



UNIVERSIDADE FEDERAL DE PERNAMBUCO
DEPARTAMENTO DE FÍSICA–CCEN
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM FÍSICA

DISSERTAÇÃO DE MESTRADO

Thiago Eduardo Pedreira Bueno

Acoplamentos magnéticos em bicamadas e válvulas de spin: dependência com a temperatura

Dissertação apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Física do Departamento de Física da Universidade Federal de Pernambuco como requisito parcial para obtenção do grau de Mestre em Física.

Orientador: Antonio Azevedo da Costa

Recife-PE
Fevereiro de 2009

Livros Grátis

<http://www.livrosgratis.com.br>

Milhares de livros grátis para download.

Bueno, Thiago Eduardo Pedreira
Acoplamentos magnéticos em bicamadas e
válvulas de spin: dependência com a temperatura /
Thiago Eduardo Pedreira Bueno. - Recife : O Autor,
2009.

vii, 112 folhas : il., fig., tab.

Dissertação (mestrado) - Universidade Federal
de Pernambuco. CCEN. Física, 2009.

Inclui bibliografia e apêndice.

1.Magnetismo. 2. Multicamadas magnéticas 3.
Acoplamentos magnéticos diretos e indiretos. 4.
Sputtering. I. Título.



Universidade Federal de Pernambuco
Departamento de Física - CCEN
Programa de Pós-Graduação em Física
Cidade Universitária - 50670-901 Recife PE Brasil
Fone (+55 81) 2126-8449/2126-9450 - Fax (+55 81) 3271-0359
<http://www.df.ufpe.br/pg> e-mail: posgrad@df.ufpe.br

Parecer da Banca Examinadora de Defesa de Dissertação de Mestrado

Thiago Eduardo Pedreira Bueno

ACOPLAMENTOS MAGNÉTICOS EM BICAMADAS E VÁLVULAS DE SPIN: DEPENDÊNCIA COM A TEMPERATURA

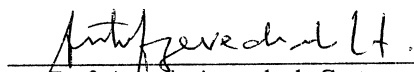
A Banca Examinadora composta pelos Professores Antonio Azevedo da Costa (Presidente e Orientador), Ricardo Emmanuel de Souza, ambos do Departamento de Física da Universidade Federal de Pernambuco e Carlos Chesman de Araújo Feitosa, do Departamento de Física Teórica e Experimental, da Universidade Federal de Pernambuco, consideraram o candidato:

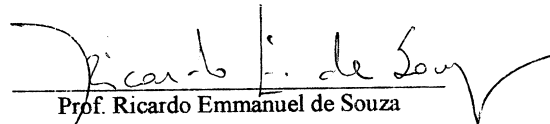
Aprovado

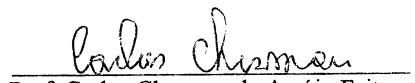
Reprovado

Em exigência

Secretaria do Programa de Pós-Graduação em Física do Departamento de Física do Centro de Ciências Exatas e da Natureza da Universidade Federal de Pernambuco em dois de março de 2009.


Prof. Antonio Azevedo da Costa
Presidente e Orientador


Prof. Ricardo Emmanuel de Souza


Prof. Carlos Chesman de Araújo Feitosa

*Dedico este trabalho a minha mãe (Lasara) e namorada (Cristina), por toda motivação,
confiança e carinho.*

AGRADECIMENTOS

Gostaria primeiramente agradecer ao departamento de física da UFPE pela oportunidade de aprendizado e trabalho. Ao professor Antonio Azevedo que me orientou durante o mestrado, sendo para mim um exemplo de profissionalismo e dedicação.

Gostaria de agradecer a minha mãe Lasara, e meu irmão Lucas pelo apoio em todos os momentos da minha vida, mesmo estando tão distante se fizeram muito presentes. E aos demais familiares que sempre motivaram e acreditaram em mim.

A minha namorada Cristina, que me esperou durante toda minha graduação e pós graduação. Foi minha companheira em todos os momentos, e com muito amor e paciência sempre me ajudou a superar os problemas da distância.

Aos amigos incondicionais Jorlandio (Chiquinho), Ricardo (Musso), Gustavo, César, Yareni e Clóvis que se tornaram uma família pra mim (*Happy Family*) ao longo destes dois anos.

Aos amigos do vapor: Mauri e Milrian, Geovane, Rafael Otoniel, Lincoln, Gersinho, Antônio Mário (Cioba), Augusto, Plínio (aiaiai titia), Vladimir e Karlinha por todo café e cerveja que tomamos juntos nestes dois anos. Mesmo nos momentos de pressão sempre existia humor.

Aos companheiros de laboratório Joaquim, Alexandre, Luis, Roberto, Padron, Gilvania e Marília, pelo trabalho em equipe e amizade.

Ao professor Alexandre Ricalde pelas discussões e sugestões sobre os problemas existentes nos experimentos em baixa temperatura.

Aos serviços prestados pela oficina eletrônica e mecânica do DF-UFPE.

Aos amigos de Minas Gerais que não deixaram a amizade diminuir com o aumento da distância.

Novamente agradecer aos amigos da república *Happy Family*, vapor, Lazarentos e aos companheiros de laboratório, vocês foram essenciais para mim nestes dois anos de mestrado.

Por fim, a Capes, pelo apoio financeiro.

(Thiago Eduardo P. Bueno)

Resumo

Nesta dissertação desenvolvemos atividades de fabricação de filmes compostos de multicamadas magnéticas, caracterização de suas propriedades e interpretação fenomenológica dos resultados. Investigamos os efeitos de acoplamentos magnéticos que ocorrem em bicamadas do tipo ferromagneto/antiferromagneto (FM/AF) e em estruturas do tipo válvulas de spin, que são adequadas para investigar a superposição dos acoplamentos direto (*exchange bias*) e indireto (mediado pela camada não magnética). Todas as amostras investigadas neste trabalho foram fabricadas pela técnica de *sputterin* DC e RF e para caracterizar as propriedades estáticas e dinâmicas da magnetização utilizamos as técnicas de ressonância ferromagnética (FMR) e magnetoresistência (MR). As medidas de MR ao longo do eixo fácil permitiram medir a dependência do campo de *exchange bias* (H_E) e do campo coercivo (H_C) em função da temperatura. Ambos H_E e H_C mostram um crescimento monotônico à medida que a temperatura diminui. Para as medidas de ressonância ferromagnética levamos em consideração três diferentes mecanismos de relaxação para explicar a dependência angular da largura de linha em bicamadas FM/AF. A simetria das curvas ΔH vs. ϕ_H foi ajustada numericamente e verificamos a importância dos mecanismos de 2-mágnons e de flutuação dos eixos de anisotropia. Considerando as válvulas de spin, as análises de FMR mostraram a existência de dois picos de absorção correspondentes às ressonâncias das camadas livre e presa. Para espessuras grandes da camada separadora de rutênio, a camada livre apresenta uma dependência angular típica de um filme simples e a camada presa apresenta uma dependência típica de um acoplamento do tipo *exchange bias*. Para espessuras menores da camada de Ru verificamos o efeito da mudança do sinal do acoplamento indireto entre as camadas livre e presa. Estes resultados também foram confirmados pelas curvas de MR, obtidas ao longo do eixo de anisotropia e para diferentes espessuras da camada separadora. Medidas de ressonância ferromagnética feitas ao longo do eixo unidirecional com o campo aplicado paralelo e antiparalelo a direção de mínimo de energia, nos permitiram estudar o comportamento

da largura de linha e do campo de ressonância em função da temperatura, fizemos também uma estimativa do campo de *exchange bias* para medidas de FMR em função da temperatura e comparamos os resultados com os obtidos por MR.

Palavras Chave: Multicamadas Magnéticas; Acoplamentos Magnéticos Diretos e Indiretos; *Sputtering*, Bicamadas Magnéticas; Válvulas de Spin, *Exchange Bias*, Ressonância Ferromagnética; Magnetoresistência; Largura de Linha; Campo de Ressonância; Mecanismos de relaxação.

Abstract

In this dissertation we worked on three different levels of magnetic thin films investigation: (i) fabrication of magnetic multilayers by sputtering technique; (ii) characterization of the static and dynamic magnetic properties and (iii) phenomenological interpretation of the experimental data. We investigated magnetic coupling effects that occur at the interface between ferromagnetic and antiferromagnetic layers (FM/AF) and at spin valve structures. This last magnetic structures is an excellent system for studying the direct (exchange bias) and indirect (mediated by the non magnetic layer) couplings. All of our samples were grown by DC and RF sputtering and in order to investigate static and dynamic magnetic properties of the magnetization we used magnetoresistance (MR) and ferromagnetic resonance (FMR), respectively. The MR data measured with the magnetic field applied along the easy axis allowed us determine the temperature dependence of exchange bias (H_E) and coercive (H_C) fields. Both fields H_E and H_C showed temperature monotonic growth. In order to explain the angular dependency of the FMR linewidth of our FM/AF bilayers we took into account three different mechanisms of magnetization relaxation. We concluded that the most important contributions were the 2-magnons and the anisotropy fluctuation mechanism. The FMR data for spin valve magnetic system exhibit two absorption signals associated to the free and pinned layers. We observed that the angular dependency of the resonance field for the free and pinned layer depends on the ruthenium layer thickness. In case of thicker ruthenium layer we verified that the free layer shows an angular FMR field dependence typical of thin film with uniaxial anisotropy and the pinned layer showed an angular dependency associated with the exchange bias coupling. In case of thinner ruthenium layer we observed the indirect coupling between the free and pinned layer that can be ferromagnetic or antiferromagnetic depending on the ruthenium layer thickness. We were able to confirm these results measuring MR curves applying the magnetic field along the anisotropy axis. In order to investigate the temperature dependency of the FMR linewidth and resonance field we measured the FMR absorption with the magnetic field applied parallel and antiparallel to the unidirectional

axis. In addition we were able to estimate the temperature dependency of the exchange bias field measure by FMR technique and compare with the one measured by MR technique.

Keywords: Magnetic multilayers; Direct and Indirect exchange coupling; Sputtering, Exchange coupled bilayers; Spin valve, Exchange Bias, Ferromagnetic resonance; Magnetoresistance; Linewidth; Resonance field; Relaxation mechanisms.

