois com esta controlamos a

intensidade do acoplamento entre as camadas ferromagnéticas. Porém, neste tratamento a espessura não aparece explicitamente, uma vez que, o campo efetivo bilinear é que depende da espessura.

Com o resultado da equação (2.20), podemos determinar o campo de ressonância ferromagnética, quando a frequência de ressonância é fixa. Um programa FORTRAN (Ver Apêndice) foi montado para executar esta tarefa. Este programa primeiramente encontra as posições de equilíbrio das magnetizações e depois variando o campo externo numericamente, obtém os zeros da função:

$$F(H_0) = \left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2 + \frac{1}{2}a_0 \pm \sqrt{\frac{1}{4}a_0^2 - b_0} \quad (2.22)$$

que é solução da equação (2.20), tal que  $a_0 = a_0(H_0)$  e  $b_0 = b_0(H_0)$ , que também pode ser escrita da seguinte forma:

$$\begin{aligned} \left(\frac{\omega}{\gamma}\right)_+^2 &= -\frac{1}{2}a_0 + \sqrt{\frac{1}{4}a_0^2 - b_0} \\ \left(\frac{\omega}{\gamma}\right)_-^2 &= -\frac{1}{2}a_0 - \sqrt{\frac{1}{4}a_0^2 - b_0} \end{aligned} \quad (2.23)$$

Das relações de dispersão (2.23), com uma frequência fixa, podemos calcular o campo de ressonância em função da posição angular da amostra da válvula de spin, verificando assim os dois modos existentes, tanto o da camada presa, como o da camada livre.

Na Figura (2.5), são mostrados os dois modos existentes na amostra de válvula de spin, onde os parâmetros usados nas simulações numéricas foram:  $H_U^A = 0.0$  Oe,  $H_U^B = 35$  Oe,  $4\pi M_{eff}^A = 7.79$  kOe,  $4\pi M_{eff}^B = 14.6$  kOe,  $H_{EB} = 60$  Oe e o campo de acoplamento bilinear  $H_{bl}$  foi variado de 0 a 200 Oe.

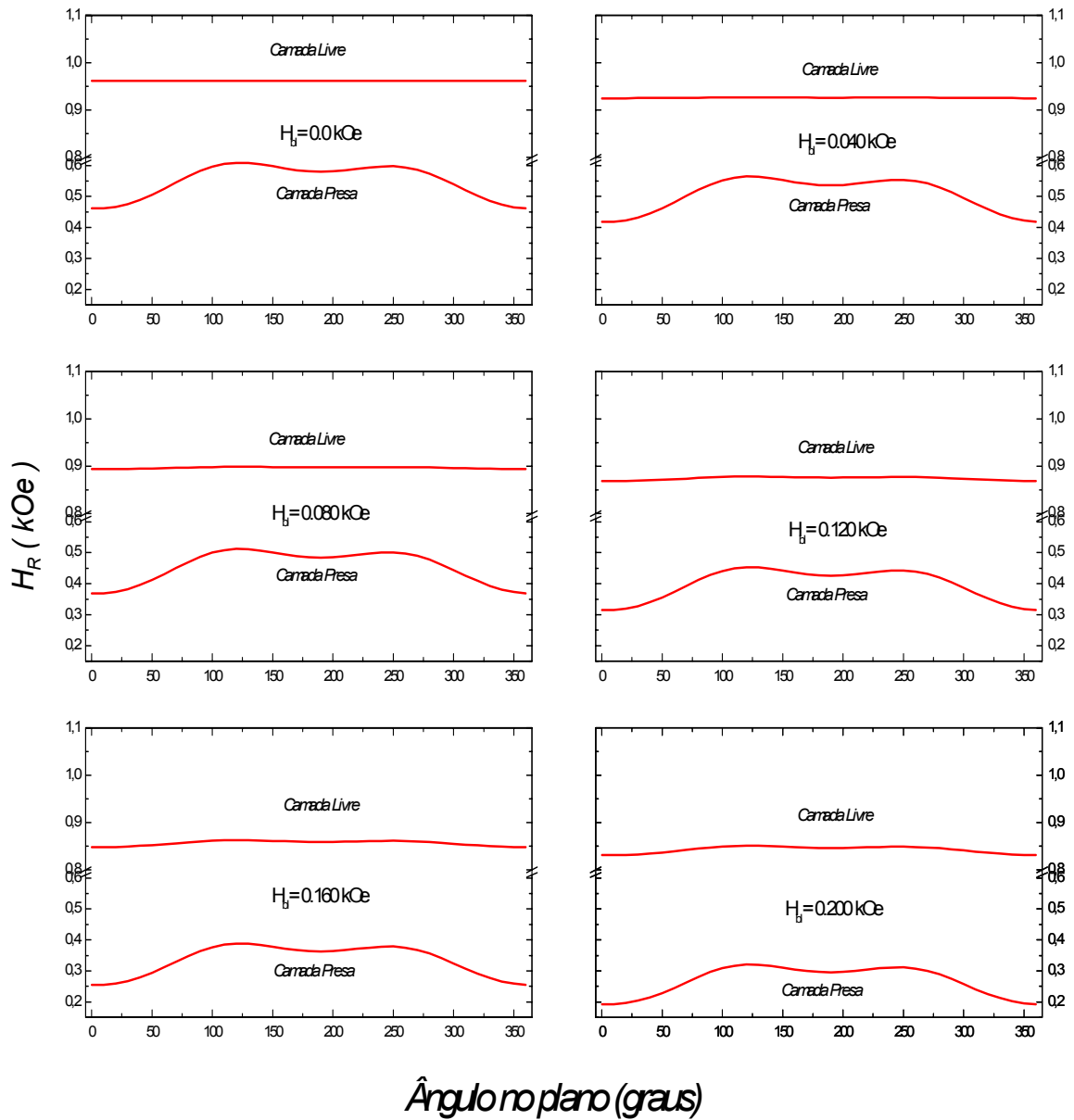


Figura (2.5) : Dependência angular do campo de ressonância para a estrutura da válvula de spin com o uso da expressão (2.20). Os parâmetros fixados foram:  $H_U^A = 0.0$  Oe,  $H_U^B = 35.0$  Oe,  $4\pi M_{eff}^A = 7.79$  kOe,  $4\pi M_{eff}^B = 14.6$  kOe,  $H_{EB} = 60.0$  Oe e  $H_{bl}$  variando de 0 a 200 Oe.

Portanto, com as medidas de FMR e a teoria apresentada nesta seção, podemos determinar os valores dos campos efetivos que compõem a energia magnética da estrutura da válvula de spin.

Um fenômeno bastante interessante que acontece quando variamos o campo de acoplamento bilinear, é o surgimento de um campo de *exchange-bias* na camada livre, que estamos denominando de *exchange-bias induzido*  $H_{EB,I}$ , este campo aumenta à medida que aumentamos o campo de acoplamento bilinear  $H_{bl}$  (ver Figura 2.5). E outro fato bastante curioso é que, à medida que este campo de *exchange-bias induzido* aumenta, o campo de *exchange-bias*  $H_{EB}$  originário da bicamada FM/AF (camada presa) diminui proporcionalmente (ver Figura 2.6), ou seja, indicando uma possível conservação do campo de *exchange-bias* na estrutura da válvula de spin. Nos resultados experimentais, onde todos os ajustes numéricos foram realizados com o uso deste programa, não foi possível a verificação desta possível conservação, apenas com novas medidas em novas estruturas de válvulas de spin será possível confirmar este fenômeno.

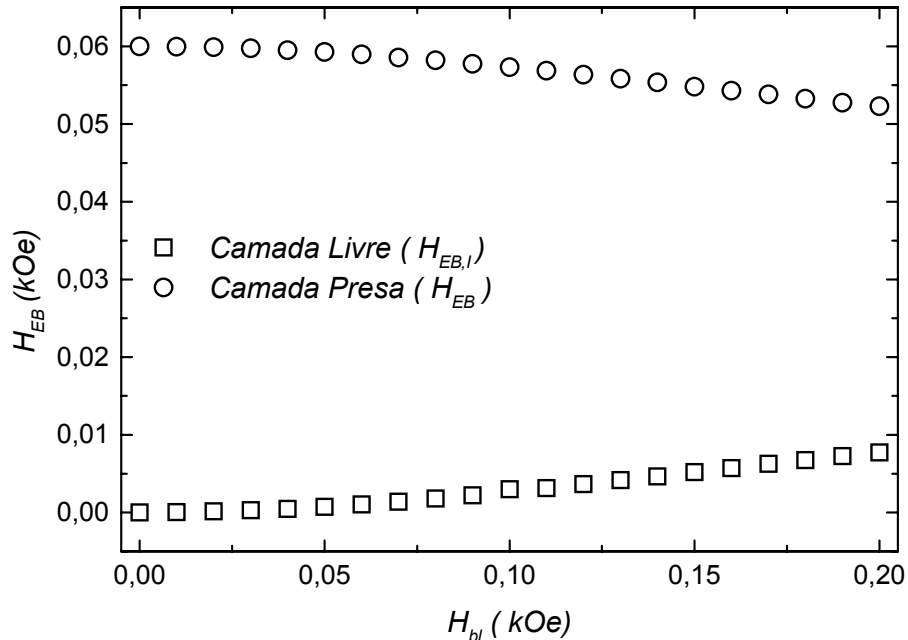


Figura (2.6) : Dependência dos campos de exchange-bias  $H_{EB}$  (camada presa) e exchange-bias induzido  $H_{EB,I}$  (camada livre) com relação ao campo de acoplamento bilinear  $H_{bl}$ . Os parâmetros usados foram os mesmos usados na Figura (05).



## 2.3 Resultados experimentais

Nesta seção serão apresentados os principais resultados da investigação experimental das propriedades magnéticas da válvula de spin, onde faremos uma conexão destes resultados com a teoria apresentada para estas estruturas. Para estudar as propriedades dinâmicas das estruturas de válvulas de spin, foi crescida a série de amostras  $NiO(900\text{Å})/Py(100\text{ Å})/Cu(t_{cu})/Py(100\text{Å})/Cu(45\text{Å})$ , com a espessura do cobre,  $t_{cu}$ , variando entre 90 Å e 360 Å, e mantendo fixa as espessuras do óxido de níquel ( $NiO$ ) e do permalloy ( $Py$ ), conforme mostra Figura (2.7). Os filmes foram depositados por *magnetron sputtering* sobre substratos monocristalinos de  $Si(001)$ , nos laboratórios do Departamento de Física da UFPE. Os filmes de  $Cu$  servem de espaçador e camada de proteção, pois este material não apresenta propriedades magnéticas.

<b><i>Cobre (45Å)</i></b>	<i>camada protetora</i>
<b><i>Py (100Å)</i></b>	<i>ferromagnético</i>
<b><i>Cobre(90Å ≤ <math>t_{cu}</math> ≤ 360Å)</i></b>	<i>espaçador</i>
<b><i>Py (100Å)</i></b>	<i>ferromagnético</i>
<b><i>NiO (900Å)</i></b>	<i>antiferromagnético</i>
<b><i>Si(001)</i></b>	<i>substrato</i>

Figura (2.7) : Estrutura das válvulas de spin estudadas nesta dissertação.

O espectrômetro de ressonância ferromagnética utilizado foi montado no próprio grupo de magnetismo do DF-UFPE. A sua estrutura completa está discutida no capítulo 01. Neste tipo de espectrômetro medimos o campo de ressonância, onde ocorre a absorção da microonda pela amostra. Na verdade, verificamos a derivada desta absorção. Quando desejamos medir as anisotropias de filmes finos, é primordial termos a possibilidade de variar a posição da amostra com relação ao campo magnético. Para isto um goniômetro foi colocado na cavidade e com este foi possível girar a amostra no próprio plano de  $360^0$ , com relação ao campo magnético externo. As medidas de FMR foram feitas à temperatura

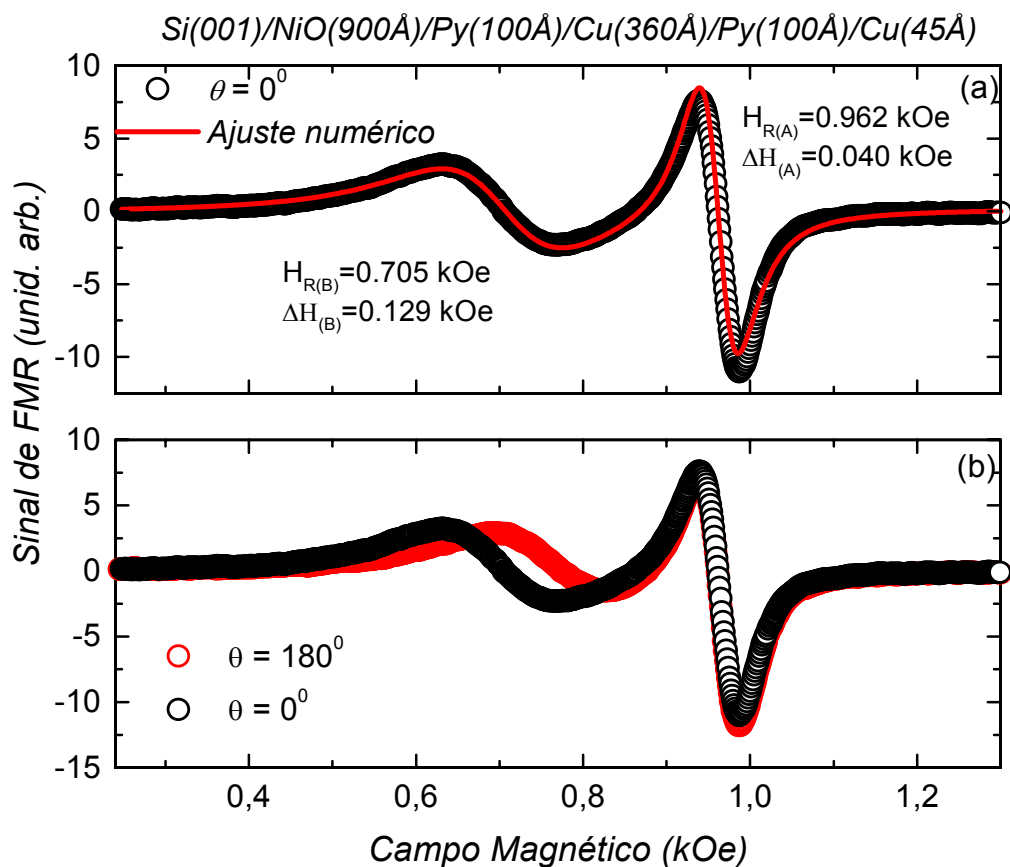
ambiente, e a cavidade usada tem um formato retangular e opera em **8,6 GHz** no modo TE<sub>102</sub>.

Os espectros de FMR com o campo magnético aplicado no plano da amostra apresentam dois modos de absorção, como podemos ver na Figura (2.8-a), indicando a presença de dois sistemas magnéticos diferentes. O ajuste numérico para este espectro foi feito com o uso da derivada da função Lorentziana (*dupla*) dada abaixo:

$$F' = \frac{C_1(H_{R(A)} - H_0)}{[(H_{R(A)} - H_0)^2 + \Delta H_{(A)}^2]^2} + \frac{C_2(H_{R(B)} - H_0)}{[(H_{R(B)} - H_0)^2 + \Delta H_{(B)}^2]^2} + C_3H + C_4 \quad (2.24)$$

Onde  $C_1$ ,  $C_2$ ,  $C_3$  e  $C_4$  são constantes,  $H_{R(A)}$  e  $H_{R(B)}$  são os campo de ressonância das camadas A e B e,  $\Delta H_{(A)}$  e  $\Delta H_{(B)}$  são as largura de linha de ressonância das camadas A e B, respectivamente.

Todas as medidas foram ajustadas para que o menor campo de ressonância correspondesse à posição de zero grau angular, pois não se conhece, a priori, direção da anisotropia uniaxial. De acordo com ajuste numérico realizado com o uso da função Lorentziana (*dupla*) dada pela expressão (2.24), pode se calcular os valores para o campo de ressonância e largura de linha ferromagnética. O modo de absorção mais intenso medido para a amostra *Si(001)/NiO(900Å)/Py(100Å)/Cu(360Å)/Py(100Å)/Cu(45Å)*, corresponde a  $H_{R(A)} = 0.962$  kOe e  $\Delta H_{(A)} = 0.040$  kOe. E para o modo de absorção menos intenso os valores encontrados foram,  $H_{R(B)} = 0.705$  kOe e  $\Delta H_{(B)} = 0.129$  kOe. Os dois modos do espectro de absorção de FMR da válvula de spin mostrado na Fig (2.8), podem ser interpretados como devido à existência de dois sistemas magnéticos diferentes presentes neste tipo de estrutura.



**Figura (2.8) :** Espectro de FMR de uma das válvulas de spin estudadas nesta dissertação mostrando a presença de dois modos de absorção. (a) Ajuste numérico de acordo com a expressão (2.24). (b) Superposição dos modos de FMR relativos aos ângulos  $0^\circ$  e  $180^\circ$ , onde o modo menos intenso corresponde ao sistema formado pela bicamada FM/AF (camada presa B), e o modo mais intenso corresponde à camada livre A ferromagnética.

Com o objetivo de identificar os modos de ressonância destes sistemas, foi feita uma superposição de dois espectros relativos aos ângulos  $0^\circ$  e  $180^\circ$ . A Fig. (2.8-b) mostra um pequeno deslocamento do campo de ressonância do modo menos intenso, enquanto o campo de ressonância do modo mais intenso mantém seu valor fixo. Isto pode ser entendido de uma maneira bastante simples, ou seja, devido ao fato do modo mais intenso não variar nas posições angulares  $0^\circ$  e  $180^\circ$ , isto indica que este modo corresponde a um filme magnético que não apresenta anisotropia. Isto é típico de materiais ferromagnéticos policristalinos que não possuem anisotropia uniaxial. No caso em estudo, corresponde à camada livre de  $Fe_{19}Ni_{81}(100\text{Å})$  (Permalloy) como mostrado na Figura (2.7). E no caso do

modo de menor absorção, o seu deslocamento é devido ao fato do material ferromagnético  $Fe_{19}Ni_{81}(100\text{Å})$  (Permalloy) estar em contato direto com o material antiferromagnético  $NiO(900\text{Å})$  (óxido de níquel), conforme mostra a Figura (2.7). Este contato dá origem a uma interação de intercâmbio que, em nível atômico, induz o aparecimento de uma anisotropia unidirecional, como foi discutido no capítulo anterior. O campo de interação entre os meios FM/AF, chamado de *Exchange-Bias*  $H_{EB}$ , tem sido caracterizado por diversas técnicas experimentais, e um dos fatos verificados é o de que diferentes técnicas experimentais produzem diferentes valores para  $H_{EB}$  [09].

Na Figura (2.9), mostramos a dependência angular do campo de ressonância ferromagnética para quatro estruturas, tipo válvula de spin, mostrada na Figura (2.7), onde variamos a espessura da camada de cobre (espaçador não-magnético) na seguinte seqüência: 90 Å, 180 Å, 270 Å e 360 Å.