Sumário

Lista de Figuras	iii
1 Introdução	1
2 Técnicas experimentais	3
2.1 Introdução	3
2.2 Fabricação dos filmes	3
2.2.1 Evaporadora por feixe de elétrons (<i>Electron-Beam</i>)	4
2.2.2 Evaporação catódica (<i>Sputtering</i>)	7
2.3 Magnetoresistência	9
2.3.1 Magnetoresistência anisotrópica	9
2.3.2 Magnetoresistência gigante	11
2.3.3 Técnica experimental utilizada para medidas de magnetoresistência	12
2.4 Ressonância ferromagnética	18
3 <i>Exchange bias</i> e válvulas de spin	28
3.1 Introdução	28
3.2 Bicamadas acopladas por <i>exchange bias</i>	29
3.2.1 Modelos teóricos para o <i>exchange bias</i>	29
3.3 Válvulas de Spin	36
3.4 Sistemas estudados	39
3.5 Formulação de Energia - Largura de linha e campo de ressonância ferro-	
magnética	40

SUMÁRIO

3.5.1	Formulação de Energia	40
3.5.2	Campo de Ressonância	43
3.5.3	Largura de linha	50
4	Resultados e discussões	60
4.1	Introdução	60
4.2	Bicamadas FM/AF	60
4.2.1	FMR	60
4.2.2	Magnetoresistência	65
4.3	Válvulas de spin	67
4.3.1	FMR	67
4.3.2	Magnetoresistência	72
4.4	<i>Exchange Bias</i> em função da temperatura	76
5	Conclusões	80
A	Energias livres de filmes e multicamadas magnéticas	82
A.1	Energia magnética livre	82
A.1.1	Anisotropia magnetocristalina cúbica e uniaxial	83
A.1.2	Energia de superfície	85
A.1.3	Energia Zeeman	86
A.1.4	Energia de desmagnetização	87
A.2	Acoplamento entre camadas ferromagnéticas se-paradas por metal não magnético	89
A.2.1	Acoplamento bilinear	89
A.2.2	Acoplamento biquadrático	91
	Referências Bibliográficas	92

Lista de Figuras

2.1	Diagrama de blocos da evaporadora por feixe de elétrons.	6
2.2	Esboço da parte interna da câmara para evaporação.	6
2.3	Ilustração dos elétrons emitidos pelo filamento e atraídos para o cadinho.	7
2.4	Sistema típico de evaporação por sputtering.	8
2.5	Esboço da geometria entre a magnetização e a densidade de corrente elétrica para um monodomínio magnético.	10
2.6	a) Ilustração da visão frontal de como as quatro pontas de ouro entram em contato com a amostra (retângulo cinza), e como se distribui o fluxo de corrente. b) Ilustração da distribuição de corrente pela superfície do filme. c) Foto digital do porta amostras mostrando as quatro pontas utilizadas para realizar medidas de magnetoresistências em filmes finos.	13
2.7	Ilustração de uma fonte de corrente ideal, onde R_N é a resistência equivalente de Norton da fonte, e R_M é a resistência da amostra que varia em função do seu estado de magnetização.	14
2.8	Ilustração [(a)-2D e (b)-3D] e foto digital (c) de como os fios de prata fazem contato elétrico com a amostra e a distribuição do fluxo de corrente.	15
2.9	Diagrama de blocos da montagem de magnetoresistência DC	16
2.10	Foto da montagem de magnetoresistência DC adaptada a um sistema de baixa temperatura, formado por: um conjunto de bombas de vácuo (mecânica e difusora), controlador de temperatura , controlador de fluxo, reservatórios de nitrogênio líquido e gasoso e dedo frio	17
2.11	Ilustração simplificado do dedo frio utilizado nos nossos experimentos	18

LISTA DE FIGURAS

2.12 (a) Ilustração do modo uniforme de precessão. (b) Ilustração de uma onda de spin.	19
2.13 Espectro de ressonância ferromagnética, com forma de linha Lorentziana	22
2.14 Espectro de absorção obtido por modulação do campo magnético	23
2.15 Ilustração simplificada da montagem de ressonância ferromagnética	25
2.16 Foto da montagem de ressonância ferromagnética, adaptada ao sistema realizar medidas em baixa temperatura.	26
3.1 Curvas de magnetização para esferas de Co cobertas por CoO, onde a linha tracejada representa amostras resfriadas a campo nulo, enquanto a linha contínua mostra o ciclo de histerese para amostras resfriadas com campo de 10 kOe. [1]	30
3.2 Diagrama descrevendo o <i>exchange bias</i> para uma bicamada FM/AF em diferentes estados (a-e).	31
3.3 Ilustração de configurações magnéticas possíveis em uma interface entre AF e FM	32
3.4 Esquema de formação de parede de domínio no AF. Por simplicidade mostramos apenas uma das sub redes no AF. Observe que longe da interface a magnetização do AF se alinha com o eixo uniaxial, \hat{x}	33
3.5 Estrutura simplificada de uma válvula de spin	37
3.6 Ilustração fenomenológica da magnetoresistência gigante em multicamadas magnéticas. É possível notar a dependência da resistência com a orientação da magnetização. A figura também mostra os circuitos equivalentes onde os resistores representam espalhamentos sofridos pelos elétrons.	38
3.7 Dependência angular do campo de ressonância no plano calculado a partir da Eq. 3.39 para $H_{u2} = 10$ Oe, $H_E = 50$ Oe, $H_W = 1000$ Oe, $M_{ef2} = 10$ kG e $\omega = 8,6$ GHz.	50
3.8 Ilustração de um filme com magnetização \vec{M} e campo magnético \vec{H} ambos no plano do filme. O vetor de onda faz um ângulo $\phi_{\vec{k}/\parallel}$ com o campo magnético externo.	56

3.9	Relação de dispersão da onda de spin. O círculo preto, representa mágnons com vetor de onda finitos no plano do filme, degenerados em frequência com o módulo uniforme. A linha azul representa o ângulo crítico entre um $\vec{K}_{//}$ e o campo magnético externo, a partir do qual não existirão mágnons degenerados [40].	57
3.10	Geometria do defeito retangular com lados a, b e c nas direções x, y e z respectivamente.	58
4.1	Dependência angular de H_R calculada para $H_E = 0$ Oe ($H_{ra} = 0$ Oe) e $H_E = 60$ Oe ($H_{ra} = 60$ Oe), através da Eq. 3.39. Os parâmetros utilizados foram: $H_W = 900$ Oe, $H_{U2} = 10$ Oe, $M_{ef2} = 10.9$ kG e $\omega = 8.6$ GHz. Observe que o efeito do acoplamento de <i>exchange bias</i> quebra a simetria uniaxial e desloca a curva para baixo.	61
4.2	Medida de FMR na bicamada Py(124Å)/ IrMn(148Å) /Si(001). Os pontos vermelhos (azuis) representam a absorção ressonante, para o campo magnético aplicado paralelo (antiparalelo) ao campo de anisotropia unidirecional. 62	
4.3	Resultados experimentais de ressonância ferromagética da amostra Py(124Å) /IrMn(148Å)/Si(001), com seu respectivo ajuste numérico através da Eq. 3.39. 62	
4.4	Dependencia angular da largura de linha ΔH para a amostra Py(124Å)/ IrMn(148Å)/ Si(001), com seu respectivo ajuste numérico através da Eq. 3.43	63
4.5	Resultados experimentais (pontos) e ajuste numérico (linha contínua) para a dependência angular do campo de ressonância e da largura de linha para bicamadas com as seguintes estruturas: Py(103Å)/IrMn(148Å)/Si(001) ((a) e (b)) e Py(93Å)/IrMn(148Å)/Si(001) ((c) e (d))	64
4.6	Resultado experimental de medidas em bicamadas FM/AF onde as espessuras da camada FM_2 são 62 Å e 124 Å. As amostras possuem a seguinte estrutura: Py(t_{Py})/IrMn(148 Å)/Py(32 Å)/Ru(43.5 Å)/Si(001).	66
4.7	Medida de magneto resistência feita na bicamada Py(124Å)/IrMn(148Å)/Si(001) a temperaturas de 77 K e 298K	67

4.8	Variação angular da amostra Py(124Å)/IrMn(148 Å)/Py(32 Å)/Ru(43.5 Å)/Si(001). Onde ϕ_H é o ângulo no plano entre o campo magnético aplicado e o eixo fácil da anisotropia unidirecional.	68
4.9	Ilustração das direções do eixo de anisotropia unidirecional e da densidade de corrente em relação a amostra, mostrando o ângulo ϕ entre a magnetização e a direção da corrente.	69
4.10	Espectro de absorção de ressonância ferromagnética para a valvula de spin Py(62 Å)/Ru(43 Å)/Py(124 Å)/IrMn(148 Å)/Si(001). Note que o deslocamento em campo da curva de absorção da camada presa é muito maior que o da camada livre para a mesma variação de ϕ_H	69
4.11	Campos de ressonância para as camadas ferromagnéticas da amostra Cu(13.4 Å)/Py(62 Å)/Ru(43 Å)/ Py(124 Å)/IrMn(148 Å)/Py(31 Å)/Cu(67 Å)/Si(100).	70
4.12	Campos de ressonância para as amostras Py(62 Å)/Ru(t_{Ru})/Py(124 Å)/IrMn(148 Å)/Si(001) onde $14.5 \text{ Å} < t_{Ru} < 36.2 \text{ Å}$. Os valores utilizados nos ajustes numéricos são: $H_E = 65 \text{ Oe}$, $H_{U1} = 5 \text{ Oe}$, $H_{U2} = 15 \text{ Oe}$, $M_{ef1} = 10.55 \text{ kG}$, $M_{ef2} = 11.3 \text{ kG}$, $H_{ra} = 17 \text{ Oe}$, $H_W = 2 \text{ kOe}$ e $\omega = 8.6 \text{ GHz}$	71
4.13	Resultado experimental de magnetoresistência para válvula de spin, neste caso a natureza química da camada separadora não permite a ocorrência de GMR. A figura apresenta 3 picos de relacionados a AMR das camadas FM_1 , FM_2 e semente.	73
4.14	Resultados experimentais de magnetoresistência para válvulas de spin (Py(62 Å)/Ru(t_{Ru})/ Py(124 Å)/IrMn(148 Å)/Si(001)). Nestas medidas a corrente foi aplicada perpendicularmente ao eixo unidirecional. É possível perceber a diferença entre os acoplamento FM ou AF em função da espessura do Ru.	74
4.15	Medida de MR da válvula de spin com espaçador Cu.	75
4.16	Gráficos de MR de duas válvulas de spin com espessuras diferentes da camada espaçadora. O gráfico da esquerda foi obtido com o campo aplicado ao longo do eixo fácil e o gráfico da direita ao longo do eixo duro.	76

LISTA DE FIGURAS

4.17	Medida da largura de linha e campo de ressonância para a bicamada Py(124 Å) /IrMn(148 Å) /Si(100) em função da temperatura. O aumento da largura de linha está relacionado com o aumento do campo de <i>exchange bias</i> através do mecanismos de dois mágnons.	77
4.18	Medidas de campo coercivo e de <i>exchange bias</i> em função da temperatura. As medidas são feitas por MR com o campo aplicado paralelo ao eixo fácil. tanto a coercividade quanto o campo de <i>exchange bias</i> apresentam comportamento conhecido e podem ser entendidos com base no modelo de tamanho de grãos	78
4.19	Campo de <i>exchange bias</i> em função da temperatura, obtido para a bicamada Py(124 Å)IrMn(148 Å) por meio das técnicas de FMR e MR adaptadas a um sistema de baixa temperatura.	79
A.1	Cossenos diretores da magnetização em coordenadas esféricas	83
A.2	Ilustração de como a proporção de átomos que constituem a superfície aumenta à medida que o volume do filme diminui diminui.	86
A.3	Ilustração dos dipolos magnéticos não compensados em um material magnetizado.	87
A.4	Ilustração de uma tricamada composta de dois materiais ferromagnéticos separados por uma camada de filme metálico não maganético.	90

Capítulo 1

Introdução

Em 1956, Meiklejohn e Bean verificaram a existência de uma anisotropia unidirecional [1]. Esta anisotropia surge devido ao contato atômico existente na interface entre um material ferromagnético e um antiferromagnético, sendo caracterizada por um deslocamento em campo do ciclo de histerese. Esta descoberta foi base para muitas pesquisas graças a sua complexidade e o grande potencial para aplicações tecnológicas [2, 3].

Graças a evolução nas técnicas de vácuo e na eletrônica utilizada para de crescimento de nanoestruturas. Surgiram técnicas como o *sputtering* [4] e MBE [5] permitindo o controle da quantidade de camadas atômicas que compõem os filmes ferromagnéticos ultrafinos.