Na Figura (2.9-a), a espessura da camada de cobre usada foi de  $t_{cu} = 90 \text{ Å}$ , as duas camadas de  $Fe_{19}Ni_{81}$  (Permalloy) estão acopladas, possivelmente devido ao acoplamento indireto mediado pelo cobre, o campo de acoplamento bilinear é dado por  $H_{bl} = 60.0 \text{ Oe}$ , enquanto que o campo de *exchange-bias* devido ao acoplamento FM/AF é praticamente nulo, ou seja,  $H_{EB} = 3.0 \text{ Oe}$ . Podemos perceber claramente que os dois filmes FM possuem eixos de anisotropia na mesma direção. À medida que aumentamos a espessura do cobre, conforme Figura (2.9-b), onde a espessura do cobre agora é da ordem de  $t_{cu} = 180 \text{ Å}$ , o acoplamento diminui,  $H_{bl} = 52.0 \text{ Oe}$ , possivelmente por causa do espalhamento difuso na camada de cobre que reduz o fluxo de elétrons polarizados transmitidos de uma camada ferromagnética para outra, e conseqüentemente, o campo de *exchange-bias* aumenta,  $H_{EB} = 5.0 \text{ Oe}$ . A partir da Figura (2.9-c), onde  $t_{cu} = 270 \text{ Å}$ , à medida que o campo de acoplamento bilinear  $H_{bl}$  diminui,  $H_{bl} = 23.0 \text{ Oe}$ , notamos um aumento considerável do campo de *exchange-bias*,  $H_{EB} = 21.0 \text{ Oe}$ , devido ao sistema formado pela bicamada  $Fe_{19}Ni_{81}/NiO$ , onde podemos perceber claramente uma competição entre estes dois tipos de acoplamentos.

No momento em que o acoplamento bilinear entre as camadas ferromagnéticas é mínimo,  $H_{bl} = 0.0 \text{ Oe}$ , onde a espessura do cobre agora é da ordem de  $t_{cu} = 360 \text{ Å}$ , o campo de *exchange-bias* é relativamente alto,  $H_{EB} = 34.0 \text{ Oe}$ , e a anisotropia uniaxial planar presente na camada livre ferromagnética é completamente destruída, indicando agora a

presença de dois sistemas magnéticos completamente independentes (Ver Figura 2.9-d). Os valores usados para o campo de acoplamento bilinear  $H_{bl}$  nos ajustes numéricos da Figura (2.9), são relativamente altos, provavelmente devido à margem de erros na calibração da espessura da camada de *cobre* nas amostras de válvulas de spin. As Figuras (2.10) e (2.11) mostram a relação entre os acoplamentos  $H_{bl}$  e  $H_{EB}$ , existentes na estrutura da válvula de spin.

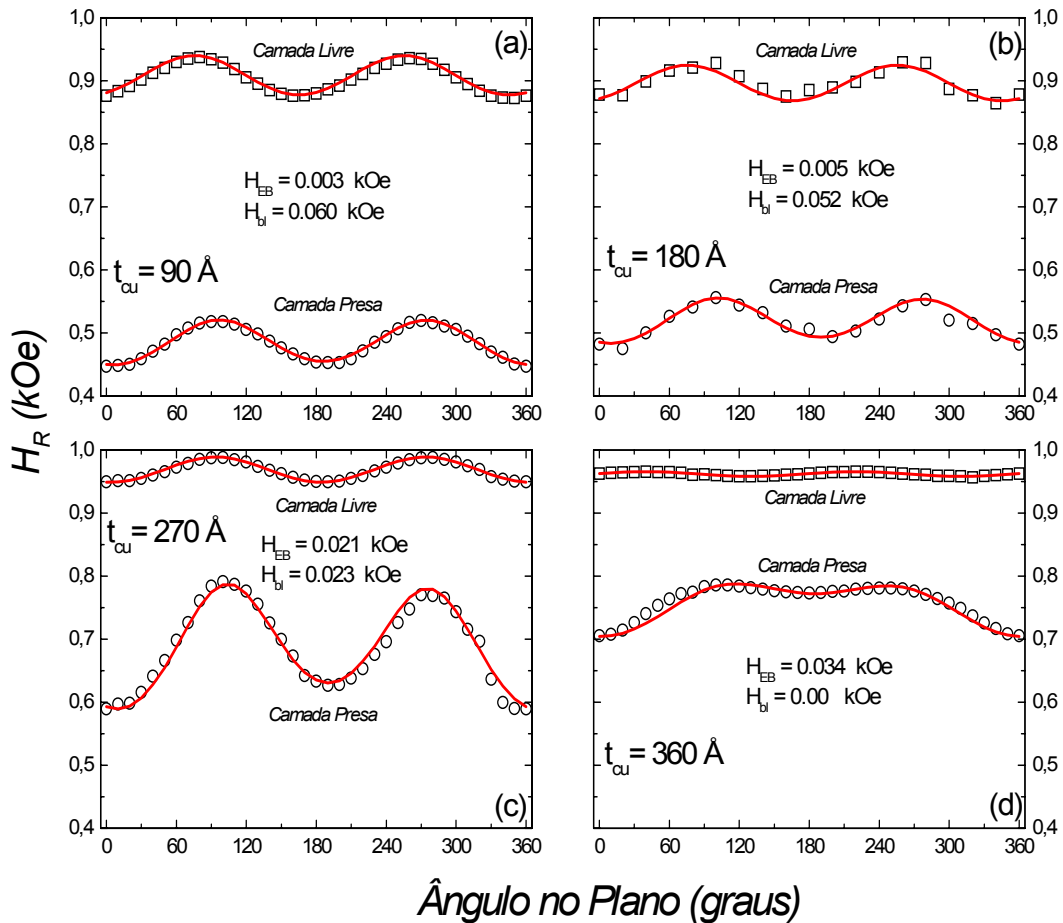


Figura (2.9) : Campo de ressonância versus posição angular planar para a estrutura da válvula de spin  $Si(001)/NiO(900\text{\AA})/Py(100\text{\AA})/Cu(t_{Cu})/Py(100\text{\AA})/Cu(45\text{\AA})$ , onde a espessura do cobre (espaçador não-magnético) é variada na seguinte seqüência,  $t_{Cu} = 90 \text{ \AA}$ ,  $180 \text{ \AA}$ ,  $270 \text{ \AA}$  e  $360 \text{ \AA}$ . A linha cheia é o ajuste numérico de acordo com a expressão (2.20).

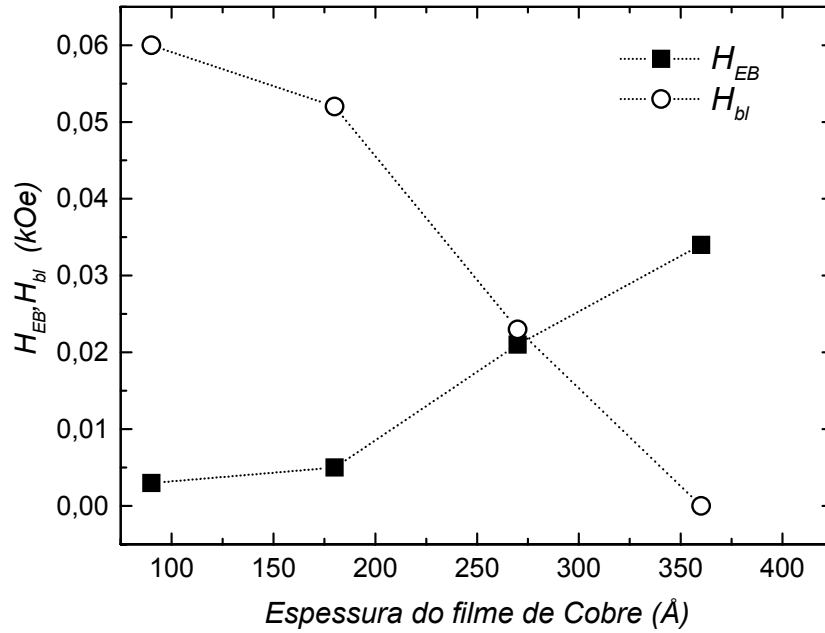


Figura (2.10) : Comportamento dos campos de acoplamento direto e indireto,  $H_{EB}$  e  $H_{bl}$ , respectivamente, com a espessura  $t_{cu}$  do espaçador não-magnético (Cobre). A linha cheia serve de guia para os olhos.

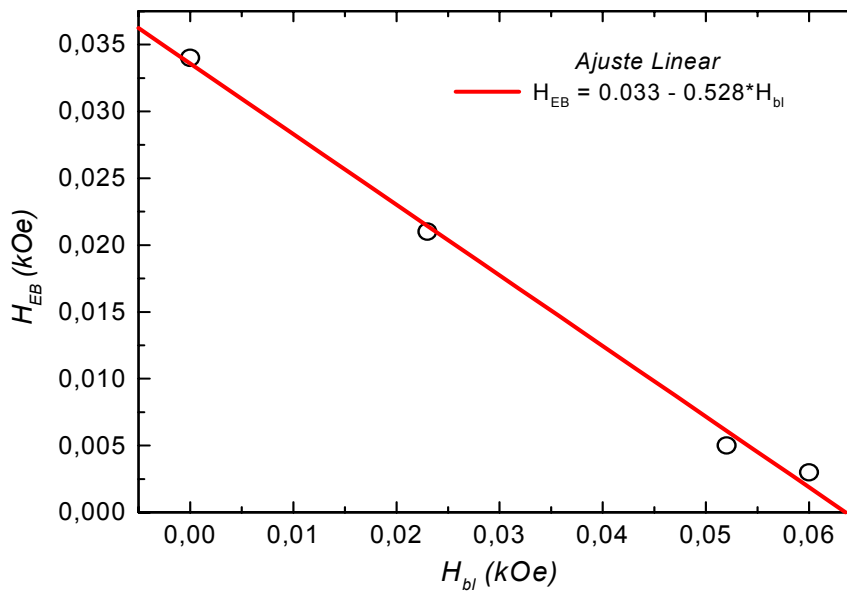


Figura (2.11) : Relação direta entre os campos de acoplamentos  $H_{EB}$  e  $H_{bl}$ .

Todos os parâmetros retirados do ajuste teórico das curvas experimentais da Figura (2.9) são dados na tabela (2.1), onde a definição completa destes parâmetros foi vista no capítulo 01.

$t_{\text{cobre}}$	$4\pi M_{\text{eff}}^A$	$4\pi M_{\text{eff}}^B$	$H_U^A$	$H_U^B$	$H_{EB}$	$H_{bl}$	$H_{AS}^A$	$H_{AS}^B$	$\delta H$	$\langle \Delta H_A \rangle$	$\langle \Delta H_B \rangle$
90 Å	7.79	14.6	0.03 3	0.03 5	0.003	0.06 0	2.41	-4.4	- 0.42	0.048	0.102
180 Å	7.99	13.9	0.03 0	0.03 4	0.005	0.05 2	2.21	-3.7	- 0.38	0.042	0.142
270 Å	7.5	10.9	0.02 1	0.09 0	0.021	0.02 3	2.7	-0.7	- 0.28	0.039	0.165
360 Å	7.78	10.33	0.00 4	0.02 1	0.034	0.0	2.42	-0.13	- 0.20	0.039	0.138

**Tabela (2.1) :** Parâmetros extraídos dos ajustes teóricos dos dados experimentais da Figura (2.9), todos os parâmetros estão na escala de kOe. A camada livre é denotada por *A* e a camada presa por *B*.

De acordo com a tabela (2.1), a magnetização efetiva da camada livre,  $4\pi M_{\text{eff}}^A$ , apresenta valores típicos de filmes simples de *Permalloy* depositados em substrato de silício, enquanto que no caso da camada presa, os valores de  $4\pi M_{\text{eff}}^B$  apresentaram o mesmo comportamento de bicamadas FM/AF compostas por *Permalloy* acoplado ao óxido de níquel [10]. De acordo com o capítulo 01, vimos que a magnetização efetiva de um material ferromagnético é definida como  $4\pi M_{\text{eff}} = 4\pi M_s - H_{AS}$ , e no caso de filmes de  $Fe_{19}Ni_{81}$  (*Permalloy*), temos que a magnetização de saturação é constante, ou seja,  $4\pi M_s = 10.2$  kOe, portanto, o campo de anisotropia de superfície  $H_{AS}$  é calculado tanto para a camada livre como para camada presa, como pode ser visto na tabela (2.1).

Um fato bastante interessante que percebemos nesta estrutura de válvula de spin, é que à medida que aumentamos a espessura do espaçador não-magnético, a anisotropia uniaxial presente na camada livre diminui, de forma que, quando não existe acoplamento entre as camadas ferromagnéticas esta anisotropia é completamente destruída, conforme

mostra a Figura (2.12), mostrando que a anisotropia uniaxial presente na camada livre pode estar sendo induzida pelo acoplamento FM/AF.

Calculamos também o valor médio do campo de ressonância, tanto para camada livre quanto para camada presa, e a diferença é definida por  $\delta H = \langle H_R^B \rangle - \langle H_R^A \rangle$ .

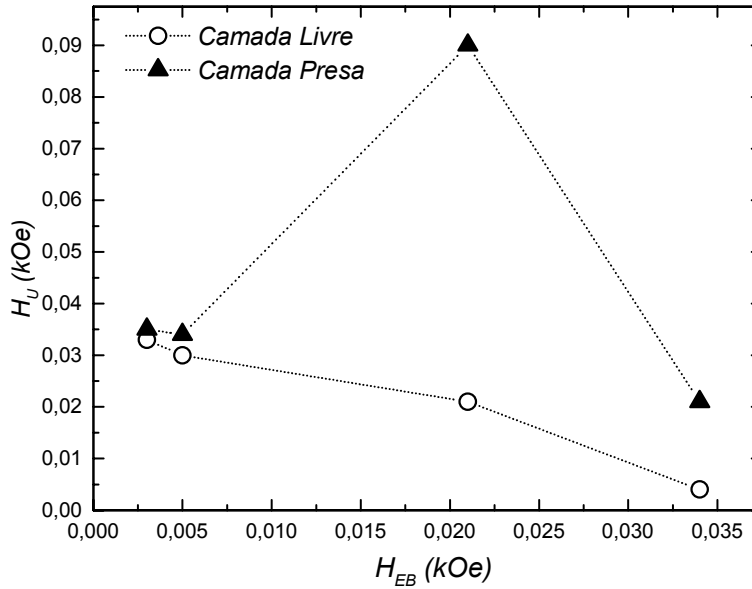


Figura (2.12) : Campo de anisotropia uniaxial em função do campo de *exchange-bias*. A linha cheia serve de guia para os olhos.



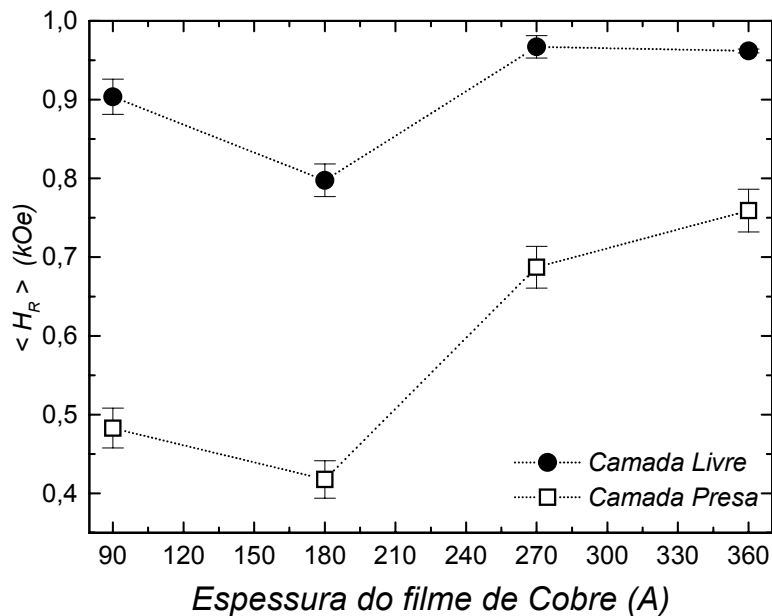


Figura (2.13) : Campo médio de ressonância ferromagnética como função da espessura do espaçador não-magnético (*cobre*). A linha cheia serve de guia para os olhos.

A Figura (2.13), mostra a dependência do valor médio do campo de ressonância com relação à espessura da camada de *cobre* (espaçador não-magnético). O valor médio do campo de ressonância aumenta, em ambas as camadas, à medida que aumentamos a espessura do cobre, até atingir um determinado valor de saturação. Este fenômeno ainda é pouco conhecido e não será tratado nesta dissertação.

As medidas de FMR também permitem obter informações sobre os mecanismos de relaxação ferromagnética em filmes finos e multicamadas. A largura de linha de FMR,  $\Delta H$ , está relacionada com estes processos, como será visto no Capítulo 03. Em nanoestruturas e multicamadas acopladas por *exchange*, os processos de relaxação são muito complexos e ainda pouco estudados. Do ponto de vista fenomenológico, a largura de linha de FMR em filmes magnéticos é devida a mecanismos intrínsecos e mecanismos extrínsecos tais como: dispersões das anisotropias, efeitos de superfície e interface, dislocações interfaciais, mecanismos de condução, etc.[11].

A presença de anisotropias fortes introduz uma simetria na variação planar de  $\Delta H$ , que tem sido estudada em filmes cristalinos [12]. É de se esperar que o acoplamento de

exchange na interface FM/AF, introduza variações angulares apreciáveis em  $\Delta H$ , em comparação com uma interface FM sem acoplamento [13]. Variações em  $\Delta H$  da ordem de 300-400 Oe foram observadas em bicamadas FM/AF, onde o acoplamento de *exchange* foi de aproximadamente 350 Oe [13].

As larguras de linha de FMR da estrutura de válvula de spin, estudadas nesta dissertação, não apresentaram simetria angular definida. Isto pode ser devido ao fato de que o campo de acoplamento de *exchange* é nulo na camada livre e no máximo **34.0 Oe** na camada presa, muito pequeno para induzir variações apreciáveis em  $\Delta H$ . Na Figura (2.14), é mostrada a largura de linha como função do ângulo azimutal para as mesmas estruturas de válvulas de spin mostradas na Figura (2.9).

O valor médio da largura de linha  $\langle \Delta H \rangle$ , no plano do filme, é mais sensível à espessura dos filmes FM e AF, conforme será discutido com mais detalhes no próximo capítulo, onde usaremos teorias fenomenológicas para explicar o fenômeno da relaxação ferromagnética em filmes de *Permalloy*. Para o caso da válvula de spin estudada neste capítulo, calculamos a largura de linha média como função do espaçador não-magnético (*cobre*), conforme mostra a Figura (2.15). Na camada presa, a largura de linha média, no plano do filme, aumenta continuamente com a espessura da camada de cobre,  $t_{cu}$ , até atingir um certo valor de saturação, que neste caso é da ordem de **171 Oe**, que ocorre exatamente onde o campo de acoplamento de *exchange* atinge seu valor de saturação. No caso da camada livre, a largura de linha média é menor, e diminui à medida que a espessura  $t_{cu}$  diminui, chegando a saturar para valores na ordem de **36 Oe**, o que pode ser devido à ausência de anisotropias nesta camada. A linha contínua na Figura (2.15) representa um ajuste numérico mediante a função  $1/t_{cu}$ .