Outras grandes contribuições no desenvolvimento de pesquisas relacionando filmes finos compostos de multicamadas, foram as descobertas do acoplamento entre as camadas ferromagnéticas mediado por uma camada separadora não magnética [6], e da magnetoresistência gigante [7]

Nesta dissertação investigamos nanoestruturas magnéticas como bicamadas FM/AF e válvulas de spin, com o objetivo de aprofundar os conhecimentos das propriedades magnéticas destes sistemas. As amostras foram crescidas pela técnica de *sputtering DC* e caracterizadas pelas técnicas de magnetoresistência e ressonância ferromagnética. Estas duas técnicas são muito sensíveis às anisotropias presentes nos filmes e às interações entre as camadas que o compõe. A técnica de MR nos informa os valores do campo coercivo e do campo de *exchange bias*, a sensibilidade desta técnica é impressionante, sendo utilizada

também para realizar medidas em nano fios ferromagnéticos [8]. A técnica de ressonância ferromagnética nos informa as anisotropias presentes nos filmes a partir da dependência angular do campo de ressonância [9,10], e a partir da largura de linha obtemos informações sobre mecanismos intrínsecos e extrínsecos de amortecimento da magnetização [11].

Esta dissertação apresenta 5 capítulos e um apêndice. No capítulo 2 são discutidas as técnicas experimentais utilizadas no decorrer do mestrado, sendo apresentada uma pequena introdução teórica da física envolvida nas técnicas antes de abordarmos os detalhes experimentais. As técnicas que serão discutidas nesse capítulo são as de deposição das nanoestruturas (evaporadora por feixe de elétrons e *sputtering*), e as técnicas experimentais de caracterização (magneto resistência e ressonância ferromagnética).

No capítulo 3 é feita uma revisão sobre alguns modelos que contribuíram para o desenvolvimento das teorias associadas com as propriedades magnéticas de filmes finos compostos de bicamadas FM/AF e válvulas de spin. Os fenômenos discutidos foram: *exchange bias*, magnetoresistência gigante, campo de ressonância ferromagnética e a largura de linha formada pelas contribuições intrínsecas (amortecimento de Gilbert) e extrínsecas (espalhamento de dois mágnons e flutuações de anisotropias).

No capítulo 4 são apresentados, os principais resultados de medidas experimentais realizados nesta dissertação. Primeiramente discutimos os resultados para bicamadas, a partir das medidas de magnetoresistência obtivemos o campo de *exchange bias* e o campo coercivo, e por ressonância ferromagnética interpretando o resultado de forma fenomenológica fazendo uso da energia livre magnética presente no sistema, obtivemos os valores das anisotropias presentes nas amostras e de parâmetros de amortecimento da magnetização. Para as válvulas de spin foram apresentados resultados de FMR e MR, e discutimos os valores do campo de acoplamento bilinear para diferentes espessuras do filme espaçador. Em seguida são apresentados e discutidos os resultados de MR e FMR em função da temperatura para bicamadas FM/AF.

No capítulo 5 são apresentadas as principais conclusões desta dissertação. No apêndice A são discutidas de forma didática a origem física das energias magnéticas utilizadas para interpretar fenomenologicamente, os resultados obtidos para os sistemas investigados

Capítulo 2

Técnicas experimentais

2.1 Introdução

Neste capítulo serão apresentadas as técnicas experimentais utilizadas para fabricação e caracterização dos filmes (bicamadas, e válvulas de spin) estudados nessa dissertação. Houve o auxílio das oficinas eletrônica e mecânica do Departamento de Física da Universidade Federal de Pernambuco na tentativa de construção de uma evaporadora por feixe de elétrons e na adaptação da montagem de magnetoresistência a baixa temperatura. Na seção 2.2 serão discutidas as técnicas de deposição de filmes finos. Na seção 2.3 é discutida a montagem de magnetoresistência e as modificações necessárias para realizar esta medida em função da temperatura. Por fim, na seção 2.4 será discutida a técnica de ressonância ferromagnética e também serão discutidos alguns detalhes de sua adaptação para medidas de baixa temperatura, será também calculada a condição geral de ressonância que é uma das ferramentas principais na interpretação dos dados experimentais.

2.2 Fabricação dos filmes

A primeira deposição de filmes finos metálicos em vácuo foi feita em 1887 por Nahrwold, porém na época a precariedade dos equipamentos de vácuo não permitia um controle de qualidade dos filmes. Com o passar do tempo e com o desenvolvimento de equipamentos

de vácuo, as aplicações saíram do meio acadêmico e passaram para o desenvolvimento de aplicações tecnológicas [12].

Em nanoestruturas há o interesse de fabricar amostras uniformes e com alta pureza, portanto a qualidade e o controle das condições de vácuo são fundamentais. Para isto, existem vários tipos de bombas de vácuo. E a escolha de qual utilizar depende de algumas características intrínsecas de cada bomba como o intervalo de pressões em que devem ser utilizadas (ver Tabela 2.1) e a velocidade de bombeamento.

Tabela 2.1: Classificações de vácuo

Classificação de Vácuo	Pressão torr
Baixo Vácuo	760 – 25
Médio Vácuo	25 – 10^{-3}
Alto Vácuo	10^{-3} – 10^{-6}
Muito Alto Vácuo	10^{-6} – 10^{-9}
Ultra Alto Vácuo	menor que 10^{-9}

Uma discussão completa sobre as técnicas de produção e medição de vácuo, podem ser encontradas nas referências [12] [13].

Nos últimos 25 anos, os processos de deposição de filmes finos têm se desenvolvido rapidamente, e existem várias técnicas porém algumas são mais utilizadas, tais como evaporação térmica, evaporação por feixe de elétrons, evaporação catódica (*Sputtering*) e epitaxia por feixe molecular (MBE) [14]. Nesta dissertação duas técnicas serão brevemente discutidas, uma delas é a evaporação por feixe de elétrons, pois houve um esforço para construir esta montagem. Por fim, será discutida a técnica de *sputtering*, pois é o método que foi utilizado para crescer os filmes finos magnéticos estudados nesta dissertação.

2.2.1 Evaporadora por feixe de elétrons (*Electron-Beam*)

A deposição por evaporação constitui-se de um processo simples que consiste em aquecer o material a ser depositado (fonte). Este é um processo realizado em vácuo, pois devido ao aumento da pressão de vapor, a temperatura de evaporação do material a ser depositado diminui. Para que o fluxo de vapor na direção do substrato não seja prejudicado é necessário a existência de condições adequadas de vácuo dentro da câmara.

Isto permite que o livre caminho médio dessas partículas não seja perturbado, ou seja, que ele seja maior que a distância entre a fonte e o substrato.

Entre os vários motivos para se construir uma evaporadora por feixe de elétrons, está por exemplo a possibilidade de se alcançar temperaturas altíssimas devido ao bombardeio de elétrons ($3000^{\circ}C$). A qualidade dos filmes também pode ser melhor controlada já que a taxa de crescimento pode ser menor que 1 nm por minuto, embora exista também a possibilidade de aplicações na indústria, pois é possível ter altas taxas de deposição. Uma outra característica atraente é a possibilidade de se construir, com pouco investimento financeiro, um equipamento que poderia custar algumas dezenas de milhares de dólares. O baixo custo deste projeto desenvolvido foi devido aos materiais utilizados na construção, uma vez que já eram disponíveis no nosso grupo de pesquisa. O maior investimento ocorreu na fabricação de uma fonte de alta tensão DC, onde foram utilizados componentes eletrônicos comuns de forno de microondas.

Como o próprio nome da técnica já diz, a evaporação é feita por um feixe de elétrons que ao se chocar com o cadinho, contendo o material a ser depositado, transfere momento para esse sistema que converte essa transferência de energia em calor.

A Fig. 2.1 ilustra a montagem construída aqui no Departamento de Física da UFPE com auxílio da oficina mecânica e oficina eletrônica. Nota-se que o vácuo é obtido através de uma bomba mecânica acoplada a uma bomba difusora, esse não é o sistema de vácuo ideal pois a menor pressão que ele alcança é da ordem de 9.10^{-6} torr, que não é uma pressão adequada para deposição de filmes finos. O ideal seria utilizar uma bomba turbo em vez da difusora.

O esboço da parte interna da câmara para evaporação está indicado na Fig. 2.2. É composta por um filamento com diâmetro de $0,25\text{ mm}$ e composição de $99,9\%$ de tungstênio, um cadinho de grafite, passante condutor elétrico, passante móvel e um porta substrato.

O princípio de funcionamento é bem simples, aplicada-se uma corrente no filamento, este aquece e devido ao efeito termiônico emite elétrons. Com uma fonte de alta tensão DC aplica-se uma tensão de até 2000 volts no cadinho, que atrai os elétrons emitidos pelo

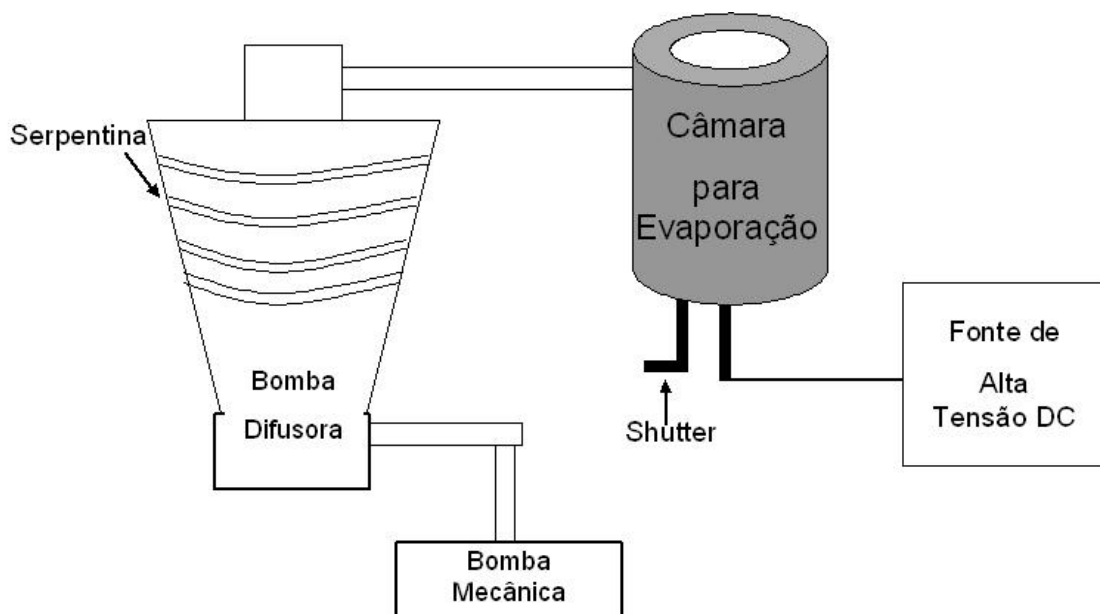


Figura 2.1: Diagrama de blocos da evaporadora por feixe de elétrons.

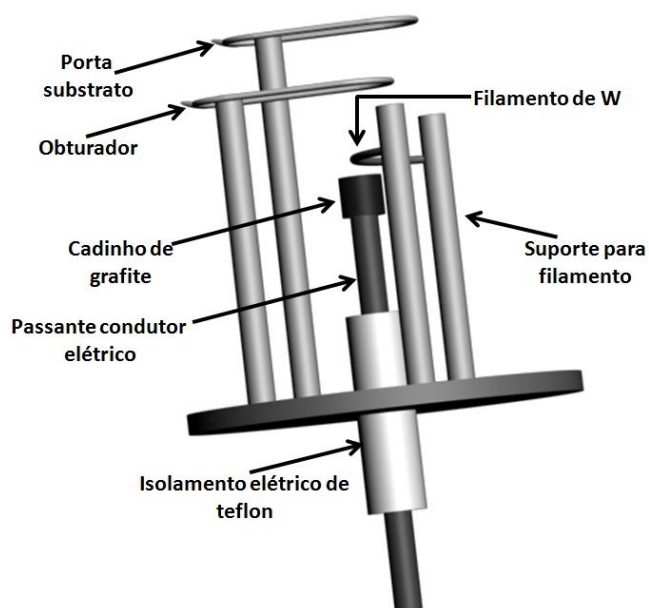


Figura 2.2: Esboço da parte interna da câmara para evaporação.

filamento (ver Fig. 2.3). Com o impacto dos elétrons há uma transferência de energia para o cadinho que conseqüentemente fica aquecido.

O projeto no momento está estacionado, devido a várias dificuldades encontradas, que vão desde reconstruir a câmara com aço inox, passando pelo investimento em uma bomba

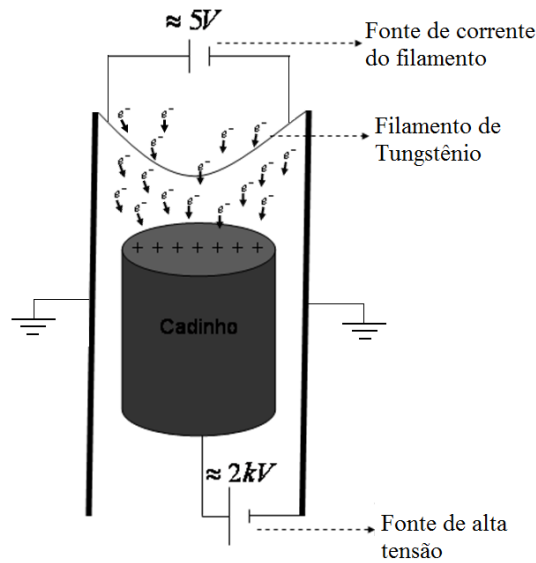


Figura 2.3: Ilustração dos elétrons emitidos pelo filamento e atraídos para o cadinho.

turbo para melhorar o vácuo. Seria adequado utilizar um filamento com um diâmetro menor, pois teria uma resistência maior o que resulta em um maior aquecimento, logo um número maior de elétrons emitidos com a utilização de uma corrente menor, que resulta na diminuição do aquecimento da câmara. E por fim o passante condutor que possui um isolamento elétrico feito com teflon, este material não tem resistido à temperatura e também evapora. Portanto é necessária a aquisição de um passante condutor no qual o material isolante resista a temperaturas mais elevadas. A nossa expectativa é que este projeto possa ser finalizado em um futuro próximo.

2.2.2 Evaporação catódica (*Sputtering*)

O processo de *sputtering* é o mais utilizado para fabricação de filmes finos, tanto na indústria como em pesquisas. É um processo físico, semelhante a evaporação por feixe de elétrons. No *sputtering*, um feixe de íons de Ar (ou outro gás nobre), é acelerado contra o alvo, arrancando átomos por transferência de momento. Os átomos arrancados terminam se depositando sobre o substrato. Em resumo, o processo se divide nas seguintes etapas:

1. Etapa de evacuação primária. A câmara de deposição é evacuada para pressões mais baixas possíveis ($\sim 2 \cdot 10^{-7} torr$), com objetivo de remover impurezas e humidade

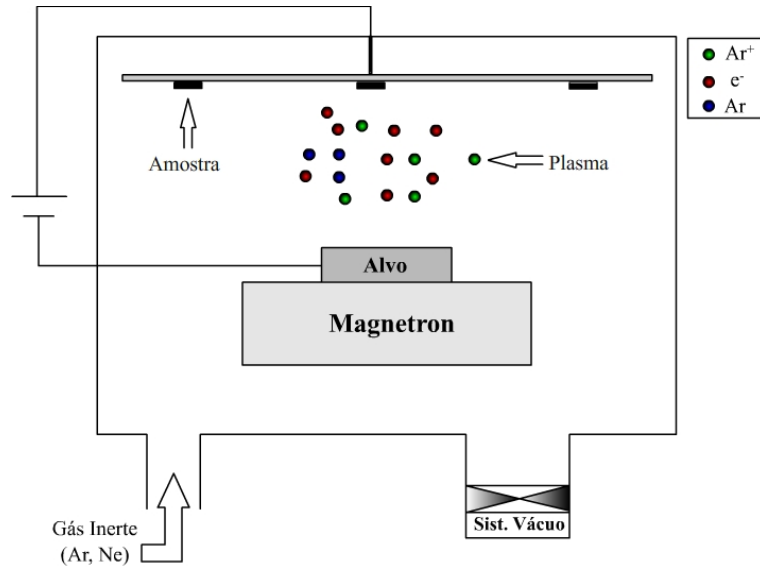


Figura 2.4: Sistema típico de evaporação por sputtering.

2. Etapa de injeção de gás de trabalho. Injeta-se Ar de alta pureza (99.999%) na câmara, que está sendo continuamente evacuada. A pressão de trabalho é tipicamente de ordem de 3 *mtorr*.
3. Etapa de criação do plasma. Íons de Ar^+ são criados pela aplicação de uma tensão DC (ou RF) que também serve para acelerá-los de encontro ao alvo. O plasma se mantém com auxílio de um campo magnético gerado por um conjunto de magnetos permanentes (*magnetron*).
4. Pré-*sputtering*. Antes do *sputtering* propriamente dito a etapa de pré-*sputtering* é utilizada para remover impurezas da superfície do alvo.
5. Etapa de deposição. O sistema de *sputtering* pertencente ao nosso grupo de pesquisas tem capacidade de depositar até quatro materiais distintos em até nove substratos diferentes. A taxa de deposição dos alvos é calibrada a priori, e com isto é possível estimar a espessura do filme em função do tempo em que a amostra é exposta à evaporação.

A Fig. 2.4 ilustra o processo de deposição por *sputtering*.

Com esta técnica é possível obter [12, 15]: filmes simples e multicamadas de boa qualidade possuindo uniformidade por toda área do substrato, filmes de refratários, filmes isolantes, boa adesão e epitaxia a temperaturas relativamente baixas. A evaporação catódica é rica em detalhes, e uma discussão muito didática pode ser encontrada na referência [11].

2.3 Magnetoresistência

2.3.1 Magnetoresistência anisotrópica

Em 1826 o físico alemão Georg Simon Ohm (1789-1854) encontrou experimentalmente a relação entre a diferença de potencial entre dois pontos de um metal e a corrente elétrica entre estes terminais [16]. Aproximadamente um ano após seu primeiro artigo experimental, Ohm formulou a teoria do fenômeno que até hoje conhecemos como Lei de Ohm.

Alguns anos após a descoberta feita por Ohm, em 1857, William Thomson (1824-1907) percebeu que os metais ferro e níquel quando submetidos a um campo magnético tinham uma variação de resistividade [17].

Vários modelos tentam explicar esse fenômeno de maneira microscópica, por exemplo considerando o espalhamento entre elétrons condutores s-d paralelos a magnetização. Este modelo leva em conta a interação spin-órbita [18–20]. Em 1956 Bozorth, levando em conta a formação de paredes de domínio quando um metal ferromagnético submetido a um campo magnético externo e também a tensões mecânicas externas, propôs uma teoria tentando explicar a AMR [21].

Devido à complexidade dessas teorias é mais simples abordar esse fenômeno partindo da equação fenomenológica da lei de Ohm para materiais magnéticos [22]:

$$\vec{E} = \rho_{\perp} \vec{j} + (\rho_{\parallel} - \rho_{\perp})(\vec{M} \cdot \vec{j}) \frac{\vec{M}}{M^2}, \quad (2.1)$$

2.3 Magnetoresistência

onde ρ_{\perp} e ρ_{\parallel} são respectivamente, as resistividades medidas perpendicular e paralela-mente a magnetização. Esta é a equação do campo elétrico generalizado para uma dada densidade de corrente em um material ferromagnético, em que o primeiro termo é a resis-tividade ôhmica e o segundo termo depende do ângulo entre a magnetização e a corrente aplicada. Na Eq. 2.1 não foi levado em conta o campo elétrico devido ao efeito efeito Hall.

Supondo que a amostra tem a forma de um disco, e é composta de apenas um domínio magnético (Fig.2.5), podemos definir o seguinte sistema de coordenadas:

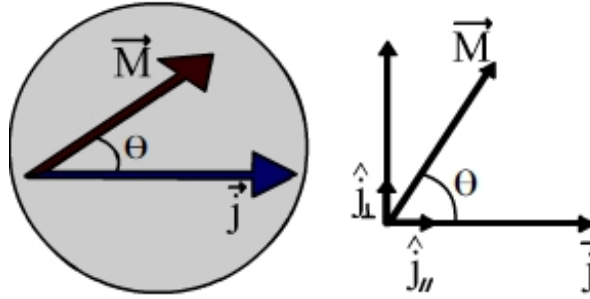


Figura 2.5: Esboço da geometria entre a magnetização e a densidade de corrente elétrica para um monodomínio magnético.

A densidade de corrente é dada por \vec{j} , formando um ângulo θ com a magnetização \vec{M} . Podemos definir o sistema de coordenadas retangulares ao longo dos vetores unitários \hat{j}_{\parallel} e \hat{j}_{\perp} . A magnetização \vec{M} pode ser escrita como:

$$\frac{\vec{M}}{M} = \cos\theta\hat{j}_{\parallel} + \sin\theta\hat{j}_{\perp}. \quad (2.2)$$

Com essas considerações a Eq. 2.1 pode ser reescrita como:

$$\vec{E} = (\rho_{\perp}\sin^2\theta + \rho_{\parallel}\cos^2\theta)\hat{j}_{\parallel} + (\rho_{\parallel} - \rho_{\perp})\frac{\sin 2\theta}{2}\hat{j}_{\perp}. \quad (2.3)$$

Da Eq. 2.3 apenas a componente do campo elétrico paralela à densidade de corrente ($\vec{E} = E\hat{j}_{\parallel}$) nos interessa, isto porque a medida experimental de magnetoresistência é feita com auxílio da técnica de quatro pontas, que será discutida ainda nessa seção .

Então tomando apenas a componente de \vec{E} na direção medida experimentalmente (\hat{j}_{\parallel}) e somando e subtraindo o termo $\rho_{\perp} \cos^2 \theta$ na Eq. 2.3 temos:

$$\vec{E}_{\parallel} = (\rho_{\perp} + (\rho_{\parallel} - \rho_{\perp}) \cos^2 \theta) \hat{j}_{\parallel} = (\rho_{\perp} + \Delta\rho \cos^2 \theta) \hat{j}_{\parallel} = \rho_{AMR} \hat{j}_{\parallel}, \quad (2.4)$$

o termo da Eq. 2.4 que multiplica \hat{j}_{\parallel} é definido como a resistividade AMR, este termo é conhecido como equação de Voigt-Thomson [18]:

$$\rho_{AMR} = \rho_{\perp} + \Delta\rho \cos^2 \theta. \quad (2.5)$$

Analisando a Eq. 2.5 percebe-se que $\theta = \theta[\vec{M}(\vec{H})]$, ou seja a AMR pode ser interpretada como a dependência que a resistência elétrica possui com relação ao ângulo entre a direção que é aplicada a corrente elétrica e a magnetização.