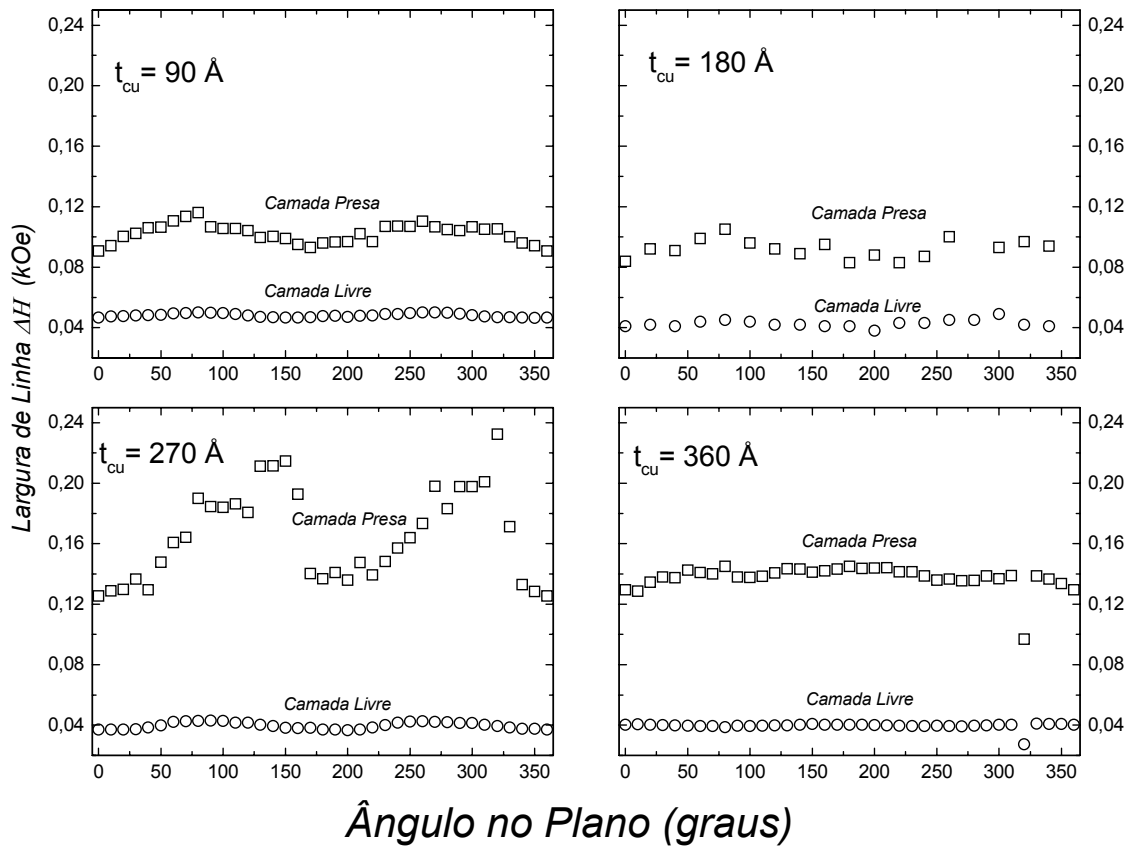


Figura (2.14) : Dependência angular da largura de linha de FMR para a estrutura da válvula de spin  $Si(001)/NiO(900\text{\AA})/Py(100\text{\AA})/Cu(t_{Cu})/Py(100\text{\AA})/Cu(45\text{\AA})$ , onde a espessura do cobre (espaçador não-magnético) é variada na seguinte seqüência,  $t_{Cu} = 90 \text{ \AA}$ ,  $180 \text{ \AA}$ ,  $270 \text{ \AA}$  e  $360 \text{ \AA}$ .

No próximo capítulo, estudaremos os efeitos da largura de linha ferromagnética em filmes simples de *Permalloy* e em bicamadas FM/AF formadas por filmes de *Permalloy* acoplado ao *Óxido de Níquel*, onde analisaremos estas estruturas separadamente, no intuito de melhor entender os mecanismos de relaxação ferromagnética presentes nestes sistemas.

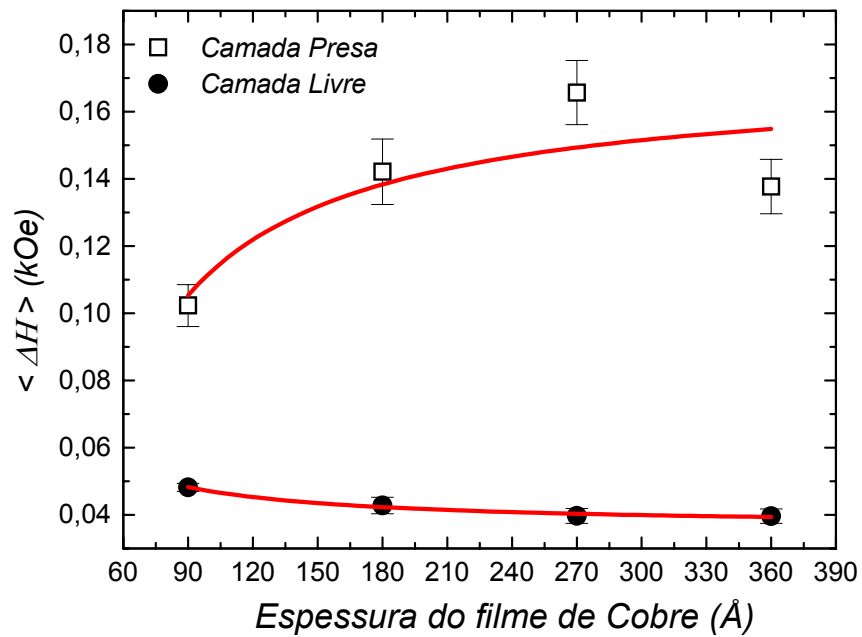


Figura (2.15) : Largura de linha média em função da espessura do espaçador não-magnético (*cobre*). A linha cheia é um ajuste numérico mediante a função  $1/t_{cu}$ . Para camada presa, a largura de linha obtida foi  $\Delta H = 0.171 - 5.934/t_{cu}$ , e para camada livre  $\Delta H = 0.036 + 1.068/t_{cu}$ .

## 2.4 Referências

- [01] B. Dieny, V. S. Speriosu, S. S. P. Parkin, B. A. Gurney, D. R. Wilhoit and D. Mauri, Phys. Rev. B **43**, 1297 (1991).
- [02] M. N. Baibich, J. M. Broto, A. Fert, F. Nguyen Van dau, E. Petroff, P. Etienne, G. Creuzet, A. Friedrich and J. Chazelas, Phys. Rev. Lett. **61**, 2472 (1988).
- [03] R. M. White, IEEE Trans. Magn. **28**, 2482 (1992).
- [04] T. Ambrose, Kai Liu and C. L. Chien, J. Appl. Phys. **85**, 6124 (1999).
- [05] B. Hillebrands, Phys. Rev. B **41**, 530 (1990).
- [06] J. F. Cochran, J. Rudd, W. B. Muir, B. Heinrich and Z. Celinski, Phys. Rev. B **42**, 508 (1990).
- [07] S. M. Rezende, C. Chesman, M. A. Lucena, A. Azevedo, F. M. de Aguiar and S. S. P. Parkin, J. Appl. Phys. **84**, 958 (1998).
- [08] D. Mauri, H. C. Siegmann, P. S. Bagus and E. Kay, J. Appl. Phys. **62** (7), 3047 (1987).
- [09] J. R. Fermin, M. Lucena, A. Azevedo, F. M. Aguiar and S. M. Rezende, J. Appl. Phys. **87**, 6421 (2000).
- [10] R. L. R. Suárez, *Investigação de Fenômenos Magnéticos na Interface Ferromagneto/Antiferromagneto*, Dissertação de Mestrado, Lab. Magn. Mater. Magn., Departamento de Física, UFPE, (2002).
- [11] J. R. Fermin, A. Azevedo, F. M. de Aguiar, B. Li and S. M. Rezende, J. Appl. Phys., **85**, 7316 (1999).
- [12] J. R. Fermin, *Efeitos de Interface em Filmes Finos e Bicamadas Magnéticas*, Tese de Doutorado, Lab. Magn. Mater. Magn., Departamento de Física, UFPE, (1999).
- [13] R. D. McMichael, M. D. Stiles, P. J. Chen and W. F. Egelhoff, J. Appl. Phys., **83**, 7037 (1998).

## Capítulo 03

### Relaxação ferromagnética em filmes de permalloy

#### 3.1 Introdução ao fenômeno da relaxação ferromagnética

As propriedades magnéticas dos materiais ferromagnéticos, podem ser explicadas com base em um modelo simples, onde os materiais ferromagnéticos são representados por um grande número de spin de elétrons, ou seja, um para cada íon no material, e cada um destes spins têm um momento magnético, sendo que, estes momentos precessionam na presença de um campo magnético externo, conforme foi visto no capítulo 01. Vimos também que este movimento de precessão diminuiu com o tempo, conforme mostra a Figura (3.1-a), dando origem assim à relaxação ferromagnética do sistema. Um campo de rf, aplicado perpendicularmente ao campo dc, sem anisotropias, será absorvido pela amostra quando a sua frequência for igual a  $\gamma H_0$ . O torque  $\vec{M} \times \vec{h}(t)$  será sempre no sentido de abrir o ângulo de precessão, resultando na absorção de energia. Se o campo de rf for desligado, a magnetização  $\vec{M}$  relaxará para a posição de menor energia que é  $\vec{M} // \vec{H}_0$ .

Conceitualmente, o processo de relaxação ferromagnética pode ser dividido em duas etapas, conforme mostra a Figura (3.1-b). Na primeira etapa, a componente  $\hat{z}$  da magnetização permanece constante, e conseqüentemente o momento magnético gira em torno do eixo  $\hat{z}$ , ao longo de uma espiral até relaxar totalmente. A constante de tempo para este processo é chamada de  $T_2$  e é conhecida como constante de relaxação transversal. Na segunda etapa, a componente  $\hat{z}$  do momento magnético relaxa para o seu valor normal em um tempo característica chamado  $T_1$ . Resumindo, de acordo com a Figura (3.1-b), temos os seguintes passos: (A) O campo de rf abre o ângulo de precessão; (B) Após o campo de rf ser desligado a componente transversal de  $\vec{M}$  relaxa, em um tempo  $T_2$ , seguindo uma

espiral; (C) No último passo a componente  $\hat{z}$  da magnetização (componente longitudinal) relaxa para a sua posição de equilíbrio, em um tempo  $T_1$ . Em geral, no processo de relaxação ferromagnética, estas etapas acontecem simultaneamente.

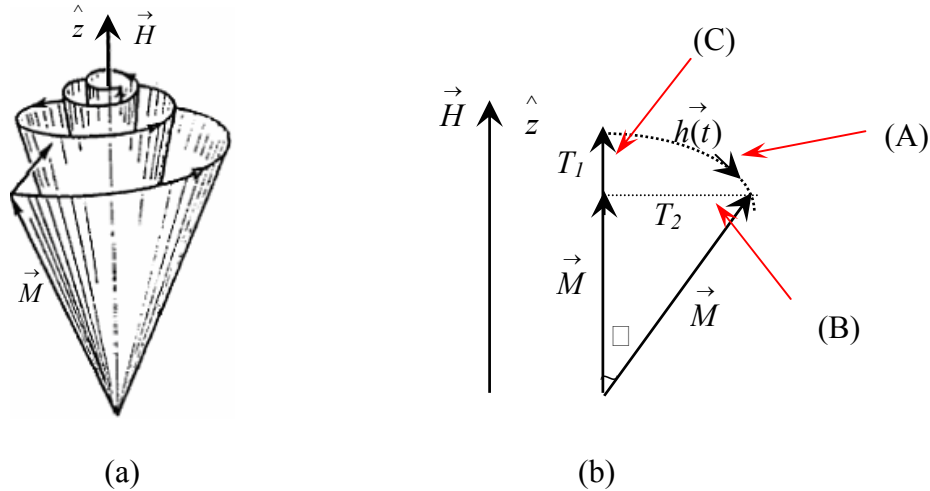


Figura (3.1) : (a) Amortecimento da magnetização em torno do eixo  $\hat{z}$ . (b) Decomposição das componentes transversal e longitudinal do movimento de precessão da magnetização.

### 3.1.1 Teoria fenomenológica

A relaxação ferromagnética pode ser tratada com o Hamiltoniano de spin que inclui termos de energia Zeeman, dipolo-dipolo, interação de troca e também de anisotropia. Macroscopicamente tem-se a equação de movimento da magnetização da forma:

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = \gamma \vec{M} \times \vec{H}_{eff} + \text{termos dissipativos}. \quad (3.01)$$

Onde  $\vec{H}_{eff}$  é a resultante dos campos aplicados, de desmagnetização, de anisotropia cristalina e quaisquer outros que possam estar presentes no material. Os termos dissipativos são tratados fenomenologicamente.

Os mecanismos de relaxação em sistemas magnéticos são descritos fenomenologicamente pelo segundo termo da equação (3.01). O amortecimento da magnetização é o principal responsável pelas perdas de energia do sistema.

Um grande número de formalismos teóricos tem sido introduzidos no intuito de determinar uma equação de movimento aproximadamente compatível com os processos físicos de relaxação. Historicamente, existem três formas de inserir as perdas na equação de movimento. Essas formas são dadas abaixo:

- **Landau-Lifshitz**

Essa forma foi proposta originalmente em 1935 por Landau-Lifshitz [01], e assume a seguinte forma:

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -\gamma(\vec{M} \times \vec{H}_{eff}) - \frac{\alpha\gamma}{M_s} [\vec{M} \times (\vec{M} \times \vec{H}_{eff})] \quad (3.02)$$

Onde  $\alpha = \lambda / \gamma M_s$ , é o parâmetro de amortecimento, e  $\lambda$  a frequência de relaxação Landau-Lifshitz. Do ponto de vista microscópico a forma LL não pode ser relacionada de maneira simples com processos individuais de relaxação.

- **Gilbert**

Em 1955, Gilbert [02] propôs uma nova contribuição para o termo de amortecimento da magnetização, cuja forma geral é dada por:

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -\gamma(\vec{M} \times \vec{H}_{eff}) + \frac{\alpha}{M_s} [\vec{M} \times \frac{d\vec{M}}{dt}] \quad (3.03)$$

Em contradição com a equação (3.02), o termo de relaxação da equação de Gilbert é proporcional à taxa de variação temporal da magnetização.

- **Bloch-Bloembergen**

Esta forma foi originalmente proposta para ressonância nuclear magnética em 1946 por Bloch [03], em seguida, no ano de 1956 foi adaptada por Bloembergen [04] para o caso particular da ressonância ferromagnética, e é definida por:



$$\left(\frac{d\vec{M}}{dt}\right)_z = -\gamma(\vec{M} \times \vec{H})_z - \frac{1}{T_1}(M_z - M_s) \quad (\text{componente longitudinal}) \quad (3.04)$$

$$\left(\frac{d\vec{M}}{dt}\right)_{x,y} = -\gamma(\vec{M} \times \vec{H})_{x,y} - \frac{1}{T_2}\left(M_{x,y} - \frac{M_s}{H_{x,y}}h_{x,y}\right) \quad (\text{componentes transversais}) \quad (3.05)$$

Onde  $T_1$  é o tempo de relaxação da componente longitudinal da magnetização, e  $T_2$  o tempo de relaxação da componente transversal, que foram mostrados na Figura (3.1-b).

Escolher uma destas formas vai depender da ênfase que se deseja dar ao problema. Estes formalismos propostos no intuito de descrever os mecanismos de amortecimento da magnetização são puramente fenomenológicos, e nem sempre são compatíveis com alguns processos físicos no qual as contribuições dos termos de relaxação sejam consideráveis. Um exemplo importante disso, que podemos considerar, é o espalhamento de dois mágnons. Pois, se a amplitude da precessão uniforme relaxa devido a transferência de energia dos mágnons do modo uniforme ( $\vec{k} = 0$ ) para os mágnons de ondas de spin ( $\vec{k} \neq 0$ ), a magnetização média do sistema decairá. Mas, no formalismo Landau-Lifshitz ou no de Gilbert, temos que  $d\vec{M}/dt$  será sempre normal a  $\vec{M}$ , mostrando que para este caso  $|\vec{M}|$  será conservado. Portanto, estes dois formalismos não são adequados para o tratamento do processo físico do espalhamento de dois mágnons, sendo o mais adequado para este caso o formalismo de Bloch-Bloembergen, que é muito mais útil para descrever processos de relaxação distintos.

### 3.1.2 Teoria microscópica

A relaxação (amortecimento) do movimento de precessão da magnetização é resultado de flutuações microscópicas do campo efetivo sentido pelos spins. Estas flutuações ocorrem através da interação dos spins com o banho térmico formado por fônons, elétrons de condução, mágnons, impurezas, defeitos, etc..

Descreveremos apenas os modelos microscópicos que usaremos na interpretação dos nossos resultados experimentais.

### 3.1.2.1 Dois mágnons

Na ressonância ferromagnética, o processo de dois mágnons envolve o acoplamento entre os modos de precessão uniforme e os modos de ondas de spin. Este processo é chamado “*espalhamento de dois mágnons*”, pois este mecanismo pode ser expresso teoricamente pelo formalismo da segunda quantização, na qual a precessão uniforme ( $\vec{k} = 0$ ), ou mágnon de FMR, é destruído e um mágnon de onda de spin para mesma frequência ( $\vec{k} \neq 0$ ) é criado.

Na teoria atual [05-08], para este tipo de espalhamento, os mágnons originários do modo uniforme e das ondas de spin são degenerados, e a energia total do sistema é conservada, mas o momentum magnético não, pois temos diferentes vetores de ondas. Mas, do ponto de vista formal, um pseudo-momentum é formado devido aos defeitos na amostra, como por exemplo a superfície dos filmes, e tem como finalidade conservar o momentum magnético neste espalhamento. Logo, para que ocorra o processo de espalhamento de dois mágnons, será necessária a presença de não-uniformidades na amostra, conforme mostra a Figura (3.2).

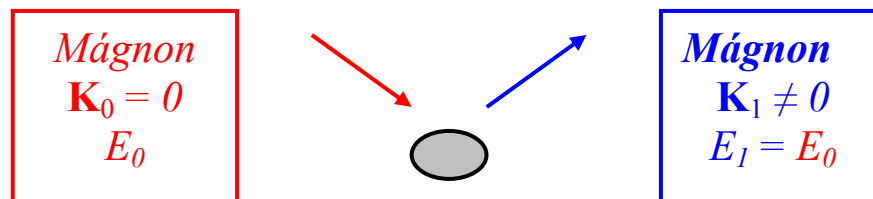


Figura (3.2) : Ilustração do espalhamento de dois mágnons.