2.3.2 Magnetoresistência gigante

Em 1988 foi publicada a descoberta da magnetoresistência gigante por Baibich et al [7], que investigaram super redes compostas pela seguinte estrutura $[Fe(30)/Cr(9)]_{40}$. Medidas feitas em baixa temperatura nestas estruturas, mostraram uma variação da resistência elétrica da multicamada que diminuía por cerca de 60% quando comparados os estados de magnetização saturada e não saturada. O acoplamento entre multicamadas magnéticas pode ser ferromagnético (FM) ou antiferromagnético (AF) dependendo da espessura do espaçador de Cr [23]. Para a estrutura utilizada na descoberta da GMR o acoplamento era AF. Analisando os resultados experimentais, Baibich et. al. propuseram que a GMR surge do fato de que o espalhamento dos elétrons de condução depende da orientação relativa entre as magnetizações das camadas ferromagnéticas adjacentes.

A GMR tem aplicações na indústria automobilística [24], porém sua aplicação massiva está na indústria de computadores, com auxílio das válvulas de spin revolucionando a tecnologia de gravação magnética até os dias de hoje [25]. Albert Fert e Peter Grünberg foram laureados com o premio Nobel em física de 2007, devido às suas contribuições na descoberta da GMR [26]. Uma boa revisão sobre este assunto encontra-se nas referências [27] e [28]. Mais detalhes sobre o fenômeno, serão vistos quando forem apresentadas as válvulas de spin no capítulo 3.

2.3.3 Técnica experimental utilizada para medidas de magnetoresistência

Atualmente existem duas montagens experimentais pertencentes ao grupo de magnetismo e materiais do Departamento de Física da UFPE, porém elas possuem características diferentes. Uma das montagens faz uso da técnica de quatro pontas e é capaz de realizar medidas de magnetoresistência DC e diferencial a temperatura ambiente. A outra montagem foi totalmente desenvolvida no decorrer deste programa de mestrado com auxílio dos demais alunos do grupo de pesquisa, e das oficinas mecânica e eletrônica do DF-UFPE. Essa montagem foi desenvolvida para fazer medidas de magnetoresistência DC em função da temperatura. A medida de magnetoresistência diferencial esta sendo providenciada. Nesta dissertação também desenvolvemos o programa de aquisição de dados utilizando a linguagem Labview.

A técnica convencional de quatro pontas se baseia em quatro eletrodos igualmente espaçados e colineares, em que as pontas externas aplicam corrente (I) e as pontas internas medem a diferença de potencial (V) ou seja podemos medir a resistência elétrica diretamente pela razão $R = \frac{V}{I}$. A técnica está ilustrada na Fig. 2.6.a.

A Fig. 2.6.b é muito didática para entender a importância de se ter pontas colineares e igualmente espaçadas. O esboço do fluxo de corrente mostra claramente a necessidade de alinhar as 4 pontas ao longo da linha central, ilustrado pelos 4 pontos pretos. Ao longo desta linha podemos garantir que o campo elétrico é uniforme. O conhecimento da direção do fluxo de corrente é importante pois na Eq. 2.5, utilizada para interpretar

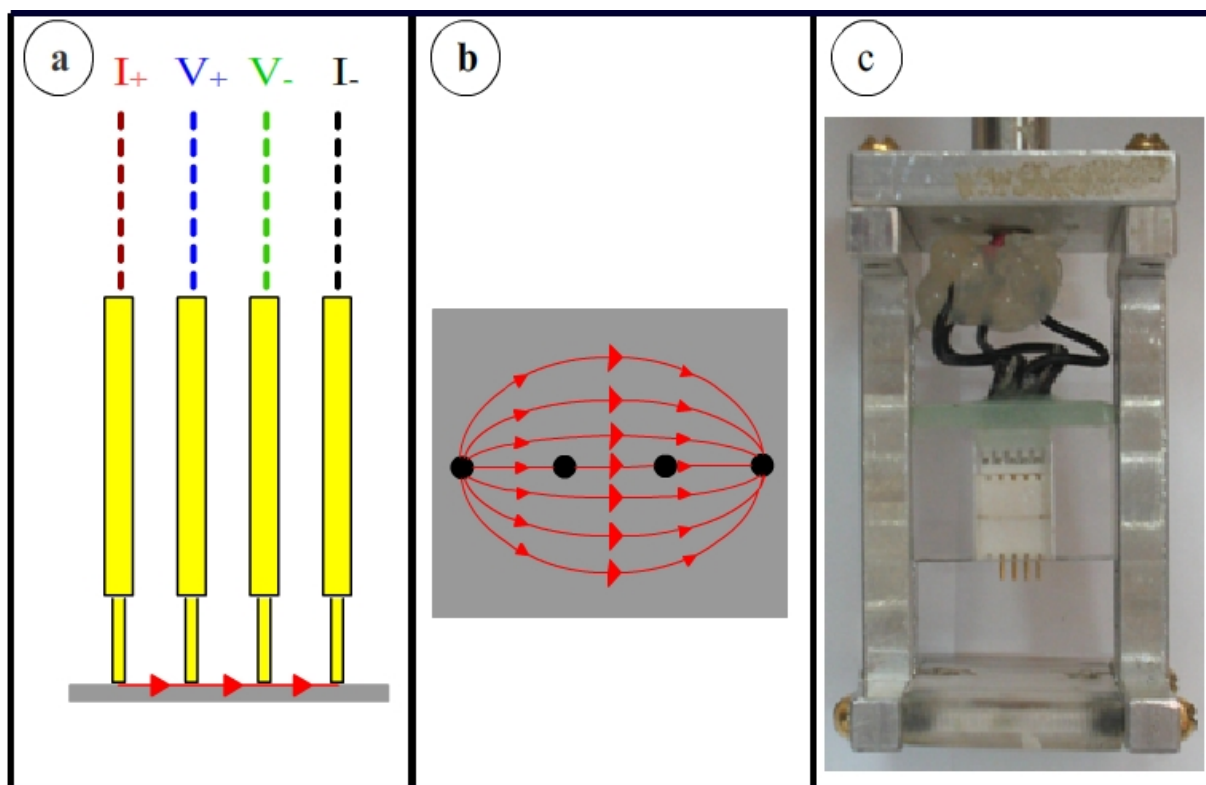


Figura 2.6: a) Ilustração da visão frontal de como as quatro pontas de ouro entram em contato com a amostra (retângulo cinza), e como se distribui o fluxo de corrente. b) Ilustração da distribuição de corrente pela superfície do filme. c) Foto digital do porta amostras mostrando as quatro pontas utilizadas para realizar medidas de magnetoresistências em filmes finos.

fenomenologicamente esse fenômeno, o ângulo θ é o ângulo entre a magnetização e o fluxo de corrente.

Outros detalhes como a distância entre os eletrodos em comparação com a espessura da amostra devem ser observados. Não é desejado que ao realizar uma medida seu resultado dependa dos parâmetros geométricos da montagem. Se o filme for mais espesso que a distância entre as pontas o resultado experimental depende da separação entre as mesmas. Como no nosso caso trabalhamos com filmes finos (\sim alguns nm) e a distância entre as pontas é aproximadamente 1 mm, a resistividade medida independe de parâmetros geométricos do aparato experimental [15, 28, 29].

Outra maneira de se fazer o contato elétrico é por meio da técnica de pseudo 4 pontas. Esse contato é apropriado para medidas em baixa temperatura. O contato é feito

colocando-se dois fios de prata sobre a amostra e em seguida estes fios são colados com tinta de prata (Fig. 2.8). Este foi o contato utilizado em todas as medidas dessa dissertação. O método de pseudo 4 pontas independe da resistência externa se usarmos uma fonte de corrente ideal, como ilustrado na Fig. 2.7:

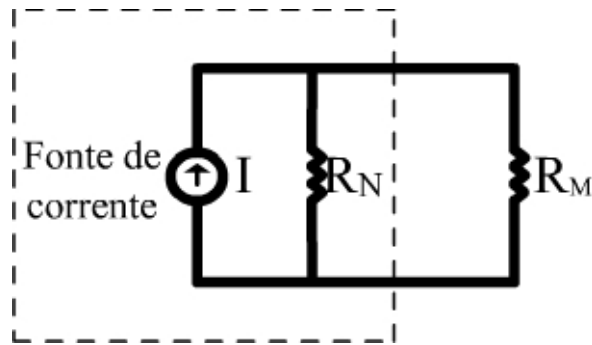


Figura 2.7: Ilustração de uma fonte de corrente ideal, onde R_N é a resistência equivalente de Norton da fonte, e R_M é a resistência da amostra que varia em função do seu estado de magnetização.

Como $R_N \rightarrow \infty$, então a resistência equivalente é a resistência da amostra.

São muito comuns problemas de contato elétricos em medidas de MR em baixas temperaturas, isto surge devido a contrações térmicas. O contato elétrico feito pela técnica de 4 pontas não é o ideal em medidas de baixa temperatura, pois as molas contraem resultando na perda de contato com a superfície do filme. A técnica de pseudo 4 pontas tem se mostrado bastante eficiente em baixas temperaturas utilizando-se fios e cola compostos de prata.

A amostra é colada com uma fita dupla face especial para baixas temperaturas, em um suporte de cobre. Este suporte de cobre, localizado em vácuo, tem sua temperatura controlada externamente através de um controlador de temperatura, que aquece uma resistência elétrica. O sistema utilizado (dedo frio) pode usar hélio ou nitrogênio líquidos como meios refrigerantes.

A fonte usada para aplicar a corrente na amostra foi o modelo 6221 da Keythley. O nanovoltímetro utilizado para medir a variação de resistência da amostra também foi fabricado pela Keythley é o 2182A. O dedo frio é posicionado em um suporte que possui um translador XYZ, para que a amostra seja posicionada com um ajuste fino no centro dos pólos de um eletroímã. Este eletroímã fica sobre um goniômetro permitindo assim

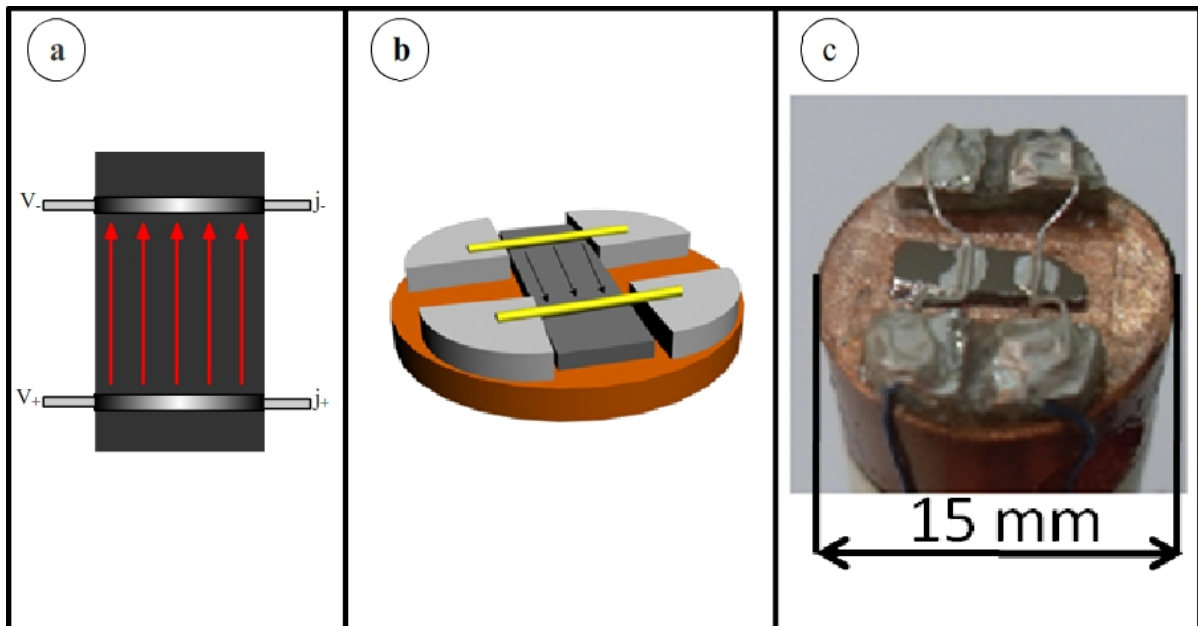


Figura 2.8: Ilustração [(a)-2D e (b)-3D] e foto digital (c) de como os fios de prata fazem contato elétrico com a amostra e a distribuição do fluxo de corrente.

variar o ângulo com que o campo magnético externo é aplicado em relação à densidade de corrente aplicada na amostra.

O campo magnético é produzido por um eletroímã que é alimentado por uma fonte de corrente bipolar da marca Kepco cuja corrente máxima é de 20 A. Este campo magnético é medido por um gaussímetro que possui sua saída analógica ligada há um voltímetro HP2478-A.

Estes equipamentos estão conectados a um computador através de interface GPIB-USB (ver Figs. 2.9 e 2.10). Para automatizar esta montagem foi empregado um programa desenvolvido em Labview. Este programa é utilizado em aplicações de teste, medição, aquisição de dados, controle de instrumentos, registro de dados e análise de medição [30].

A técnica de magneto resistência diferencial é mais sensível que magnetoresistência DC por ser uma técnica que faz uso de Lock-in. A amostra é colocada em um dos ramos de uma ponte de Wheatstone e necessita ser balanceada antes da medida. Como o sinal das amostras investigadas nessa dissertação é muito intenso não foi necessário usar medida diferencial. Mesmo com uma corrente DC de 0,2 mA foi possível obter bons sinais de MR.

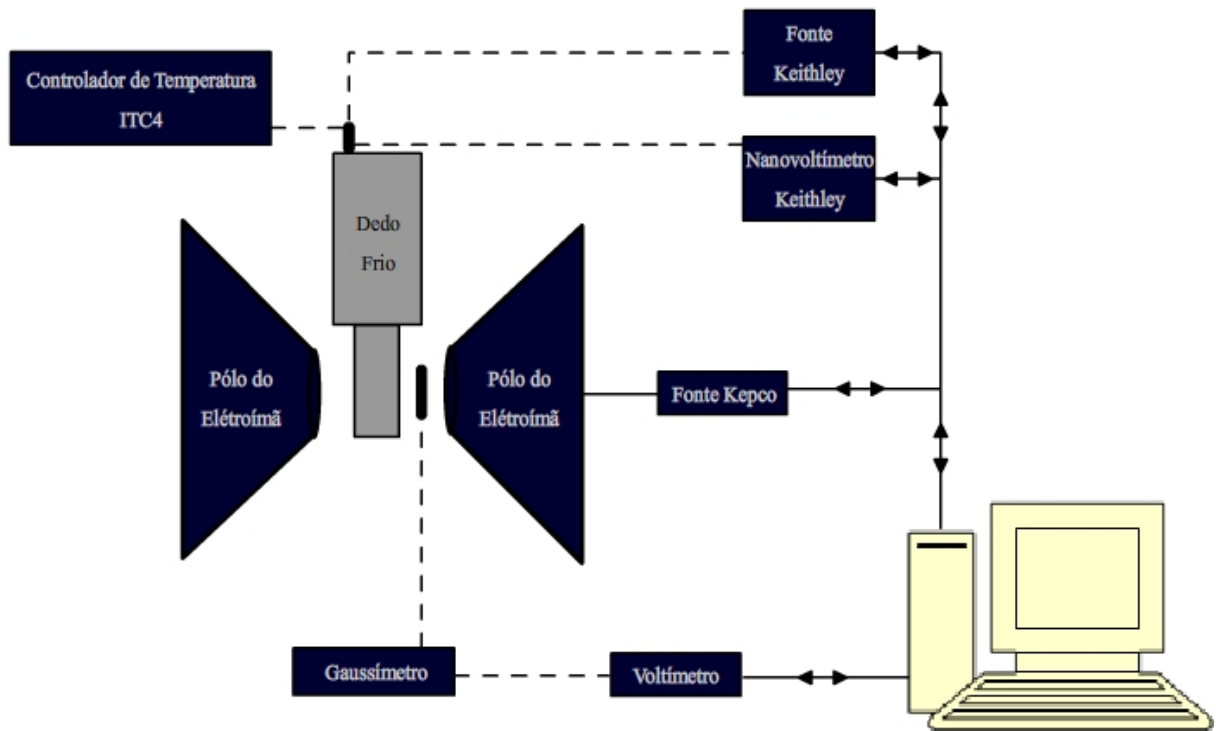


Figura 2.9: Diagrama de blocos da montagem de magnetoresistência DC

Uma discussão bastante detalhada sobre magnetoresistência diferencial pode ser vista na referência [28].

Para realizar a medida de magnetoresistência em baixa temperatura foi necessário reconstruir o dedo frio (ver Fig. 2.11). O copo externo foi feito pela oficina mecânica do DF-UFPE, com intuito de minimizar a distância entre os pólos do eletroímã. Na parte interna foi necessário refazer o aquecedor e adaptar um novo sensor de temperatura.

Para evitar que o fio resistivo não perca seu isolamento elétrico devido ao aquecimento, este foi envolto por uma capa de verniz próprio para atividades criogênicas. Para garantir que este isolamento elétrico prevaleça, o local onde foi enrolado o fio resistivo foi revestido com um filme polimérico de poliamida (nome comercial Kapton) produzido pela empresa DuPont. Este filme plástico (Kapton) possui alta performance em extremos de temperatura, mantendo suas propriedades elétricas, térmicas, químicas e mecânicas. Detalhes sobre este material podem ser encontrado no site da fabricante [31]

2.3 Magnetoresistência

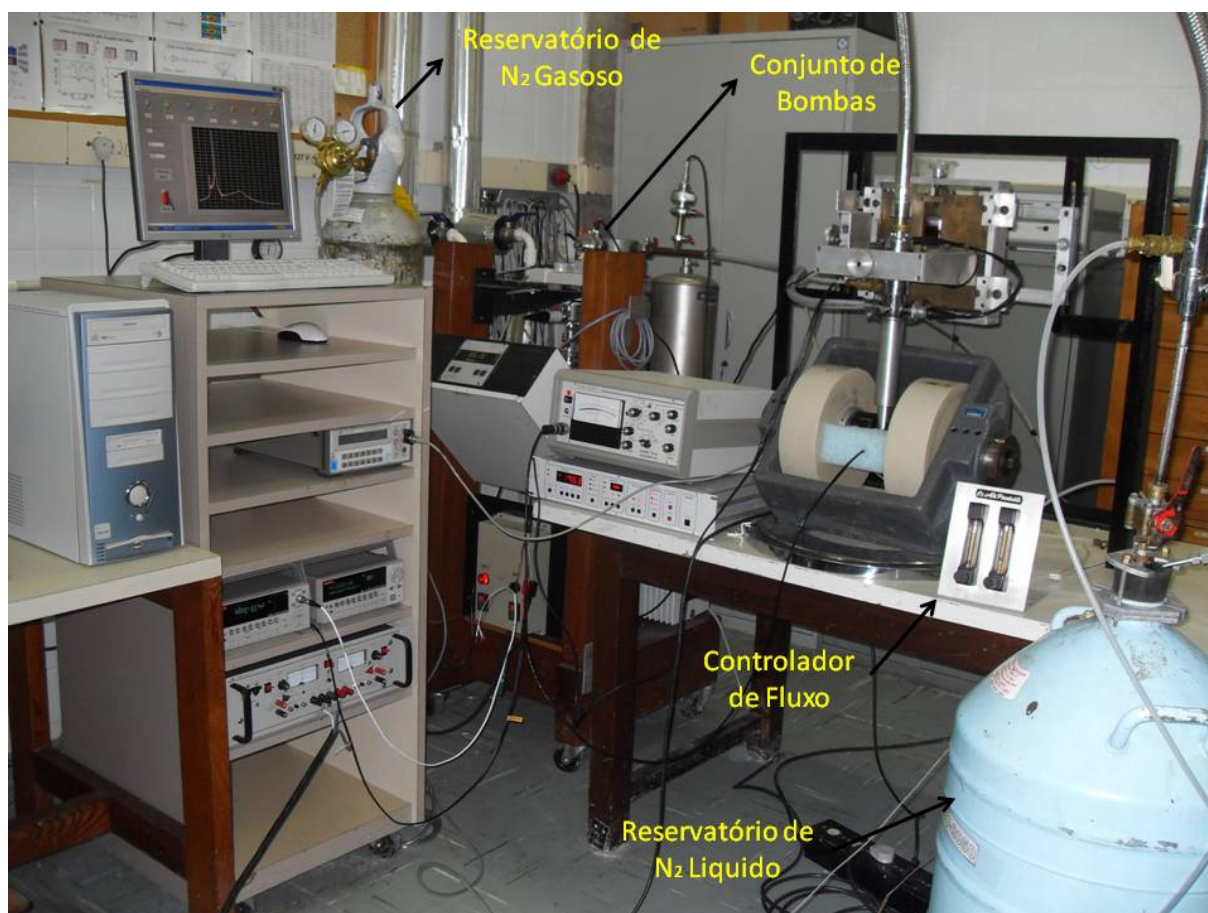


Figura 2.10: Foto da montagem de magnetoresistência DC adaptada a um sistema de baixa temperatura, formado por: um conjunto de bombas de vácuo (mecânica e difusora), controlador de temperatura, controlador de fluxo, reservatórios de nitrogênio líquido e gasoso e dedo frio

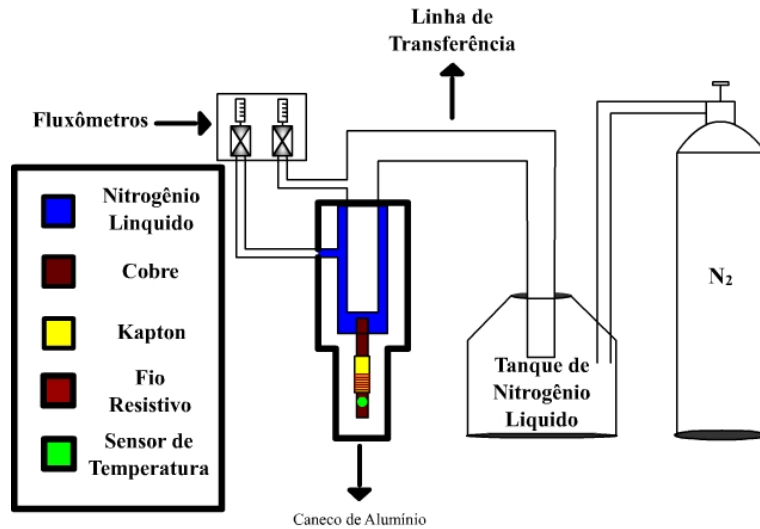


Figura 2.11: Ilustração simplificado do dedo frio utilizado nos nossos experimentos

O sensor utilizado para medir temperatura foi fabricado pela empresa Lake Shore. É o sensor Carbon-Glass RTDs (CGR-1-500), que possui alta reprodutibilidade na faixa de temperatura entre 1.4 K até 325 K e é imune a campos magnéticos de até 20 T. Demais detalhes técnicos podem ser todos encontrados no site do fabricante [32].