A taxa de relaxação de dois mágnons corresponde à taxa na qual a energia é transferida do modo de precessão uniforme para o modo de onda de spin degenerado devido à presença

de inhomogeneidades magnéticas. E no caso de espalhamentos de elétrons na superfície da amostra ela é definida como [05]:

$$\Gamma = \frac{1}{T_2} \propto C_{def} \sum_{\vec{k}} \left| \psi_{def}(0, \vec{k}) \right|^2 \delta(E_0 - E_{\vec{k}}). \quad (3.06)$$

Onde  $C_{def}$  é uma constante originária dos defeitos na amostra e  $\delta(E_0 - E_{\vec{k}})$  é a função delta de Dirac. O termo  $\psi_{def}(0, \vec{k})$  é o fator de acoplamento entre os modos uniforme e o de ondas de spin no sistema.

### 3.1.2.2 Impurezas

A presença de defeitos ou impurezas num cristal modifica o potencial eletrostático nas suas vizinhanças, quebrando a simetria de translação do potencial periódico. Essa perturbação pode produzir funções de ondas eletrônicas que são localizadas nas proximidades da impureza, deixando de ser propagantes em todo cristal. As energias dessas funções de onda são obtidas através da equação de Schroedinger resolvida para o potencial da impureza. Essas energias aparecem na forma de níveis discretos que podem estar situadas entre as bandas do cristal.

Alguns mecanismos de relaxação ferromagnética estão diretamente relacionados com as impurezas presentes no material, dentre eles podemos citar: *Slowly Relaxing Impurity* e *Rapidly Relaxing Impurity*.

O mecanismo de relaxação *Slowly Relaxing Impurity*, foi proposto independentemente por Teale e Tweedale [09], Dillon [10] e por Kittel [11], todos no ano de 1962. Onde foi mostrado que, neste tipo de processo, a energia devido ao espalhamento é transferida diretamente para a superfície, sem envolver os mágnons degenerados.

A Figura (3.3) mostra a transição dos níveis de energia das impurezas, do estado inicial  $E_1$ , para o estado final  $E_2$ , onde este processo obedece à expressão [12]:

$$\frac{d}{dt} n = -\Gamma_{imp}(\Omega)[n - n_r(\Omega)] \quad (3.07)$$

Sendo  $\Gamma_{imp}(\Omega)$  a taxa de relaxação das impurezas, e  $n_T(\Omega)$  é a concentração dos níveis de impurezas presentes no cristal, que é dado pela distribuição de Fermi-Dirac, ou seja:

$$n_T(\Omega) = \frac{1}{\exp(\Omega / k_B T) + 1} \quad (3.08)$$

Onde  $k_B$  e  $T$  são, respectivamente, a constante de Boltzmann e a temperatura.

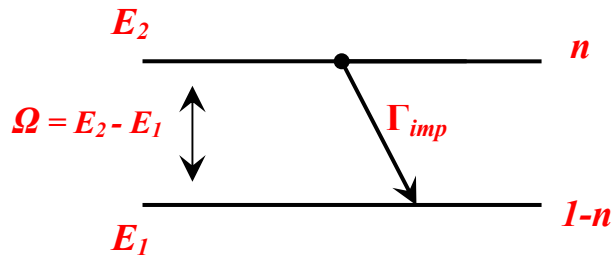


Figura (3.3) : Transição dos níveis de energia das impurezas no cristal.

Sabemos que em  $T = 0$  os elétrons ocupam os estados de menor energia permitidos no cristal, de modo a preencher, um a um, todos os estados até um certo nível  $E_F$ , o nível de Fermi. Evidentemente, esta distribuição é alterada quando a temperatura é aumentada para  $T > 0$ .

O segundo mecanismo de relaxação, **Rapidly Relaxing Impurity**, foi proposto originalmente por De Gennes, Kittel e Portis em 1959 [13], e é bastante comum na relaxação dos spins nucleares.

### 3.2 Mecanismos intrínsecos e extrínsecos

Os mecanismos, ou processos, de relaxação em ferromagnetos se dividem em dois grupos: *Intrínsecos*, que são os processos elementares de interação da magnetização com excitações elementares tais como: elétrons de condução, fônons, mágnons, etc., e ocorrem em materiais volumétricos ideais, e o outro grupo, é o dos mecanismos *Extrínsecos*, que

ocorrem devido a presença de defeitos, impurezas, superfície, interface, tamanho finito, flutuações de valência, policristalinidade da amostra, estrutura de domínio, porosidade, etc.

Abaixo, descreveremos os principais processos de relaxação relativos a estes dois mecanismos.

### 3.2.1 Mecanismos intrínsecos

#### 3.2.1.1 Espalhamento de mágnons degenerados

O conceito de ondas de spin foi introduzido por Bloch em 1930 [14] sob um ponto de vista quântico para descrever a variação progressiva de fase e amplitude da precessão coletiva de spins em materiais ferromagnéticos. Este conceito foi posteriormente adotado por Herring e Kittel [15] sob um ponto de vista clássico para descrever a variação contínua de fase do movimento de precessão do vetor magnetização (macroscópico), em lugar da variação discreta dos momentos de spin. Desde então, o modelo de onda de spin tem sido largamente utilizado para investigar dentre outros processos fundamentais, a dissipação de energia em materiais magnéticos e tem contribuído grandemente para o desenvolvimento de dispositivos de microondas e suas aplicações.

As ondas de spin, dentre elas o modo uniforme, constituem as excitações elementares de um sistema magnético (ver Figura (3.4)). Elas são quantizadas, sendo seu quantum chamado *mágnon*. Os mágnons são excitados termicamente e obedecem à estatística de Bose-Einstein, desde que a temperatura não esteja próxima à temperatura crítica na qual o sistema passa para a fase ferromagnética.

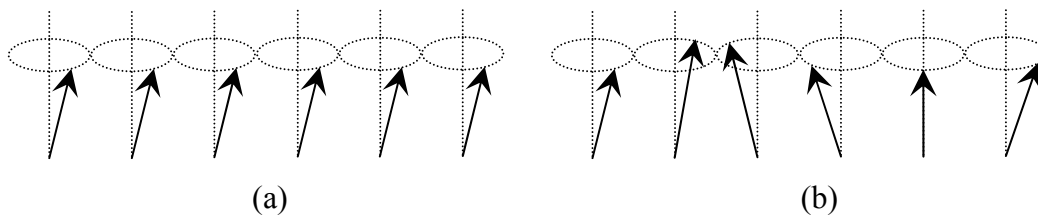


Figura (3.4) : Excitações em sistemas ferromagnéticos. (a) Modo uniforme. (b) Onda de spin.

Nos materiais ferro, ferri, ou antiferromagnéticos, a interação de troca entre spins vizinhos possibilita a existência das ondas de spin, propagantes ou estacionárias, nas quais a fase da precessão varia espacialmente. O tratamento semi-clássico das ondas de spin é baseado na equação de movimento da magnetização. Porém, quando spins vizinhos não são paralelos, o campo de intercâmbio que atua sobre um spin não pode ser dado apenas por  $\vec{h}_{ex} = \lambda \vec{M}$ , pois esta expressão não contém informação sobre a variação espacial de  $\vec{M}$ . É preciso fazer com que o campo efetivo  $\vec{H}_{eff}$  contenha termos que expressem o acréscimo na energia de intercâmbio devido a desvios dos spins vizinhos. Para obter este campo consideramos a energia de intercâmbio de um spin no sítio  $i$  com todos os seus vizinhos  $j$ , ou seja:

$$E_{ex} = -J \vec{S}_i \cdot \sum_j \vec{S}_j \quad (3.10)$$

Na abordagem semi-clássica o spin  $\vec{S}_i$  é descrito por um vetor não quantizado. Para variações com comprimento de onda muito maior que a distância entre dois vizinhos, podemos considerar  $\vec{S}(\vec{r})$  como uma função contínua no espaço. Expandindo  $\vec{S}_j$  em (3.10) em série de Taylor, pode-se mostrar que o campo efetivo de intercâmbio para um cristal com rede cúbica é:

$$\vec{h}_{ex} \cong \lambda \vec{M} + \frac{D}{M} \nabla^2 \vec{M} \quad , \quad (3.11)$$

onde

$$\lambda = \frac{2zSJ}{g\mu_B M} \quad , \quad D = \frac{2SJa^2}{g\mu_B} \quad . \quad (3.12)$$

Sendo  $a$  o parâmetro de rede e  $z$  o número de primeiros vizinhos. Considerando o campo estático interno na amostra na direção  $\hat{z}$ ,  $H_z = H_o - N_z M$ , ignorando as energias de anisotropia e dipolar, e utilizando a decomposição  $\vec{M} = m_x(t) \hat{x} + m_y(t) \hat{y} + M_z \hat{z}$  da magnetização e a variável circularmente polarizada  $m^+ = m_x + im_y$ , a substituição de (3.11) na equação de movimento  $d\vec{M}/dt = \gamma \vec{M} \times \vec{H}_{eff}$  leva a:

$$\frac{\partial m^+}{\partial t} = -i\gamma(H_z m^+ - D\nabla^2 m^+). \quad (3.13)$$

Esta equação admite solução de onda plana propagante, do tipo abaixo:

$$m^+(\vec{r}, t) = m_0 e^{i\vec{k}\cdot\vec{r} - i\omega_k t}, \quad (3.14)$$

que significa que a parte transversal de  $\vec{M}$  executa um movimento de rotação no plano  $\hat{x}-\hat{y}$ , com frequência angular  $\omega_k$ , cuja fase varia no espaço e no tempo. As equações (3.13) e (3.14) correspondem a uma onda de spin, ilustrada na Figura (3.4-b). A frequência da onda de spin varia com o vetor de onda  $\vec{k}$ , de acordo com a relação de dispersão obtida diretamente da substituição de (3.14) em (3.13):

$$\omega_k = \gamma(H_z + Dk^2). \quad (3.15)$$

É interessante observar que a equação (3.13) tem forma idêntica à equação de Schrödinger para uma partícula submetida a um potencial proporcional a  $H_z$ . Por isso as ondas de spin têm relação de dispersão quadrática em  $k$ , como elétrons num potencial uniforme. Na realidade, a relação de dispersão só vale para ondas de spin com comprimento de onda  $\lambda_k = 2\pi/k$  muito maior que o parâmetro de rede  $a$  (para valer a aproximação (3.11)) e muito menor que as dimensões da amostra (para valer a condição de onda plana). Ela também só vale para ondas que propagam na direção  $\hat{z}$  do campo magnético, pois somente nesta situação é nulo o campo dipolar interno. Quando a onda propaga-se em qualquer outra direção, uma variação na densidade de dipolos cria um campo magnético dipolar. O campo dipolar, gerado pela variação espacial na componente rf da magnetização, obedece as equações de Maxwell:

$$\nabla \cdot \vec{B} = (\nabla \cdot \vec{h}_{dip} + 4\pi\nabla \cdot \vec{m}) = 0 \quad (3.16)$$

$$\nabla \times \vec{h}_{dip} \approx 0 \quad (\text{aproximação magnetostática}) \quad (3.17)$$

Para uma variação espacial de  $m_x$  e  $m_y$  do tipo  $\exp(i\vec{k} \cdot \vec{r})$ , a solução de (3.16) e (3.17) é dada por:

$$\vec{h}_{dip} = -\frac{\vec{k}(\vec{k} \cdot \vec{m})}{k^2} \quad (3.18)$$

Substituindo (3.11) e (3.18) na equação de movimento da magnetização, obtém-se como solução:

$$\vec{m} = (\hat{x} m_0 + i \hat{y} e m_0) e^{i\vec{k} \cdot \vec{r} - i\omega_k t} \quad , \quad (3.19)$$

onde

$$\omega_k = \gamma[(H_z + Dk^2)(H_z + Dk^2 + 4\pi M \text{sen}^2 \theta_k)]^{1/2}, \quad (3.20)$$

sendo  $\theta_k$  o ângulo entre o vetor  $\vec{k}$  e a direção do campo. A Figura (3.5) mostra a relação de dispersão (3.20) para ondas de spin com  $a \ll \lambda_k \ll D$  (dimensão da amostra).

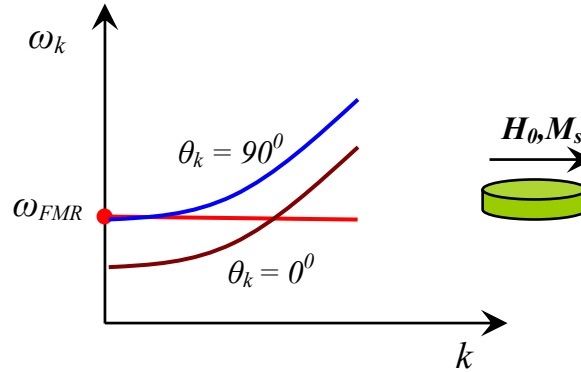


Figura (3.5) : Relação de dispersão de ondas de spin. O círculo no eixo  $k = 0$  indica a frequência do modo uniforme.

Para cada valor de  $\theta_k$ , a curva  $\omega_k \times k$  é parabólica. A Figura (3.5) mostra apenas as curvas nos casos limites de propagação ao longo ( $\theta_k = 0^\circ$ ) e perpendicular ( $\theta_k = 90^\circ$ ) ao campo. Note que a frequência de onda aumenta com  $\theta_k$  devido ao efeito da energia dipolar. A reta horizontal, na Figura (3.5), representa todos os modos de ondas de spin degenerados com o modo uniforme e que possuem  $\vec{k} \neq 0$ . O modo que será excitado depende da natureza e do tipo de defeito que cria o pseudo-momentum.

Conforme podemos ver na Figura (3.6), numa onda propagando ao longo do campo, a densidade de momento magnético é uniforme e, portanto, o campo dipolar em (3.16) é nulo. Por outro lado, na propagação perpendicular ao campo, a densidade do momento

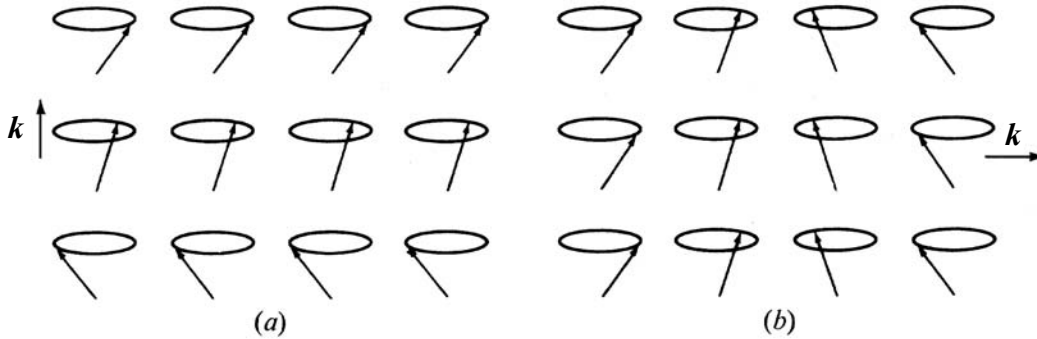


varia ao longo de  $\vec{k}$ , resultando num campo dipolar de volume. A equação (3.18) exprime este resultado.

Uma outra consequência importante do campo dipolar é que a precessão da magnetização para  $\theta_k \neq 0$  deixa de ser circular, ela é elíptica. A elipticidade  $e$  que aparece na equação (3.19) é facilmente obtida da equação de movimento, sendo dada por:

$$e = \frac{\gamma (H_z + D k^2 + 4\pi M \text{sen}^2 \theta_k)}{\omega_k} \quad (3.21)$$

Note que para  $\theta_k = 0$ ,  $e = 1$  a precessão é circular, enquanto para  $\theta_k = \pi/2$  a elipticidade é máxima.



**Figura (3.6) : Ilustração de uma onda de spin propagando nas direções paralela (a) e perpendicular (b) ao campo magnético.**

Existem muitos canais físicos de relaxação pelos quais a energia contida no modo uniforme de onda de spin pode ser dissipada. Uma maneira conveniente de descrever os vários canais é através de interações de espalhamento. Os mecanismos individuais de espalhamento que podem contribuir para a relaxação do modo uniforme estão mostrados na Figura (3.7).

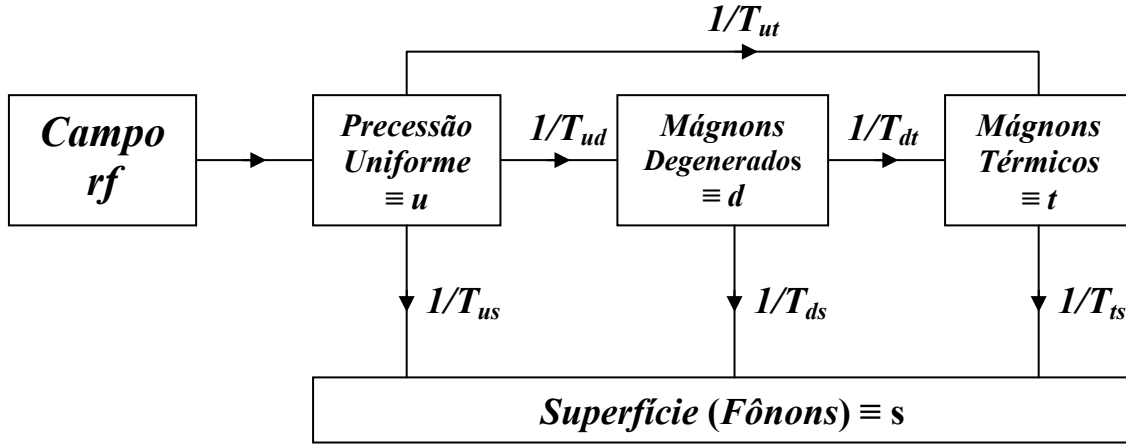


Figura (3.7) : Classificação dos vários canais de relaxação ferromagnética [16].

Os principais mecanismos de espalhamento que podem contribuir para a relaxação do modo uniforme são classificados da seguinte forma:

$1/T_{ud}$  - Dois mágnons.

$1/T_{us}$  - Mágnon-Fônon, Corrente de Eddy, Rapidly Relaxing Impurity, Slowly Relaxing Impurity e Exchange de Valência.

$1/T_{ut}$  - Três mágnons (Kasuya-LeCraw) e Quatro mágnons.

$1/T_{ds}$  - O mesmo que  $1/T_{us}$ .

$1/T_{dt}$  - Três mágnons.

$1/T_{ts}$  - Mágnon-Fônon.

O campo de microondas excita a ressonância (modo uniforme) que pode eventualmente decair em fônons (provocando aquecimento). Este decaimento ocorre através de vários canais como ilustrado na Figura (3.7). O mecanismo de decaimento

através de mágnons degenerados é o mecanismo mais eficiente, desde que exista o pseudo-momentum para garantir a conservação de  $\vec{k}$ .