O controle de temperatura é feito por um controlador inteligente de temperatura PID fabricado pela Oxford modelo ITC4, onde os parâmetros PID (proporcional integral e diferencial) são ajustados de maneira a minimizar o tempo necessário para que o sistema alcance o equilíbrio térmico na temperatura desejada.

2.4 Ressonância ferromagnética

A ressonância ferromagnética é uma das técnicas experimentais mais sensíveis e interessantes para o estudo de propriedades magnéticas de filmes finos, pois ela fornece informações sobre mecanismos microscópicos de relaxação.

A técnica consiste basicamente em aplicar um campo de microondas em uma amostra situada em um campo magnético estático, e medir as linhas de absorção ressonantes. O campo de microondas é aplicado perpendicularmente ao campo estático.

2.4 Ressonância ferromagnética

Para entender o fenômeno, imagine um campo magnético constante (H_0) aplicado sobre um filme fino ferromagnético, isto faz com que os momentos magnéticos atômicos precessionem em torno de suas posições de equilíbrio com frequência na faixa de microondas [33], para valores de campo magnético da ordem de alguns kOe. A excitação do sistema, sob influência do campo magnético externo, corresponde então a precessões coletivas em torno das posições de equilíbrio. A excitação de menor energia corresponde ao módulo uniforme onde a fase se conserva no espaço. Em sistemas onde os spins vizinhos estão acoplados por *exchange* os modos coletivos variam no espaço, isto é conhecido como ondas de spin (Fig. 2.12).

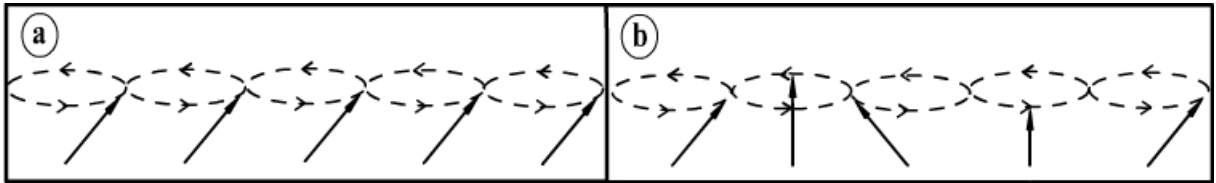


Figura 2.12: (a) Ilustração do modo uniforme de precessão. (b) Ilustração de uma onda de spin.

Supondo agora que uma radiação de microondas é aplicada de maneira que a componente de seu campo magnético ($\vec{h}(t)$) seja perpendicular a \vec{H}_0 , causando uma perturbação nos spins, quando a frequência da radiação (ω) aproxima-se da frequência do modo uniforme (ω_0), o campo rf se acopla com o movimento de precessão dos spins e a amostra absorve energia da radiação.

A ordem de grandeza de $\vec{h}(t)$ corresponde a algumas frações de oersted, enquanto H_0 é da ordem de centenas ou até milhares de oersted, logo $|\vec{h}(t)| \ll |\vec{H}_0|$ e a microondas é vista apenas como uma perturbação por toda amostra. Como os sistemas estudados são filmes finos logo sua espessura é menor que o comprimento de penetração da radiação eletromagnética de microondas.

Partindo da equação do movimento vamos deduzir a potência média de absorção de microondas:

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -\gamma\vec{M} \times \vec{H}_{ef}, \quad (2.6)$$

onde $\gamma = 2\pi \times 2.8 \frac{GHz}{kOe}$. O campo magnético efetivo (\vec{H}_{ef}) que atua sobre os spins contém os campos externos: estático (\vec{H}_0) e o de rf ($\vec{h}(t)$), e os campos efetivos internos.

Considere agora que a magnetização está sujeita apenas aos campos externos, onde o campo de microondas é harmônico com frequência ω e perpendicular ao campo estático.

$$\vec{H}_0 = H_0\hat{z}; \quad \vec{h}(t) = (h_x\hat{x} + h_y\hat{y})e^{-i\omega t}, \quad (2.7)$$

onde $h_x, h_y \ll H_0$. No regime estacionário podemos escrever a magnetização como:

$$\vec{M} = M_0\hat{z} + (m_x\hat{x} + m_y\hat{y})e^{-i\omega t}. \quad (2.8)$$

Ou seja às componentes da magnetização perpendiculares ao campo estático descrevem um movimento harmônico com frequência ω , com isto podemos linearizar a equação do movimento ($\vec{m} = \overleftarrow{\chi} \cdot \vec{h}$), basta substituir as equações 2.7 e 2.8 na Eq.2.6. Logo:

$$\begin{aligned} i\omega m_x &= \omega_0 m_y - \gamma M_0 h_y \\ i\omega m_y &= M_0 \gamma h_x - \omega_0 m_x \end{aligned} \quad (2.9)$$

$$\begin{pmatrix} m_x \\ m_y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \chi_{xx} & \chi_{xy} \\ \chi_{yx} & \chi_{yy} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} h_x \\ h_y \end{pmatrix} \quad (2.10)$$

Comparando estas duas últimas expressões temos que:

$$\chi_{xx} = \chi_{yy} = \frac{\omega_0 \omega_m}{\omega_0^2 - \omega^2}; \quad \chi_{xy} = -\chi_{yx} = \frac{i\omega \omega_m}{\omega_0^2 - \omega^2} \quad (2.11)$$

onde $\omega_0 = \gamma H_0$ e $\omega_m = \gamma M_0$.

De acordo com as Eq. 2.11 quando $\omega \approx \omega_0$ ocorre a ressonância do sistema, nesta situação a amplitude de precessão aumenta bruscamente e parte da energia do sistema é dissipada para a rede cristalina devido a interação spin-órbita. Outros mecanismos de dissipação podem ser considerados. O termo que representa o amortecimento do movimento da magnetização poderá ser introduzido fenomenologicamente, bastando substituir $\omega_0 \rightarrow \omega_0 - \frac{i\Gamma}{2}$ na equação anterior, logo:

$$\chi_{xx} = \chi_{yy} = \frac{\omega_0 \omega_m}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\omega_0 \Gamma}; \quad \chi_{xy} = -\chi_{yx} = \frac{i\omega \omega_m}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\omega_0 \Gamma} \quad (2.12)$$

onde Γ é a taxa de relaxação, que tem dimensão de s^{-1} .

Na prática o que se mede é a potência (P) absorvida durante a ressonância, a qual é definida pela derivada temporal da energia livre total (por unidade de volume) do sistema $(E(\vec{M}))$, onde $E(\vec{M}) = \vec{M} \cdot \vec{H}_{ef}$. Supondo que o campo de rf possui apenas a componente h_X obtém-se então a potência absorvida na ressonância é dado por:

$$P = Re [-i\omega_0 \chi_{xx} h^2]. \quad (2.13)$$

Após calculada a média temporal de P, a potência média absorvida finalmente é dada por:

$$P = \omega_0 \chi''_{xx} h^2 = \gamma H_0 \chi''_{xx} h^2, \quad (2.14)$$

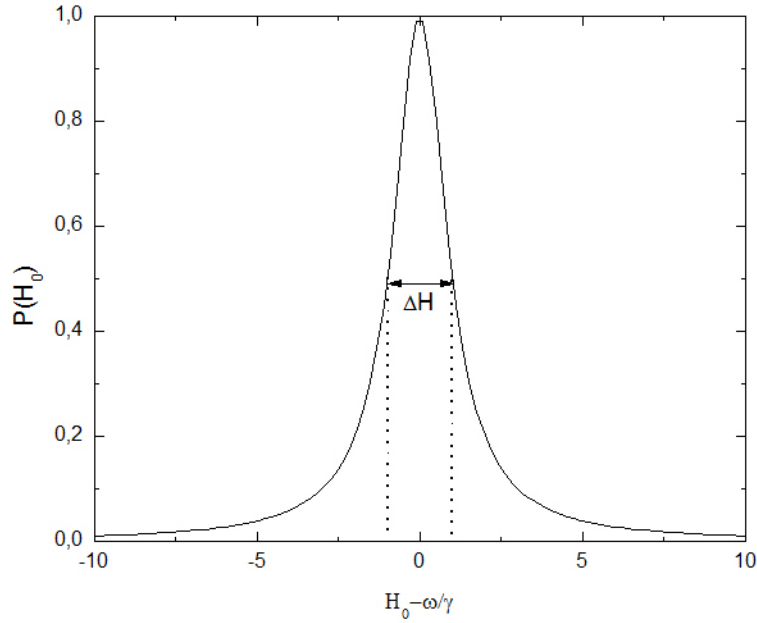


Figura 2.13: Espectro de ressonância ferromagnética, com forma de linha Lorentziana

onde χ''_{xx} é a parte imaginária da Eq. 2.12. Esta função é caracterizada por uma forma de linha, um campo de ressonância e uma largura de linha (ver Fig. 2.13).

Em filmes finos a potência absorvida pela amostra é muito pequena, então é necessária a utilização de técnicas especiais de detecção que fazem uso de detecção lock-in e circuitos amplificadores sintonizados (amplificação seletiva). Esta técnica consiste de aplicar um pequeno campo magnético de modulação ($h_m(t)$) na mesma direção do campo magnético estático, onde o sinal de absorção é amplificado e somente a potência absorvida de rf proporcional freqüência de modulação (ω_m) é detectada. Detalhes de toda montagem experimental podem ser encontrados na referência [34].