### 3.2.1.2 Espalhamento com elétrons de condução

Num sólido cristalino, a maioria dos elétrons atômicos estão ligados aos núcleos situados nos pontos da rede, mas se o sólido for um condutor metálico, os elétrons das camadas externas dos átomos estão livres para se movimentarem ao longo do sólido. Estes são os elétrons de condução. Nos metais, um dos principais mecanismos de relaxação ferromagnética está ligado à presença dos elétrons de condução.

Em filmes finos, no permalloy por exemplo, o amortecimento da magnetização depende fortemente da presença da superfície do filme, ou seja, à medida que diminuimos a espessura do filme, a relaxação da magnetização aumenta. O aumento ou diminuição desta relaxação depende também da “planeza” da superfície do permalloy e da natureza da interface. Para entender este problema, sintetizamos vários sanduíches do tipo  $X/Py/X$ . O efeito do amortecimento pode ser maior ou menor, e esta variação é devida à forte interação spin-órbita na interface com o material  $X$ .

É extremamente importante entender os efeitos de tamanho finito nos mecanismos de dissipação dos materiais metálicos magnéticos, pois o espalhamento de elétrons de condução depende fortemente do tamanho da amostra.

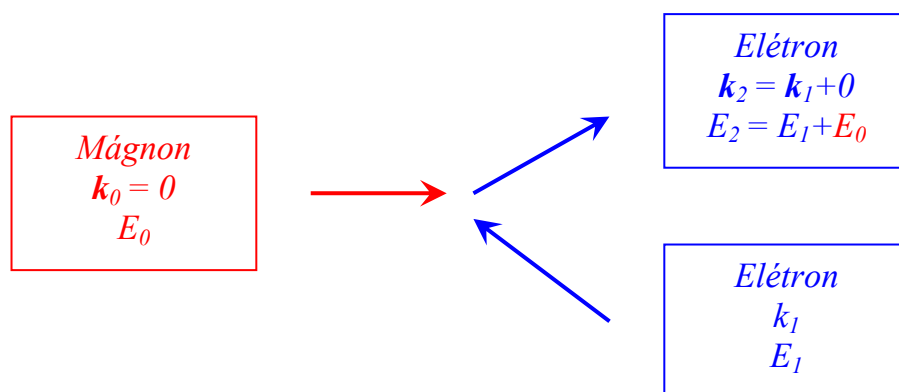


Figura (3.8) : Ilustração do espalhamento elétron-mágnon na superfície do filme.

O processo de espalhamento de um modo uniforme ( $\vec{k} = 0$ ) por elétrons de condução é menos efetivo do que o processo de espalhamento de dois mágnons, pois é impossível satisfazer à conservação do momento e de energia simultaneamente. A Figura (3.8) ilustra este mecanismo. Novamente a presença da interface é importante para a existência deste mecanismo.

### 3.2.2 Mecanismos extrínsecos

#### 3.2.2.1 Defeitos nas superfícies e interfaces adjacentes

Grande parte das propriedades de filmes finos e multicamadas magnéticas utilizadas em dispositivos dependem das anisotropias originadas na interface e na superfície. Nesta dissertação, definimos uma interface, como um número reduzido de camadas atômicas separando dois sólidos. Uma superfície é um tipo particular de interface, onde o sólido está em contato direto com o ar, ou no caso ideal, o vácuo. A diferença básica entre um material massivo e um filme fino é a perda de simetria espacial, que ocorre na direção perpendicular à superfície do filme. Como resultado, são induzidas anisotropias de superfície que podem mudar profundamente as propriedades magnéticas do filme. Uma superfície limpa é normalmente muito reativa às partículas, átomos e moléculas do ambiente, tornando-se um objeto complexo e não completamente definido. Além disso, uma superfície ideal passa por um processo de reconstrução, re-arrumando os seus átomos de forma a minimizar a energia de superfície. Na maioria dos casos, a superfície de um sólido pode apresentar defeitos, como por exemplo, rugosidades, dislocações, vacâncias, etc., as quais podem afetar o processo de relaxação da magnetização nos filmes finos magnéticos. Quando o filme é crescido sobre este tipo de superfície, estas irregularidades propagam-se através da interface modificando significativamente as propriedades magnéticas e originando novos efeitos.

Um tipo de imperfeição presente em quase todas as superfícies e interfaces são as rugosidades. A rugosidade determina o perfil da superfície e pode ser caracterizada por dois parâmetros geométricos: Amplitude,  $A_0$ , e comprimento de correlação,  $\lambda_R$ , com relação à

superfície ideal. Embora existam muitos estudos teóricos e experimentais sobre rugosidades, o efeito sobre a relaxação ferromagnética nos filmes finos ainda não é bem conhecido.

### 3.2.2.2 Mecanismo de Arias – Mills para filmes finos

A largura de linha do espectro de absorção,  $\Delta H$ , está relacionada com os tempos de relaxação do sistema em estudo (conforme vimos no capítulo 01). O estudo da largura de linha de FMR é um dos procedimentos mais usados na investigação dos mecanismos de relaxação de filmes finos magnéticos. A natureza física da largura de linha ferromagnética é um problema de bastante interesse na física da matéria condensada. Em muitos casos, é uma tarefa difícil interpretar os dados experimentais com as teorias atuais, que envolvem excitações elementares e interações microscópicas [17,18,19]. A largura de linha em metais massivos é devido principalmente ao mecanismo de condução e à relaxação intrínseca [20,21].

Em filmes finos, outras contribuições a  $\Delta H$  devem ser consideradas. Nestes sistemas, efeitos de tamanho, superfície e interface modificam as anisotropias magnéticas e podem produzir dispersão dos eixos locais de anisotropia [22]. Com isto em mente, a largura de linha de FMR pode ser escrita como sendo:

$$\Delta H = \Delta H_{hom} + \Delta H_{inom} . \quad (3.22)$$

Onde, o primeiro termo representa o alargamento homogêneo devido aos mecanismos intrínsecos e de condução, e o segundo termo representa o alargamento inhomogêneo da linha devido aos mecanismos extrínsecos, ou seja, inhomogeneidades e defeitos.

A contribuição destes processos à largura de linha pode ser calculada mediante a expressão [23]:

$$\Delta H_{hom} = \frac{2}{\sqrt{3}} \frac{1}{\left| \frac{\partial \omega}{\partial H_0} \right|} \frac{G}{M^2} \left( \frac{\partial^2 E}{\partial \theta^2} + \frac{1}{\sin^2 \theta} \frac{\partial^2 E}{\partial \phi^2} \right)_{\theta_0, \phi_0} \quad (3.23)$$

onde  $\partial\omega/\partial H_0$  é a derivada da condição padrão de ressonância, eq. (1.34), com relação ao campo aplicado, calculada no equilíbrio. Devido ao fato de que a energia livre magnética,  $E$ , apresenta simetria definida,  $\Delta H_{hom}$  também exibe simetria definida com relação ao ângulo do campo no plano,  $\phi_H$ .

Calculando as derivadas de  $E$  e  $\omega$  para um filme com anisotropia de superfície, e introduzindo os resultados em (3.23), obtemos que a largura de linha será :

$$\Delta H_{hom} = \frac{2}{\sqrt{3}} \frac{G\omega_{FMR}}{\gamma^2 M_S}, \quad (3.24)$$

que varia linearmente com a frequência de ressonância e é inversamente proporcional à  $M_S$ , sendo anisotrópica no plano do filme. Quando o principal mecanismo de relaxação é o espalhamento elétron-fónon, o parâmetro  $G$  pode ser relacionado com o fator de Landé,  $g$ , mediante [24]:

$$G \propto (g - 2)^2. \quad (3.25)$$

Se o fator  $g$  é anisotrópico, o parâmetro de Gilbert também será anisotrópico.

A parte inomogênea da largura de linha,  $\Delta H_{inom}$ , na equação (3.22), é devido às imperfeições e defeitos na amostra. As imperfeições mais comuns em filmes finos são as mosaicidades ou dislocações interfaciais [25], que induzem dispersões nas anisotropias.

Uma tentativa para entender os mecanismos de relaxação em filmes finos ferromagnéticos, é considerar que, devido à presença de dislocações interfaciais, são induzidas dispersões dos eixos locais de anisotropia. Fenomenologicamente,  $\Delta H_{inom}$ , pode ser expressada como:

$$\Delta H_{inom} = \left| \frac{\partial H_{eff}}{\partial \theta_H} \right| \Delta \theta_H + \left| \frac{\partial H_{eff}}{\partial \phi_H} \right| \Delta \phi_H + \Delta H(0) \quad (3.26)$$

onde  $H_{eff} = \omega/\gamma$ , conforme definido na condição padrão de ressonância, o primeiro termo é a contribuição da dispersão angular dos eixos cristalográficos, de acordo com Chappert [26] e o segundo termo é introduzido para incluir os efeitos da dispersão do eixo uniaxial [27].  $\Delta\theta_H$  e  $\Delta\phi_H$  são as dispersões angulares dos eixos cristalino e uniaxial respectivamente.  $\Delta H(0)$  é o termo que está relacionado com história térmica do material e o processo de preparação da amostra. A origem microscópica deste termo é o espalhamento entre mágnons [28,29].

O mecanismo extrínseco de relaxação em filmes finos ferromagnéticos proposto por Arias e Mills [30], considera como mecanismo básico de relaxação nestes materiais o espalhamento de dois mágnons devido aos defeitos nas superfícies e interfaces da amostra ferromagnética. A contribuição para largura de linha devido às inomogeneidades do material é dada por:

$$\Delta H_{inom} = \frac{2}{\sqrt{3}} \frac{\Gamma}{\gamma^2 (2H_0 + 4\pi M_S + H_{AS})} \quad (3.27)$$

onde  $H_{AS}$  é o campo de anisotropia de superfície e  $\Gamma$  a taxa de relaxação ferromagnética para o espalhamento de dois mágnons que é dada por [30]:

$$\Gamma = \frac{8\gamma^2 H_{AS}^2 b^2 p}{\pi D (2H_0 + 4\pi M_S + H_{AS})} [H_0^2 + (2H_0 + 4\pi M_S + H_{AS})^2 \times \left(\left\langle \frac{a}{c} \right\rangle - 1\right) + (H_0 + 4\pi M_S + H_{AS})^2 \times \left(\left\langle \frac{c}{a} \right\rangle - 1\right)] \times \text{sen}^{-1} \left[ \frac{H_0^{1/2}}{(H_0 + 4\pi M_S + H_{AS})^{1/2}} \right] \quad (3.28)$$

Sendo  $a$ ,  $b$  e  $c$  as dimensões dos defeitos considerados na amostra, conforme mostra a figura (3.9), e  $D$  e  $p$  sendo, respectivamente, a constante de rigidez de *exchange* e a fração de cobertura da superfície pelos defeitos.

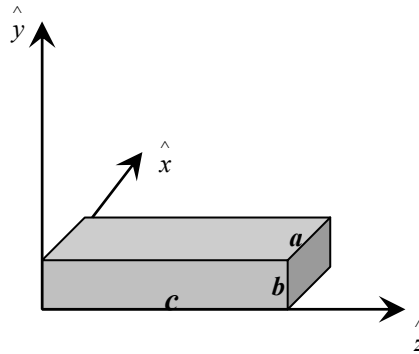


Figura (3.9) : Geometria retangular dos defeitos na amostra, com lados  $a$ ,  $b$  e  $c$  nas direções  $\hat{x}$ ,  $\hat{y}$  e  $\hat{z}$ , respectivamente.

Foi considerado que as rugosidades na interface são paralelepípedos de dimensões  $a$ ,  $b$  e  $c$ ; a fração de cobertura da superfície é um número entre 0 e 1. Substituindo a expressão (3.28) em (3.27), teremos:

$$\begin{aligned} \Delta H_{inom} = & \frac{2}{\sqrt{3}} \frac{8H_{AS}^2 b^2 p}{\pi D (2H_0 + 4\pi M_S + H_{AS})^2} [H_0^2 + (2H_0 + 4\pi M_S + H_{AS})^2 \times \left(\left\langle \frac{a}{c} \right\rangle - 1\right) + \\ & + (H_0 + 4\pi M_S + H_{AS})^2 \times \left(\left\langle \frac{c}{a} \right\rangle - 1\right)] \times \text{sen}^{-1} \left( \frac{H_0^{1/2}}{(H_0 + 4\pi M_S + H_{AS})^{1/2}} \right) \end{aligned} \quad (3.29)$$

Esta é a contribuição extrínseca para largura de linha de FMR nos filmes finos ferromagnéticos devido à presença de rugosidades na interface. Considerando que no experimento de FMR é válida a aproximação  $H_0 \ll 4\pi M_S$ , então teremos que  $H_0^{1/2} / (H_0 + 4\pi M_S + H_{AS})^{1/2} \ll 1$ , e de acordo com a expansão de Taylor, teremos a aproximação:

$$\text{sen}^{-1} \left( \frac{H_0^{1/2}}{(H_0 + 4\pi M_S + H_{AS})^{1/2}} \right) \approx \frac{H_0^{1/2}}{(H_0 + 4\pi M_S + H_{AS})^{1/2}}, \quad (3.30)$$

que substituindo em (3.29) e fazendo as devidas aproximações, teremos:

$$\Delta H_{inom} = \frac{2}{\sqrt{3}} \frac{16sH_{AS}^2}{\pi D} \frac{H_0^{1/2}}{(H_0 + 4\pi M_S + H_{AS})^{1/2}}. \quad (3.31)$$

Estamos considerando que  $\langle a/c \rangle = \langle c/a \rangle$ , e  $s$  é o fator geométrico característico da rugosidade da superfície que é dado por:

$$s = pb^2 \left( \left\langle \frac{a}{c} \right\rangle - 1 \right) \quad (3.32)$$

Sendo o campo de anisotropia de superfície  $H_{AS}$  inversamente proporcional à espessura da amostra, a equação (3.31) mostra imediatamente que a contribuição extrínseca para largura de linha, aumenta à medida que a espessura da amostra diminui. Esta dependência é do tipo  $1/t^2$ , como será observado experimentalmente na próxima seção.



### 3.3 Relaxação em filmes de permalloy com camadas adjacentes

#### 3.3.1 Resultados experimentais

Nesta seção, serão apresentados os principais resultados experimentais das medidas de ressonância ferromagnética (FMR) em filmes simples de  $Py(t)/Si(001)$ , bicamadas  $Py(t)/NiO(50\text{Å})/Si(001)$  e sanduíches de  $X/Py(t)/X/Si(001)$ , com  $X=Pd(40\text{Å})$ ,  $X=Cr(25\text{Å})$  e  $X=Cr(50\text{Å})$ , e a espessura  $t$  do  $Py$  variando no intervalo  $20 \text{Å} < t < 270 \text{Å}$ . Faremos uma comparação entre estes resultados chamando a atenção para as mudanças introduzidas pela interface devido à presença da camada  $X$  que é acoplada ao  $Py$ .

Especificamente, descreveremos o estudo da dependência da largura de linha de FMR em função da espessura dos filmes de  $Py$ , pois como vimos no capítulo 01, a largura de linha de FMR dá informações sobre os processos de relaxação ferromagnética nos sistemas, e o objetivo principal é identificar os mecanismos de relaxação ferromagnética nestes sistemas mediante o uso de ajustes numéricos com funções do tipo  $1/t$  e  $1/t^2$ .

Todas as amostras foram produzidas nos laboratórios de pesquisas do Departamento de Física da UFPE mediante a técnica “*DC magnetron sputtering*”, exceto  $Cr(50\text{Å})/Py(t)/Cr(50\text{Å})/Si(001)$ , que foi fornecida pelo Dr. Stuart Parkin da IBM/Almaden, San Jose, Califórnia (USA). As medidas de FMR foram obtidas usando o arranjo experimental apresentado no capítulo 01, onde o campo magnético é aplicado no plano do filme. Todas as medidas foram feitas a uma frequência fixa de 8.6 GHz e à temperatura ambiente.

##### 3.3.1.1 Filmes simples de $Py(t)/Si(001)$

Para cada amostra do filme de  $Py(t)/Si(001)$  o espectro de FMR foi obtido em função do ângulo no plano, mas, sendo a variação angular da largura de linha para filmes policristalinos de difícil interpretação, então não abordaremos nesta dissertação. Algumas amostras apresentam uma simetria  $C2$  nas curvas de  $\Delta H$  vs.  $\theta$ , como mostrado na Figura (3.10), outras amostras não apresentam simetria definida. Os valores encontrados para largura de linha então, são médias calculadas sobre a sua variação angular no plano. As

Figuras (3.11), (3.12) e (3.13), mostram a largura de linha média  $\langle \Delta H \rangle$  de FMR em função da espessura do filme de permalloy para uma frequência fixa de 8.6 GHz. Conforme é mostrado, a largura de linha aumenta à medida que a espessura do filme diminui, e este aumento de  $\langle \Delta H \rangle$  é mais significativo, precisamente, para valores inferiores a 50Å, ficando evidente neste caso, que o amortecimento da magnetização nos filmes simples de permalloy é puramente efeito da superfície do filme. A largura de linha exibe um valor de saturação para espessuras grandes, da ordem de 33 Oe. Este seria o valor da largura de linha devido a outros processos que não sejam dependentes da espessura. O aumento observado na largura de linha em função da espessura dos filmes é devido principalmente aos mecanismos extrínsecos de relaxação, conforme foi visto nas seções anteriores.

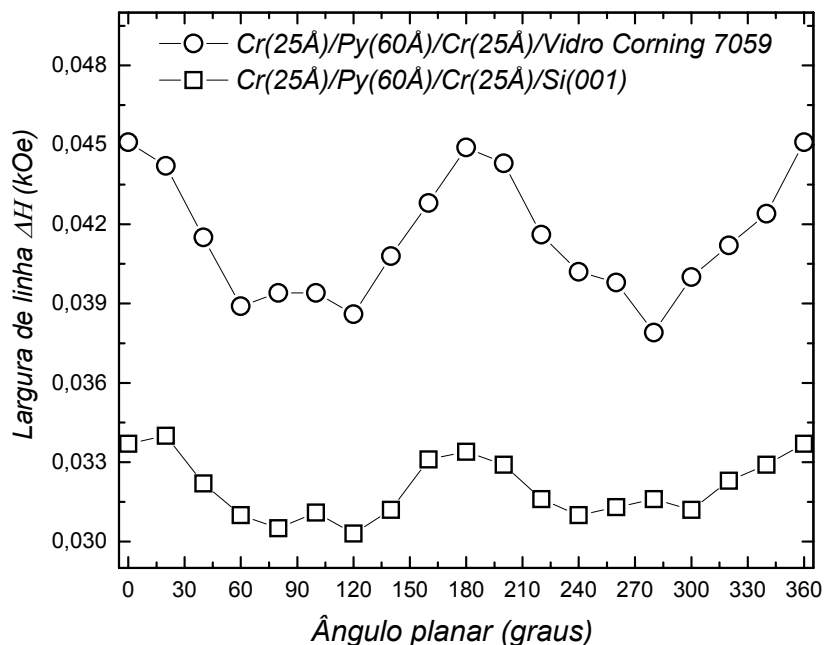


Figura (3.10) : Dependência angular da largura de linha de FMR para os sanduíches de  $Cr(25\text{Å})/Py(60\text{Å})/Cr(25\text{Å})/Vidro\ Corning\ 7059$  e  $Cr(25\text{Å})/Py(60\text{Å})/Cr(25\text{Å})/Si(001)$ . Observa-se uma simetria bem definida de  $\Delta H$ , com máximos em torno dos eixos fáceis, e mínimos em torno dos eixos duros da magnetização. A linha cheia serve de guia para os olhos.

As linhas cheias na Figura (3.11) são ajustes teóricos mediante funções do tipo  $1/t$  (linha azul) e  $1/t^2$  (linha vermelha). Para filmes simples de permalloy, o melhor ajuste numérico foi obtido mediante o uso da função  $1/t^2$ , onde o valor encontrado para a largura de linha foi  $\Delta H = 33.0 + 22029.0/t^2$ . Estudos atuais [30,31], sugerem que neste tipo de estrutura,  $Py/Si(001)$ , a principal contribuição para relaxação ferromagnética tem origem no espalhamento de dois mágnons, que ocorre devido a presença de defeitos e inhomogeneidades na amostra, sendo neste caso, a rugosidade na superfície do filme, o principal mecanismo responsável pela relaxação ferromagnética do sistema. As Figuras (3.12) e (3.13), mostram as relações da largura de linha,  $\langle \Delta H \rangle$  vs.  $t^{-1}$  e  $\langle \Delta H \rangle$  vs.  $t^{-2}$ , respectivamente.

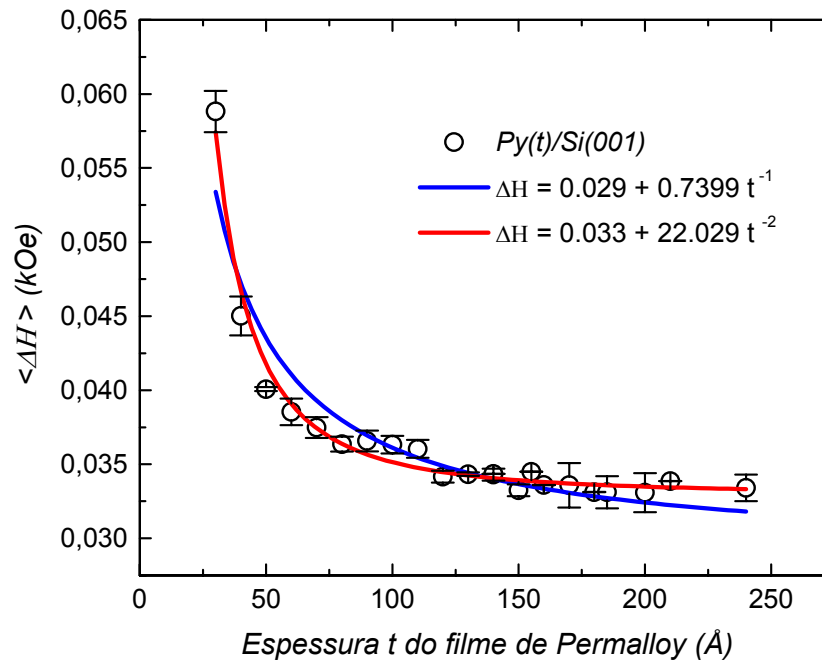


Figura (3.11) : Largura de linha média do  $Py(t)/Si(001)$  em função da espessura  $t$  do permalloy. As linhas cheias são ajustes numéricos mediante funções do tipo  $1/t$  (linha azul) e  $1/t^2$  (linha vermelha). A barra de erro é o desvio médio padrão das 18 medidas de  $\Delta H$  obtidas no plano de cada amostra.

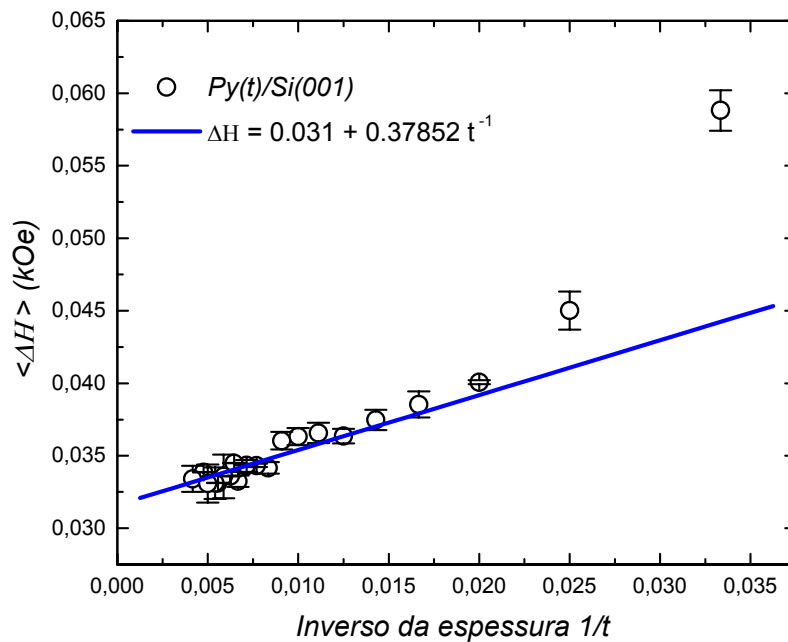


Figura (3.12) : Largura de linha média do  $Py(t)/Si(001)$  em função do inverso da espessura do filme de permalloy. A linha cheia é um ajuste numérico mediante a função do tipo  $1/t$ .

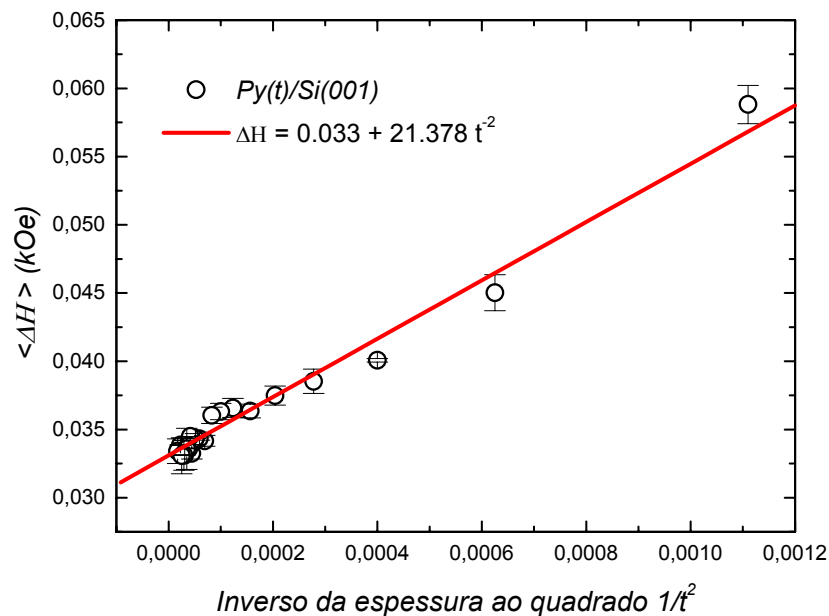


Figura (3.13) : Largura de linha média do  $Py(t)/Si(001)$  em função do inverso da espessura ao quadrado do filme de permalloy. A linha cheia é um ajuste numérico mediante a função do tipo  $1/t^2$ .

### 3.3.1.2 Bicamadas de $Py(t)/NiO(50\text{\AA})/Si(001)$ e multicamadas de $X/Py(t)/X/Si(001)$ , com $X = Pd(40\text{\AA})$ , $X = Cr(25\text{\AA})$ e $X = Cr(50\text{\AA})$

A largura de linha média de FMR em função da espessura do permalloy para as bicamadas  $Py/NiO(50\text{\AA})/Si(001)$  é mostrada nas Figuras (3.14) e (3.15). Neste caso a espessura do permalloy varia entre  $62 \text{\AA} < t < 250 \text{\AA}$ . É claramente perceptível o aumento da largura de linha em relação ao filme simples de permalloy, provavelmente devido ao forte acoplamento entre as camadas magnéticas, que dá origem a um sistema magnético bastante rígido. Os ajustes numéricos foram feitos mediante o uso das funções  $1/t$  (linha azul) e  $1/t^2$  (linha vermelha), conforme mostra a Figura (3.14). Ao contrário do filme simples de permalloy, o melhor ajuste se deu mediante o uso da função do tipo  $1/t$ , onde o valor encontrado para a largura de linha foi  $\Delta H = 0.013 + 7.866/t$ . Esta diferença nos ajustes numéricos pode indicar também uma mudança do mecanismo de relaxação, ou seja, enquanto as funções do tipo  $1/t^2$  estão relacionadas com o processo de espalhamento de dois mágnons, as funções do tipo  $1/t$  são relacionadas com o processo de espalhamento elétron-mágnon [32]. Este efeito é provocado provavelmente devido à presença da interface do  $NiO(50\text{\AA})$ . Esta conclusão é passível de crítica, pois, o  $NiO$  é isolante. As medidas neste sistema devem ser vistas com reserva, pois as mesmas não apresentaram comportamento de *exchange-bias*. Estamos propondo que novas amostras sejam crescidas para esclarecer o problema.

No caso dos sanduíches  $X/Py(t)/X/Si(001)$ , dois tipos de materiais foram investigados, onde o primeiro foi  $X=Pd(40\text{\AA})$ , conforme pode ser visto nas Figuras (3.16) e (3.17), o filme de permalloy foi variado no intervalo  $30 \text{\AA} < t < 270 \text{\AA}$ . Os valores da largura de linha média são próximos aos valores encontrados para os filmes simples de permalloy, sendo que neste caso, o filme exibe um valor de saturação da largura de linha em relação à sua espessura da ordem de **20 Oe**, que é bem menor do que aquele observado no filme simples de  $Py$ . Nestes materiais, o melhor ajuste numérico foi realizado mediante o uso da função  $1/t$ , o que indica que o principal mecanismo de relaxação nestes materiais é devido ao espalhamento elétron-mágnon, que acontece devido a presença da interface de  $Pd(40\text{\AA})$ . A dependência da largura de linha encontrada para este filme foi  $\Delta H = 0.020 + 1.844/t$ .

Analisamos também as estruturas  $Pd(40\text{\AA})/Py(t)/Pd(40\text{\AA})$  depositadas em substratos de vidro 7059 da Corning, como podemos ver nas Figuras (3.18) e (3.19), e não encontramos nenhuma diferença em relação aos filmes depositados em substratos de silício.

O segundo material analisado nos sanduíches  $X/Py(t)/X/Si(001)$ , foi o  $X=Cr(25\text{\AA})$ , conforme mostra as Figuras (3.20) e (3.21), a variação do filme de permalloy foi no intervalo  $25\text{\AA} < t < 200\text{\AA}$ . Os valores da largura de linha média são próximos aos valores encontrados para o filme de  $Py$  simples, e o filme exibe um valor de saturação da largura de linha em relação à sua espessura da ordem de  $34\text{ Oe}$ , praticamente idêntico ao valor encontrado para o filme simples de  $Py$ . Conforme no caso do filme de  $Py(t)/Si(001)$ , o melhor ajuste numérico foi realizado mediante o uso da função  $1/t^2$ , indicando que o principal mecanismo de relaxação nestes materiais também é devido ao espalhamento de dois mágnons, podendo ser neste caso, a rugosidade na superfície do filme, o principal mecanismo responsável pela relaxação ferromagnética do sistema. A largura de linha encontrada para este filme foi  $\Delta H = 0.034 + 23.842/t^2$ . No caso da estrutura  $Cr(50\text{\AA})/Py(t)/Cr(50\text{\AA})/Si(001)$ , conforme podemos ver nas Figuras (3.22) e (3.23), a variação do filme de permalloy foi no intervalo  $25\text{\AA} < t < 100\text{\AA}$ . E os valores da largura de linha média são praticamente idênticos aos valores encontrados para  $Cr(25\text{\AA})/Py(t)/Cr(25\text{\AA})/Si(001)$ , apresentando portanto o mesmo comportamento.

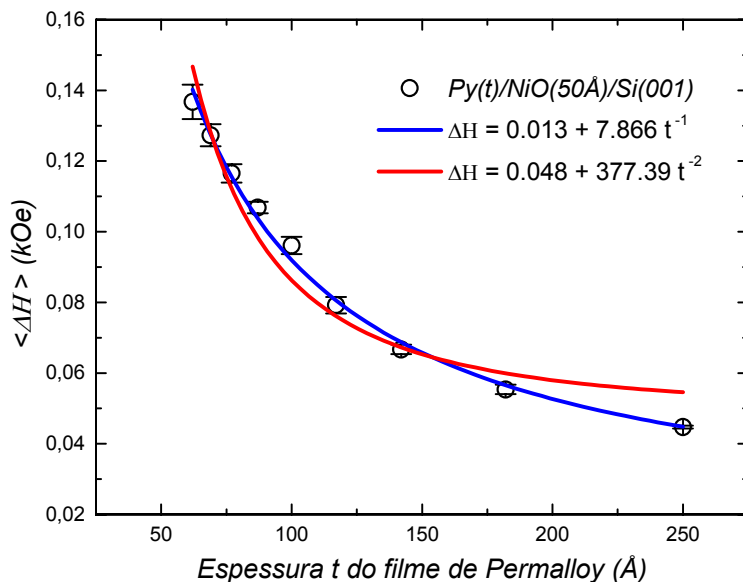


Figura (3.14) : Largura de linha média do  $Py(t)/NiO(50\text{\AA})/Si(001)$  em função da espessura  $t$  do filme de  $Py$ . As linhas cheias são ajustes numéricos mediante funções do tipo:  $1/t$  (linha azul) e  $1/t^2$  (linha vermelha).

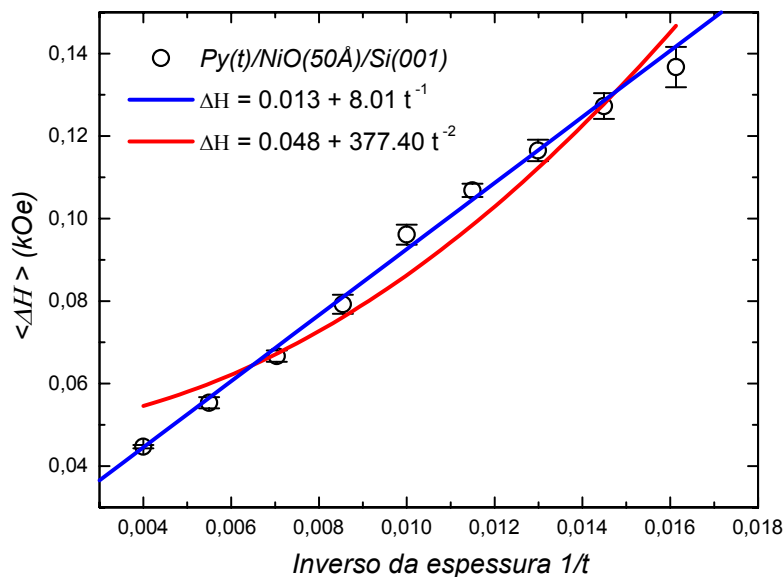


Figura (3.15) : Largura de linha média do  $Py(t)/NiO(50\text{\AA})/Si(001)$  em função do inverso da espessura do filme de  $Py$ . As linhas cheias são ajustes teóricos com funções do tipo:  $1/t$  (linha azul) e  $1/t^2$  (linha vermelha).

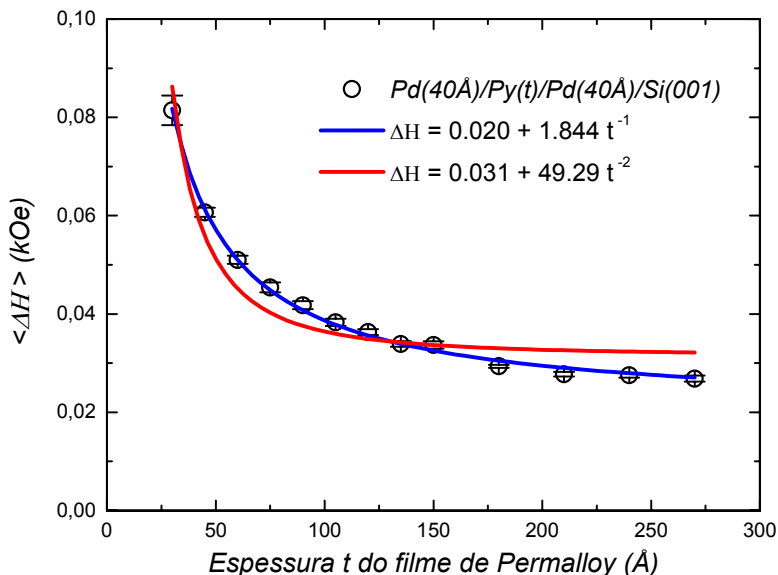


Figura (3.16) : Largura de linha média do  $Pd(40\text{Å})/Py(t)/Pd(40\text{Å})/Si(001)$  em função da espessura  $t$  do filme de  $Py$ . As linhas cheias são ajustes numéricos mediante funções do tipo:  $1/t$  (linha azul) e  $1/t^2$  (linha vermelha).

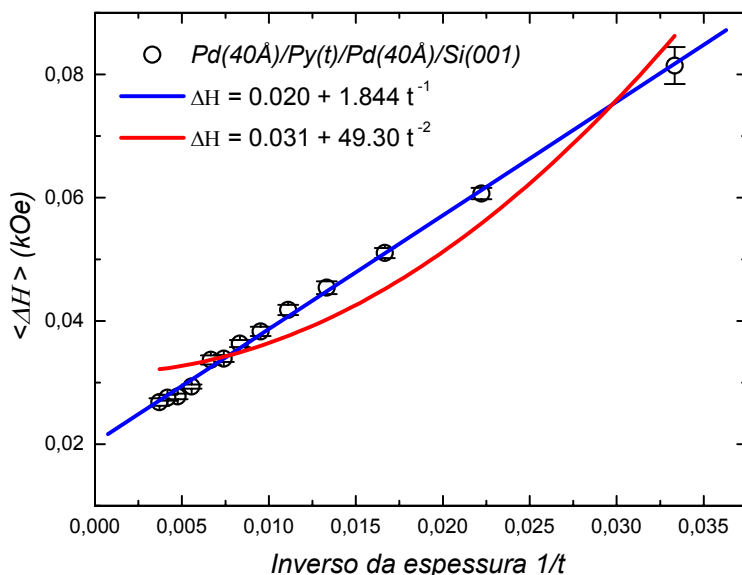


Figura (3.17) : Largura de linha média do  $Pd(40\text{Å})/Py(t)/Pd(40\text{Å})Si(001)$  em função do inverso da espessura do filme de  $Py$ . As linhas cheias são ajustes teóricos com funções do tipo:  $1/t$  (linha azul) e  $1/t^2$  (linha vermelha).



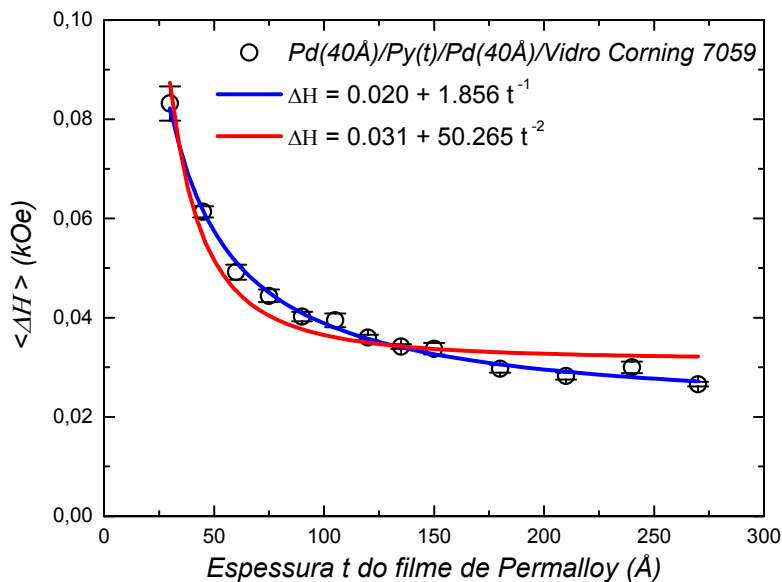


Figura (3.18) : Largura de linha média do  $Pd(40\text{Å})/Py(t)/Pd(40\text{Å})/Vidro\ Corning\ 7059$  em função da espessura  $t$  do filme de  $Py$ . As linhas cheias são ajustes numéricos mediante funções do tipo:  $1/t$  (linha azul) e  $1/t^2$  (linha vermelha).

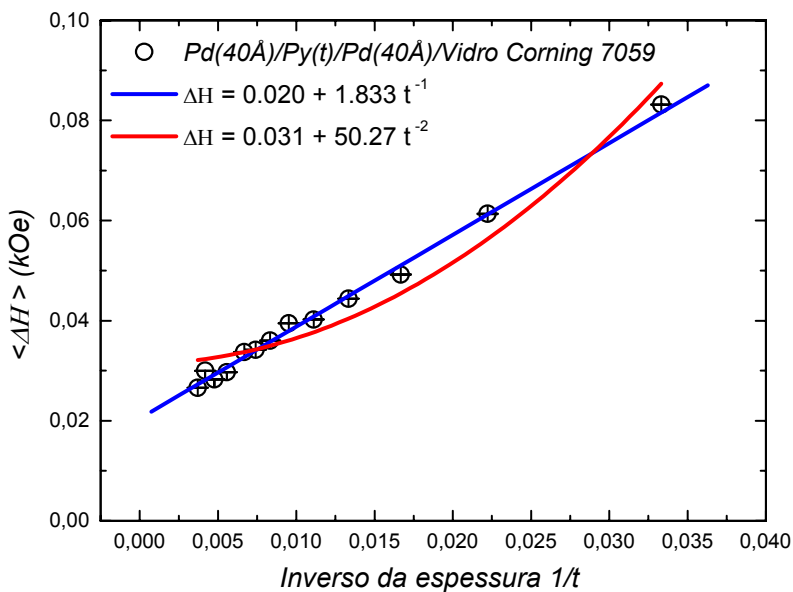


Figura (3.19) : Largura de linha média do  $Pd(40\text{Å})/Py(t)/Pd(40\text{Å})/Vidro\ Corning\ 7059$  em função do inverso da espessura do filme de  $Py$ . As linhas cheias são ajustes teóricos com funções do tipo:  $1/t$  (linha azul) e  $1/t^2$  (linha vermelha).

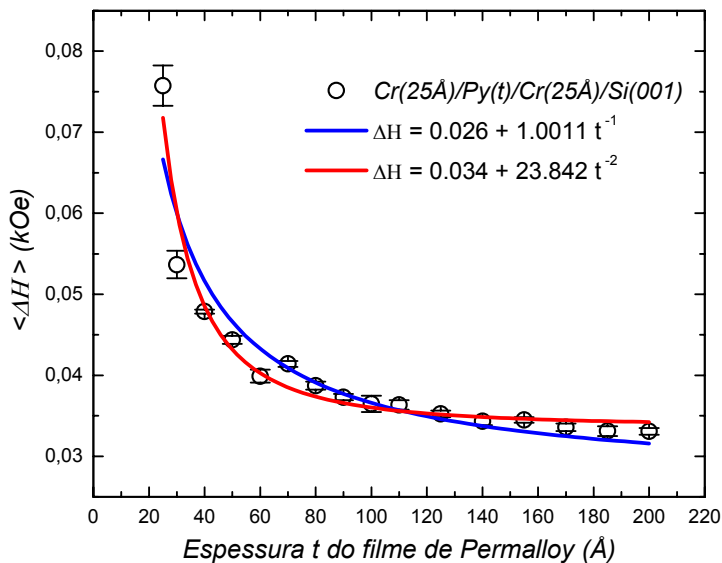


Figura (3.20) : Largura de linha média do  $Cr(25\text{Å})/Py(t)/Cr(25\text{Å})/Si(001)$  em função da espessura  $t$  do filme de  $Py$ . As linhas cheias são ajustes numéricos mediante funções do tipo:  $1/t$  (linha azul) e  $1/t^2$  (linha vermelha).

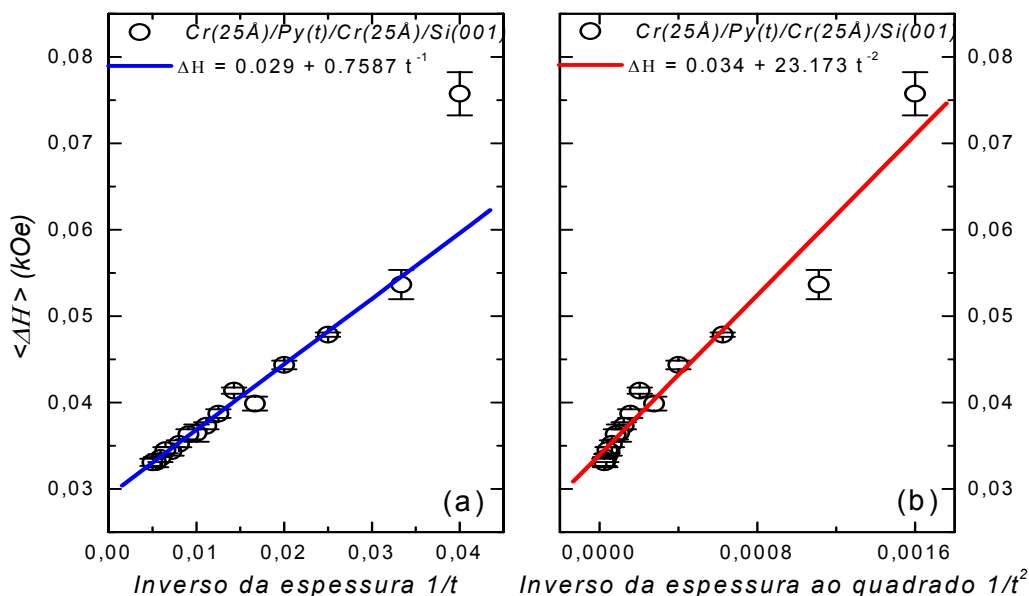


Figura (3.21) : Largura de linha média do  $Cr(25\text{Å})/Py(t)/Cr(25\text{Å})/Si(001)$  em função do inverso da espessura:(a) Inverso da espessura do filme de  $Py$ . (b) Inverso da espessura ao quadrado do filme de  $Py$ .

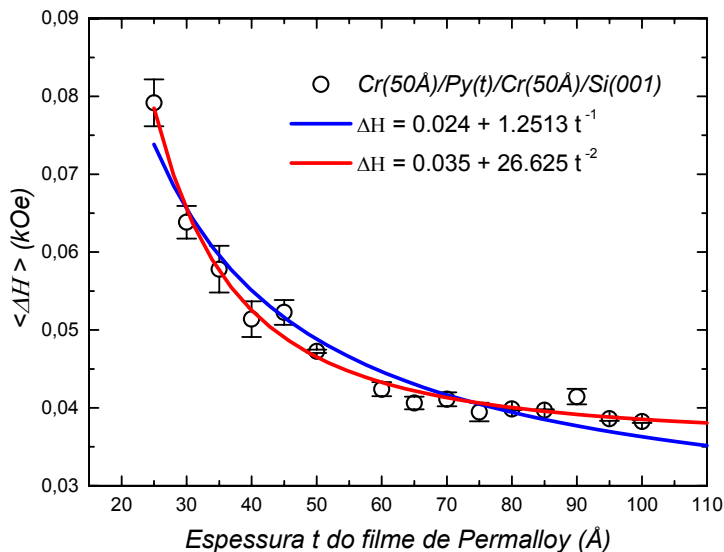


Figura (3.22) : Largura de linha média do  $Cr(50\text{Å})/Py(t)/Cr(50\text{Å})/Si(001)$  em função da espessura  $t$  do filme de  $Py$ . As linhas cheias são ajustes numéricos mediante funções do tipo:  $1/t$  (linha azul) e  $1/t^2$  (linha vermelha).

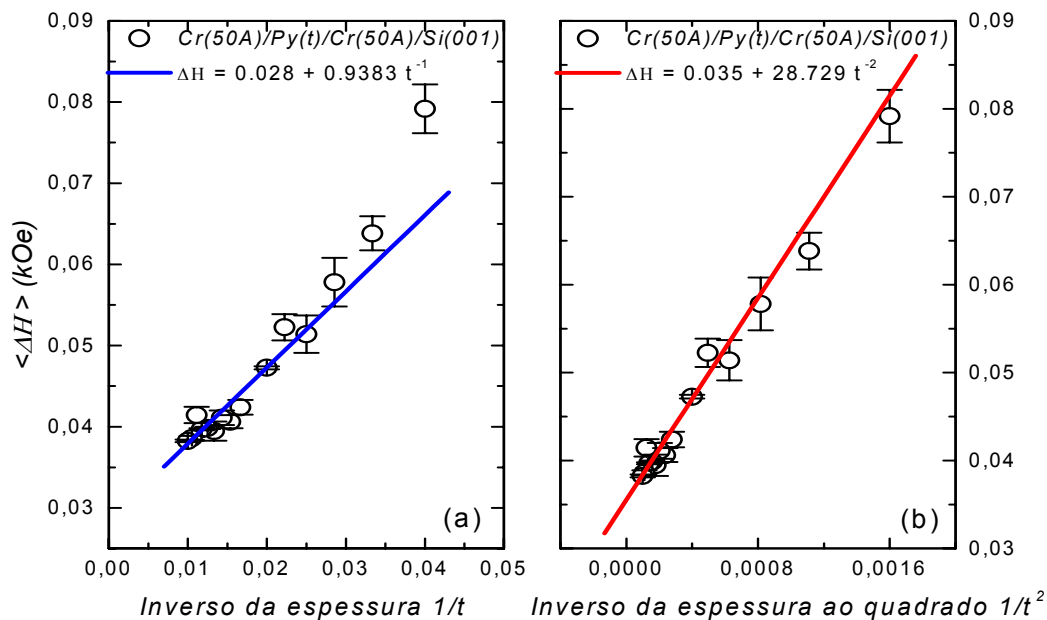


Figura (3.23) : Largura de linha média do  $Cr(50\text{Å})/Py(t)/Cr(50\text{Å})/Si(001)$  em função da espessura: (a) Inverso da espessura do filme de  $Py$ . (b) Inverso da espessura ao quadrado do filme de  $Py$ .

### 3.3.2 Considerações finais

A largura de linha média de FMR, no plano, foi estudada como função da espessura  $t$  do filme, e em temperatura ambiente. Estudamos amostras de permalloy simples  $Py(t)/Si(001)$ , bicamadas  $Py(t)/NiO(50\text{Å})$  e sanduíches  $X/Py(t)/X/Si(001)$ , com  $X=Pd(40\text{Å}), Cr(25\text{Å})$  e  $Cr(50\text{Å})$ , com a espessura do filme de permalloy variando  $20 \text{Å} \leq t \leq 270 \text{Å}$ .

Verificamos que à medida que a espessura do filme aumenta, sua magnetização efetiva  $M_{eff}$  também aumenta, até atingir o seu valor de saturação (ver Figura (3.25)). A magnetização efetiva é dada por  $4\pi M_{eff} = 4\pi M_S - |H_{AS}|$ , conforme foi definido no capítulo 01, e vimos também que no caso do permalloy  $Ni_{81}Fe_{19}$  temos que  $4\pi M_S = 10.2 \text{ kOe}$ , sendo portanto, a variação da magnetização puramente efeito do campo de anisotropia de superfície,  $H_{AS}$ .

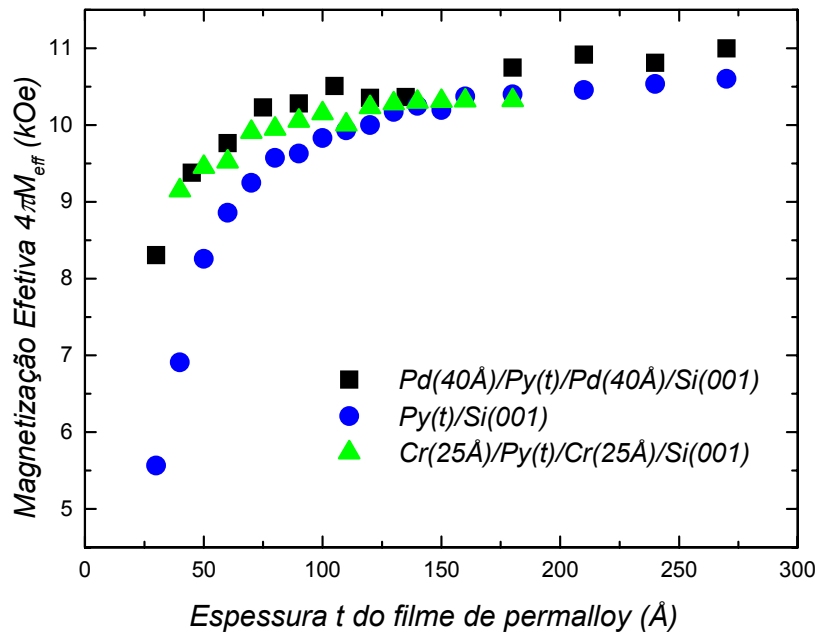


Figura (3.25) : Magnetização efetiva  $M_{eff}$  dos filmes de permalloy em função de sua espessura  $t$ .

Todas as estruturas de permalloy apresentaram um comportamento bastante parecido, tanto os filmes simples de  $Py$ , como os sanduíches  $X/Py(t)/X$ , ficando evidente que, os

mecanismos de amortecimento da magnetização efetiva nestas estruturas são governados principalmente pela superfície do filme, pois,  $H_{AS} \sim t^{-1}$ .

E vimos também nesta seção que,  $\langle \Delta H \rangle$  se ajusta com a função  $1/t^2$  nas séries de  $Py(t)/Si(001)$ , levando a acreditar que o principal mecanismo de relaxação nestes sistemas é devido ao espalhamento de dois mágnons por causa da presença de defeitos e imperfeições na amostra. A largura de linha obtida para este material mostra que os dados experimentais são completamente consistentes com a teoria proposta por Arias e Mills, onde segundo sua teoria, os modos de ondas de spin, incluindo o modo uniforme ( $q=0$ ), são devido aos espalhamentos causados pelos defeitos e imperfeições nas superfícies e interfaces do material.

E já no caso dos sanduíches  $Pd(40\text{Å})/Py(t)/Pd(40\text{Å})/Si(001)$ , vimos que a largura de linha tem uma dependência direta com a função  $1/t$ , indicando a presença do mecanismo de relaxação, no qual o espalhamento elétron-mágnon, é predominante.

A estrutura  $Py(t)/NiO(50\text{Å})/Si(001)$  apresentou um comportamento do tipo  $1/t$ , ao contrário do que já havia sido medido anteriormente, para grandes espessuras de  $NiO$ . Este resultado deve ser visto com reservas, pois estas amostras não apresentam efeito de *exchange-bias*. Isto indica que o processo de preparação (*Sputtering Reativo*) das camadas de  $NiO$  não produziu a estequiometria correta. Provavelmente temos uma mistura de fases  $NiO + Ni$ , com elétrons de condução, o que explicaria o mecanismo  $1/t$ . Este sistema continuará sendo estudado para esclarecer o mecanismo predominante.

A estrutura de  $Cr(25\text{Å})/Py(t)/Cr(25\text{Å})/Si(001)$  apresenta um comportamento anômalo, como pode ser visto nas Figuras (3.20) e (3.21). Este sistema apresenta uma relaxação do tipo  $1/t^2$  com um aumento anômalo da largura de linha para alguns valores da espessura da camada de  $Py$ . A investigação do comportamento deste sistema está sendo realizada de maneira sistemática, variando-se também a espessura da camada de *Cromo*, que é o caso da estrutura  $Cr(50\text{Å})/Py(t)/Cr(50\text{Å})/Si(001)$ , como pode ser visto nas Figuras (3.22) e (3.23), e será tema de uma outra dissertação.

### 3.4 Referências

- [01] L. Landau and E. Lifshitz, Phys. Z. Sowjetunion **8**, 153 (1935).
- [02] T. L. Gilbert, Phys. Rev. **100**, 1243 (1955).
- [03] F. Bloch, Phys. Rev. **70**, 460 (1946).
- [04] N. Bloembergen, Proc. I. R. E. ,**44**, 1250 (1956).
- [05] M. Sparks, R. Loudon and C. Kittel, Phys. Rev. **122**, 791 (1961).
- [06] H. B. Callen, J. Phys. Chem. Solids **4**, 256 (1958).
- [07] R. C. Fletcher, R. C. LeCraw and E. G. Spencer, Phys. Rev. **117**, 955 (1960).
- [08] E. Schlomann, A. I. E. E Special Pub. **T-91**, 600 (1956).
- [09] R. W. Teale and K. Tweedale, Phys. Lett., **1**, 298 (1962).
- [10] J. F. Dillon, J. Phys. Soc. Japan, Suppl. **17(B1)**, 376 (1962).
- [11] C. Kittel, International Conference on Magnetic and Electric Resonance and Relaxation, Eindhoven, 1962.
- [12] V. L. Safonov and H. N. Bertram, Phys. Rev. B, **61**, 14893 (2000).
- [13] P. G. De Gennes, C. Kittel and A. M. Portis, Phys. Rev., **116**, 323 (1959).
- [14] F. Bloch, Z. Physik, **61**, 206 (1930).
- [15] C. Herring and C. Kittel, Phys. Rev., **81**, 869 (1951).
- [16] M. Sparks, *Ferromagnetic Relaxation Theory*, McGraw Hill Inc., New York, 1964.
- [17] V. Kambersky, Can. J. Phys. **48**, 2906 (1970).
- [18] V. Korenman and R. E. Prange, Phys. Rev. **6**, 2769 (1972).
- [19] V. Kambersky and C. E. Patton, Phys. Rev. **11**, 2668 (1975).
- [20] J. M. Rudd, K. Myrtle, J. F. Cochran and B. Heinrich, J. Appl. Phys. **57**, 3693 (1985).
- [21] B. Heinrich and J. F. Cochran, J. Appl. Phys. **57**, 3690 (1985).
- [22] D. I. Sementsov and V. V. Sidorenkov, Phys. Stat. Sol (a), **101**, 555 (1987).
- [23] H. Suhl, Phys. Rev., **97**, 555 (1955).
- [24] R. J. Elliott, Phys. Rev., **95**, 266 (1954).
- [25] P. F. Miceli, C. J. Palmstrom and K. W. Moyers, Appl. Phys. Lett., **58**, 1602 (1991).
- [26] C. Chappert, K. Le Dang, P. Beauvillain, H. Hurdequint and D. Renard, Phys. Rev. B, **34**, 3192 (1986).

- [27] J. R. Fermin, A. Azevedo, F. M. de Aguiar, B. Li and S. M. Rezende, *J. Appl. Phys.* **85**, 7316 (1999).
- [28] J. M. Rudd, K. Myrtle, J. F. Cochran and B. Heinrich, *J. Appl. Phys.*, **57**, 3693 (1985).
- [29] B. Heinrich and J. F. Cochran, *J. Appl. Phys.*, **57**, 3690 (1985).
- [30] R. Arias and D. L. Mills, *Phys. Rev. B*, **60**, 7395 (1999).
- [31] A. Azevedo, A. B. Oliveira, F. M. de Aguiar and S. M. Rezende, *Phys. Rev. B*, **62**, 5331 (2000).
- [32] S. Ingvarsson, L. Ritchie, X. Y. Liu, Gang Xiao, J. C. Slonczewski, P. L. Trouilloud and R. H. Koch, cond-mat/0208207, 12 Aug. (2002).

## Capítulo 04

### Conclusões e perspectivas

Nesta dissertação investigamos multicamadas que apresentam o efeito válvula de spin e a relaxação ferromagnética em filmes de permalloy com camadas adjacentes. Todas as estruturas foram caracterizadas mediante a técnica de ressonância ferromagnética (FMR), à temperatura ambiente.

No capítulo 01 fizemos uma introdução ao fenômeno da ressonância ferromagnética, onde calculamos a resposta dinâmica da magnetização devido à presença de um campo de microondas aplicado perpendicularmente ao campo magnético externo, e através de um modelo fenomenológico determinamos a condição padrão de ressonância que é usada na determinação do campo de ressonância ferromagnética do sistema. Em seguida, introduzimos as contribuições da energia livre magnética que foram usadas na interpretação dos resultados experimentais de FMR, mostrando a forma analítica de cada uma delas, tanto para os filmes policristalinos (Zeeman, Desmagnetização e Uniaxial), como para os filmes monocristalinos (Zeeman, Desmagnetização, Uniaxial e Cúbica cristalina). Além disso, comentamos os modelos mais utilizados para modelar a energia de intercâmbio: no acoplamento direto (FM/AF), tomando o modelo de parede de domínio proposto por Maury e colaboradores, e no acoplamento indireto (FM/NM/FM), onde foi estudado basicamente o acoplamento bilinear.

No capítulo 02, apresentamos os principais resultados da investigação experimental das propriedades magnéticas de estruturas válvulas de spin estudadas nesta dissertação, fazendo uma conexão destes resultados com as teorias apresentadas no capítulo 01. Os resultados experimentais obtidos para as válvulas de spin foram interpretados através de um modelo fenomenológico que leva em conta a energia livre magnética presente nestas estruturas. Os espectros de absorção das estruturas de válvulas de spin apresentaram dois modos de ressonância, o modo mais intenso, não apresentou a simetria típica de filmes acoplados por *exchange-bias*, enquanto que o modo menos intenso, apresentou uma simetria C2 com uma variação do campo de anisotropia uniaxial em função da espessura da



camada do filme espaçador. Verificamos também que, nas estruturas de válvulas de spin existem dois tipos de acoplamentos, que são, o acoplamento direto, que é devido ao contato direto entre as camadas FM/AF, e o acoplamento indireto, que ocorre devido ao acoplamento entre as camadas ferromagnéticas que estão separadas por um espaçador não-magnético, ou seja, FM/NM/FM. E constatamos que, à medida que variamos este espaçador (NM), ocorre uma competição entre estes dois tipos de acoplamentos.

No capítulo 03, estudamos os principais mecanismos de relaxação ferromagnética em filmes finos de permalloy  $Fe_{19}Ni_{81}$ , onde mostramos os principais modelos fenomenológicos que descrevem o amortecimento da magnetização. Vimos também alguns canais físicos de relaxação pelo qual a energia contida no modo uniforme de onda de spin pode ser dissipada, e descrevemos estes canais através de interações de espalhamento. Estes mecanismos de espalhamento são classificados em intrínsecos e extrínsecos: onde os mecanismos intrínsecos são os processos elementares de interação da magnetização com excitações elementares tais como: elétrons de condução, fônons, mágnons, etc. E os mecanismos extrínsecos estão relacionados com a presença de defeitos na amostra, inomogeneidades, processos de flutuação de valência, anisotropias, efeitos de superfície e interface adjacentes, etc.

Propomos que estas investigações devam se estender de forma sistemática nos seguintes tópicos:

- Investigar a competição entre os diferentes tipos de acoplamento em estruturas válvulas de spin, assim como investigar os diferentes mecanismos de relaxação que existem nestas estruturas.
- Investigar a origem da largura de linha anômala que existe nos sanduíches  $Cr/Py/Cr/Si(001)$ .
- Investigar os processos de relaxação em sistema  $Py/NiO/Si(001)$ , em função da espessura da camada de  $NiO$ . Resultados preliminares sugerem que o acoplamento de *exchange-bias* pode levar a diferentes canais de relaxação da magnetização.

## Apêndice

### Programa FORTRAN

- C Sergio Rezende, UFPE, 28 de julho de 2002.
- C Programa fmrSValveComp.for
- C Calcula campos de ressonância em Válvulas de Spin, em função do ângulo no plano.
- C Usa modelo de tricamada, sendo uma delas com exchange-bias.
- C Considera acoplamento no cálculo do equilíbrio.

```
implicit real*8 (a-h,k,m-z)
dimension H(200),HR(200)
character*40 outfile1,outfile2,outfile3
parameter (outfile1='fmrSVin.dat')
parameter (outfile2='HxteAC.dat')
parameter (outfile3='HxteOP.dat')
```

- C Lê arquivo de dados com os parâmetros.

```
open (unit=1,file=outfile1)
read (1,*) f,g,tp,quapiMp,HE,Hup,tetup,s,Hexc,tf,quapiMf,Huf,tetuf
close (1)
errH=0.001d0
errfH=0.000001d0
pi=3.14159d0
dopi=2.0*pi
dtetHg=10.0
ntetH=360/dtetHg +1
dopiMp=quapiMp/2.
dopiMf=quapiMf/2.
```

```
tetuprd=tetup*pi/180.
```

```
tetufrd=tetuf*pi/180.
```

```
omega=f/(1.4*g)
```

```
omega2=omega*Omega
```

C Calcula frequências do modo acústico e do modo óptico separadas.

C Começa pelo acústico.

C Loop para variar tetH.

C Em cada tetH, calcula tetp e tetf de equilíbrio para o valor do campo da iteração.

```
open (unit=2,file=outfile2)
```

```
do 1000 itetH=1,ntetH
```

```
tetHg=(itetH-1)*dtetHg
```

```
tetH=tetHg*pi/180.
```

C Valor inicial para o campo

```
iH=1
```

```
H(iH)=-dopiMp+SQRT(dopiMp*dopiMp+omega2)
```

```
50 continue
```

```
Ho=H(iH)
```

C Varia tetp e tetf em passos e obtém valores para E mínima.

C Faz isto em duas etapas, uma com variação grossa (5 Graus) e uma fina (0.5 graus).

```
Emin=100000000000.
```

C Variacao grossa dos angulos (5 graus)

```
n1=72
```

```
tetpmin=0.0
```

```
do 100 itetp=1,n1
```

```
tetp=tetpmin+(itetp-1)*5.*pi/180.
```

```

costetp=cos(tetp)
costetptetu=cos(tetp-tetuprd)
Ep=-Ho*cos(tetp-tetH)-Hup*costetptetu*costetptetu/2.-HE*costetp
tetfmin=0.0
do 100 itetf=1,n1
tetf=tetfmin+(itetf-1)*5.*pi/180.
costetftetu=cos(tetf-tetufrd)
Ef=(-Ho*cos(tetf-tetH)-Huf*costetftetu*costetftetu/2.)*(tf/tp)
Eint=-Hexc*cos(tetf-tetp)
Etot=Ep+Ef+Eint
if(Etot.gt.Emin) go to 100
Emin=Etot
tetpo=tetp
tetfo=tetf
100 Continue

```

C Variação fina dos ângulos (0.5 graus).

```

Emin=100000000.
n2=25
tetpmin=tetpo-6.*pi/180.
do 200 itetp=1,n2
tetp=tetpmin+(itetp-1)*0.5*pi/180.
costetp=cos(tetp)
costetptetu=cos(tetp-tetuprd)
Ep=-Ho*cos(tetp-tetH)-Hup*costetptetu*costetptetu/2.-HE*costetp
tetfmin=tetfo-6.*pi/180.
do 200 itetf=1,n2
tetf=tetfmin+(itetf-1)*0.5*pi/180.
costetftetu=cos(tetf-tetufrd)
Ef=(-Ho*cos(tetf-tetH)-Huf*costetftetu*costetftetu/2.)*(tf/tp)

```

```

Eint=-Hexc*cos(tetf-tetp)
Etot=Ep+Ef+Eint
if(Etot.gt.Emin) go to 200
Emin=Etot
tetpeq=tetp
tetfeq=tetf
200 continue
tetp=tetpeq
tetf=tetfeq
tetpg=tetp*180./pi
tetfg=tetf*180./pi

```

C Ao sair deste loop tem valores de equilíbrio para tetp e tetf.

C Calcula campo de ressonância com valores de equilíbrio para campo anterior.

```

HR(1)=Ho
iNR=1
costetptetH=cos(tetp-tetH)
costetptetu=cos(tetp-tetuprd)
costetp=cos(tetp)
cos2tetptetu=cos(2.*(tetp-tetuprd))
costetptetf=cos(tetp-tetf)
costetftetH=cos(tetf-tetH)
costetftetu=cos(tetf-tetufrd)
cos2tetftetu=cos(2.*(tetf-tetufrd))
do 300 iNR=1,10
H1=HR(iNR)*costetptetH+HE*costetp+Hup*costetptetu*costetptetu
1 +Hexc*costetptetf+quapiMp
H2=-Hexc
H3=HR(iNR)*costetptetH+HE*costetp+Hup*cos2tetptetu
1 +Hexc*costetptetf

```

```

H4=Hexc*costetptetf
G1=HR(iNR)*costetftetH+Huf*costetftetu*costetftetu
1 +Hexc*costetptetf+quapiMf
G2=-Hexc
G3=HR(iNR)*costetftetH+Huf*cos2tetftetu+Hexc*costetptetf
G4=Hexc*costetptetf
ao=G2*H4+G4*H2-H1*H3-G1*G3
co=G1*G3*H1*H3+G2*G4*H2*H4-G2*G3*H2*H3-G1*G4*H1*H4
daodH=-costetptetH*(H1+H3)-costetftetH*(G1+G3)
dcodH=costetptetH*(H1*G1*G3+H3*G1*G3-G2*G3*H2-G1*G4*H4)
1 +costetftetH*(G1*H1*H3+G3*H1*H3-G2*H2*H3-G4*H1*H4)
rad=ao*ao/4.-co
radsqrt=SQRT(rad)
fH=-ao/2.-radsqrt-omega2
modfH=ABS(fH)

```

C fH tem unidade de campo. Se seu valor for menor que errfH, considera zero  
 C e sai do loop. HR é o campo de ressonância para a frequência dada.

```

if(modfH.lt.errfH) go to 400
dfdH=-daodH/2.-(ao*daodH/4.-dcodH/2.)/radsqrt
HR(iNR+1)=HR(iNR)-fH/dfdH
if(iNR.eq.10) write(*,*) 'Probl convergencia 1oNR'
300 continue
400 continue
H(iH+1)=HR(iNR)
difH=ABS(H(iH+1)-H(iH))
write(*,*) H(iH),tetHgtra,tetg,tetlg
iH=iH+1
if(iH.gt.20) write(*,*) 'Probl convergencia em Hac(iH)'

```

C Volta para 50 e calcula equilíbrio com novo campo. Sai do loop se a  
C diferença for menor que errH.

```
if(diffH.gt.errH) go to 50
write(2,11) Ho,tetHg,tetpg,tetfg
write(2,10) tetHg,H(iH)
1000 continue
10 format(4x,F9.4,5x,F8.4)
11 format(4x,F9.4,4x,F9.4,4x,F9.4,4x,F9.4)
close(2)
```

C Repete tudo para o modo óptico  
C Loop para variar tetH  
C Em cada tetH, calcula tetp e tetf de equilíbrio para o valor do campo da iteração.

```
open (unit=3,file=outfile3)
do 2000 itetH=1,ntetH
tetHg=(itetH-1)*dtetHg
tetH=tetHg*pi/180.
```

C Valor inicial para o campo

```
iH=1
H(iH)=-dopiMp+SQRT(dopiMp*dopiMp+omega2)
1050 continue
Ho=H(iH)
```

C Metodo burro. Varia tetp e tetf em passos e obtém valores para E mínima.  
C Faz isto em duas etapas, uma com variação grossa (5 Graus) e uma fina (0.5 graus).

```
Emin=10000000000.
```

C Variação grossa dos ângulos (5 graus).

```

n1=72
tetpmin=0.0
do 1100 itetp=1,n1
tetp=tetpmin+(itetp-1)*5.*pi/180.
costetp=cos(tetp)
costetptetu=cos(tetp-tetuprd)
Ep=-Ho*cos(tetp-tetH)-Hup*costetptetu*costetptetu/2.-HE*costetp
tetfmin=0.0
do 1100 itetf=1,n1
tetf=tetfmin+(itetf-1)*5.*pi/180.
costetftetu=cos(tetf-tetufrd)
Ef=(-Ho*cos(tetf-tetH)-Huf*costetftetu*costetftetu/2.)*(tf/tp)
Eint=-Hexc*cos(tetf-tetp)
Etot=Ep+Ef+Eint
if(Etot.gt.Emin) go to 1100
Emin=Etot
tetpo=tetp
tetfo=tetf
1100 continue

```

C Variação fina dos ângulos (0.5 graus)

```

Emin=1000000000.
n2=25
tetpmin=tetpo-6.*pi/180.
do 1200 itetp=1,n2
tetp=tetpmin+(itetp-1)*0.5*pi/180.
costetp=cos(tetp)

```



```

costetptetu=cos(tetp-tetuprd)
Ep=-Ho*cos(tetp-tetH)-Hup*cosetptetu*cosetptetu/2.-HE*cosetp
tetfmin=tetfo-6.*pi/180.
do 1200 itetf=1,n2
tetf=tetfmin+(itetf-1)*0.5*pi/180.
costetftetu=cos(tetf-tetufrd)
Ef=(-Ho*cos(tetf-tetH)-Huf*cosetftetu*cosetftetu/2.)*(tf/tp)
Eint=-Hexc*cos(tetf-tetp)
Etot=Ep+Ef+Eint
if(Etot.gt.Emin) go to 1200
Emin=Etot
tetpeq=tetp
tetfeq=tetf
1200 continue
tetp=tetpeq
tetf=tetfeq
tetpg=tetp*180./pi
tetfg=tetf*180./pi

```

C Ao sair deste loop tem valores de equilíbrio para tetp e tetf

C Calcula campo de ressonância com valores de equilíbrio para campo anterior

```

HR(1)=Ho
iNR=1
costetptetH=cos(tetp-tetH)
costetptetu=cos(tetp-tetuprd)
costetp=cos(tetp)
cos2tetptetu=cos(2.*(tetp-tetuprd))
costetptetf=cos(tetp-tetf)
costetftetH=cos(tetf-tetH)
costetftetu=cos(tetf-tetufrd)

```

```

cos2tetftetu=cos(2.*(tetf-tetufrd))
do 1300 iNR=1,10
H1=HR(iNR)*costetptetH+HE*costetp+Hup*costetptetu*costetptetu
1 +Hexc*costetptetf+quapiMp
H2=-Hexc
H3=HR(iNR)*costetptetH+HE*costetp+Hup*cos2tetptetu
1 +Hexc*costetptetf
H4=Hexc*costetptetf
G1=HR(iNR)*costetftetH+Huf*costetftetu*costetftetu
1 +Hexc*costetptetf+quapiMf
G2=-Hexc
G3=HR(iNR)*costetftetH+Huf*cos2tetftetu+Hexc*costetptetf
G4=Hexc*costetptetf
ao=G2*H4+G4*H2-H1*H3-G1*G3
co=G1*G3*H1*H3+G2*G4*H2*H4-G2*G3*H2*H3-G1*G4*H1*H4
daodH=-costetptetH*(H1+H3)-costetftetH*(G1+G3)
dcodH=costetptetH*(H1*G1*G3+H3*G1*G3-G2*G3*H2-G1*G4*H4)
1 +costetftetH*(G1*H1*H3+G3*H1*H3-G2*H2*H3-G4*H1*H4)
rad=ao*ao/4.-co
radsqrt=SQRT(rad)
fH=-ao/2.+radsqrt-omega2
modfH=ABS(fH)

```

C fH tem unidade de campo. Se seu valor for menor que errfH, considera zero

C sai do loop. HR é o campo de ressonância para a frequência dada.

```

if(modfH.lt.errfH) go to 1400
dfdH=-daodH/2.+(ao*daodH/4.-dcodH/2.)/radsqrt
HR(iNR+1)=HR(iNR)-fH/dfdH
if(iNR.eq.10) write(*,*) 'Probl convergencia 1oNR'
1300 continue

```

```
1400 continue
H(iH+1)=HR(iNR)
difH=ABS(H(iH+1)-H(iH))
write(*,*) H(iH),tetHgtra,tetg,tetlg
iH=iH+1
if(iH.gt.20) write(*,*) 'Probl convergencia em Hop(iH)'
```

C Volta para 1050 e calcula equilíbrio com novo campo. Sai do loop se a  
C diferença for menor que errH

```
if(difH.gt.errH) go to 1050
write(3,11) Ho,tetHg,tetpg,tetfg
write(3,10) tetHg,H(iH)
2000 continue
close(3)
stop
END
```