Sabendo que $h_m \ll H_0$, $P = P(H_0)$, e que o campo magnético sobre a amostra é dado por $\vec{H} = \vec{H}_0 + \vec{h}_m$, podemos expandir então a potência absorvida e torno de H_0 :

$$P = P_0 + \frac{dP}{dH_0} (H - H_0) + \frac{1}{2} \frac{d^2P}{dH_0^2} (H - H_0)^2 + \dots \quad (2.15)$$

como $H - H_0 = h_m(t) = h_m \cos(\omega_m t)$ então:

$$P = P_0 + \frac{dP}{dH_0} h_m \cos(\omega_m t) + \frac{1}{2} \frac{d^2 P}{dH_0^2} h_m^2 \cos^2(\omega_m t) + \dots \quad (2.16)$$

Durante a medida o Lock-in é sintonizado, de maneira que apenas o segundo termo da Eq. 2.16 seja detectado. Portanto o sinal (ver Fig. 2.14) medido tem a seguinte forma [11]:

$$\frac{dP}{dH_0} = \omega_m h_m^2 \frac{d\chi''}{dH_0} \quad (2.17)$$

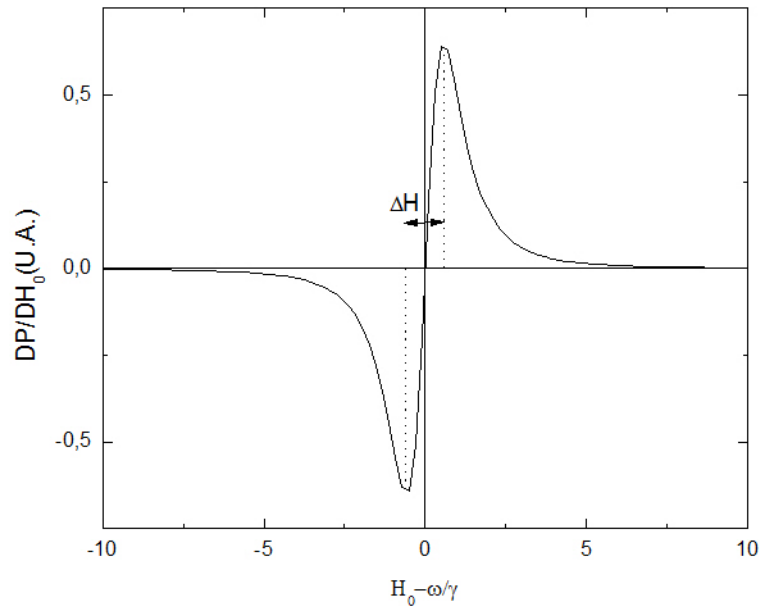


Figura 2.14: Espectro de absorção obtido por modulação do campo magnético

Nos experimentos típicos de FMR, a amostra é colocada dentro de uma cavidade de microondas, ficando exposta à incidência de radiação eletromagnética sobre sua superfície. No momento em que ela absorve a radiação a reflexão da cavidade é alterada e detectada por um diodo que a retifica medindo desta forma a absorção da cavidade. A frequência de radiação de microondas é fixa na mesma frequência de ressonância da cavidade. E o campo magnético externo é variado até que a frequência de precessão dos spins se

iguale à da radiação incidente. As cavidades utilizadas para as medidas dessa dissertação tem frequência de ressonância de 8.6 e 9.5 GHz e fator de qualidade de 1500 e 2600 respectivamente.

Para realizar as medidas em baixa temperatura a cavidade utilizada foi a produzida pela Varian com frequência de 9.5 GHz, o dedo frio foi o mesmo utilizado nas medidas de magnetoresistência porém em vez da amostra ser colada em um cilindro cobre, ela é presa em um cilindro de safira que é um material que tem pouca absorção de microondas e é um bom condutor térmico. Para o isolamento de vácuo não é mais utilizado um caneco de alumínio e sim um de vidro que não impede a transmissão de radiação de microondas.

A Fig. 2.15 mostra um esquema simplificado de como é feita a montagem de ressonância ferromagnética. A Fig. 2.16 mostra a foto digital da montagem de ressonância ferromagnética adaptada aos equipamentos necessários para medir absorção em função da temperatura

Para interpretar os dados experimentais, é preciso conhecer uma expressão para a condição geral de ressonância ferromagnética. Para encontrar essa relação, partimos da equação do movimento 2.6, onde tomamos $\vec{M} = M_0\hat{r} + M_\theta\hat{\theta} + M_\phi\hat{\phi}$ e o campo magnético efetivo $\vec{H}_{ef} = -\nabla_M E$ é escrito em coordenadas esféricas como:

$$H_{ef} = - \left(\frac{\partial E}{\partial r} \hat{r} + \frac{1}{M} \frac{\partial E}{\partial \theta} \hat{\theta} + \frac{1}{M \sin \theta} \frac{\partial E}{\partial \phi} \hat{\phi} \right) = -E_r \hat{r} - \frac{1}{M} E_\theta \hat{\theta} - \frac{1}{M \sin \theta} E_\phi \hat{\phi}. \quad (2.18)$$

Lembrando que E é a energia livre magnética total do sistema. Agora substituindo \vec{M} e \vec{H}_{ef} na equação de movimento 2.6, e considerando que no equilíbrio a magnetização precessiona em torno do campo externo aplicado de maneira que $M_\theta \approx M_\phi \approx 0$ e $M_0 = M_S$, onde M_S é a magnetização de saturação, temos:

$$\begin{aligned} \frac{1}{\gamma} \frac{dM_\theta}{dt} &= \frac{-E_\phi}{\sin \theta} \\ \frac{1}{\gamma} \frac{dM_\phi}{dt} &= E_\theta. \end{aligned} \quad (2.19)$$

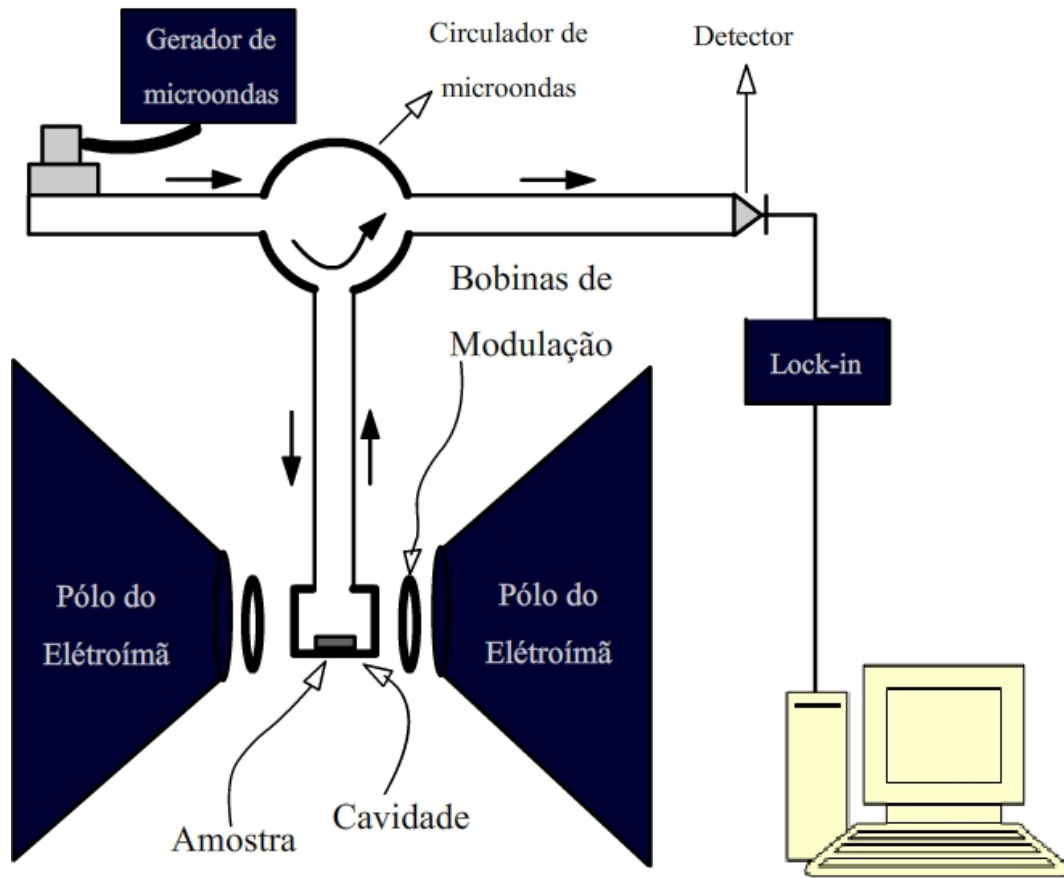


Figura 2.15: Ilustração simplificada da montagem de ressonância ferromagnética

No regime linear propomos que as soluções para o sistema de equações dado por 2.19 são do tipo:

$$\begin{aligned}\Delta\theta &= \Delta\theta_0 e^{i\omega t} \\ \Delta\phi &= \Delta\phi_0 e^{i\omega t}.\end{aligned}\tag{2.20}$$

Assumindo agora que o movimento de precessão está confinado a pequenos desvios dados por $\Delta\theta$ e $\Delta\phi$ da posição de equilíbrio, logo:



Figura 2.16: Foto da montagem de ressonância ferromagnética, adaptada ao sistema realizar medidas em baixa temperatura.

$$M_{\theta} = M_S \text{sen} \Delta\theta \approx M_S \Delta\theta \quad (2.21)$$

$$M_{\phi} = M_S \text{sen} \theta \text{sen} \Delta\phi \approx M_S \text{sen} \theta \Delta\phi.$$

Podemos também escrever a energia como uma expansão em série de Taylor em torno da posição de equilíbrio.

$$E \approx E_0 + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial^2 E}{\partial \theta^2} \Delta\theta^2 + \frac{\partial^2 E}{\partial \phi^2} \Delta\phi^2 + 2 \frac{\partial^2 E}{\partial \phi \partial \theta} \Delta\theta \Delta\phi \right) = E_0 + \frac{1}{2} (E_{\theta\theta} \Delta\theta^2 + E_{\phi\phi} \Delta\phi^2 + E_{\theta\phi} \Delta\theta \Delta\phi) \quad (2.22)$$

2.4 Ressonância ferromagnética

Substituindo agora 2.20, 2.21 e 2.22 em 2.19 encontramos o seguinte sistema de equações:

$$\begin{pmatrix} E_{\theta\phi} + \frac{iM_S\omega\text{sen}\theta}{\gamma} & E_{\phi\phi} \\ E_{\theta\theta} & E_{\theta\phi} - \frac{iM_S\omega\text{sen}\theta}{\gamma} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \Delta\theta \\ \Delta\phi \end{pmatrix} = 0. \quad (2.23)$$

Para que o sistema de equações de equações homogêneas 2.23 tenha solução não trivial o determinante de seus coeficientes deve ser nulo. Logo é possível encontrar a equação que descreve a condição geral de ressonância que é dada por:

$$\left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2 = \frac{1}{M_S^2 \text{sen}^2\theta} (E_{\theta\theta}E_{\phi\phi} - E_{\theta\phi}^2), \quad (2.24)$$

onde $E_{\phi\phi} = \frac{\partial^2 E}{\partial \phi^2}$, $E_{\theta\theta} = \frac{\partial^2 E}{\partial \theta^2}$ e $E_{\theta\phi} = \frac{\partial^2 E}{\partial \phi \partial \theta}$.

Capítulo 3

Exchange bias e válvulas de spin

3.1 Introdução

Desde a descoberta da magnetoresistência gigante (GMR) [7] surgiu uma variedade enorme de pesquisas científicas com elevado potencial tecnológico. Sua principal aplicação tem sido em sensores magnéticos, conhecidos como válvulas de spin que fizeram uso do efeito da GMR. Uma válvula de spin pode ser compreendida como uma tricamada, formada por duas camadas magnéticas e uma não magnética, porém uma das camadas possui anisotropia extremamente baixa (camada livre), e a outra camada é fortemente acoplada a um material antiferromagnético, pelo efeito de *exchange bias* (camada presa). Este capítulo é apresentado da seguinte maneira: uma revisão sobre o fenômeno de *exchange bias* presente nas bicamadas magnéticas investigadas nessa dissertação. Em seguida serão abordadas as válvulas de spin. Na última seção estudaremos a energia livre magnética para a estrutura de válvulas de spin e encontraremos a condição de ressonância, e discutiremos o efeito da largura de linha em FMR. Estes resultados serão utilizados para discutir os resultados experimentais no próximo capítulo.

3.2 Bicamadas acopladas por *exchange bias*

3.2.1 Modelos teóricos para o *exchange bias*

O efeito de *exchange bias* ou anisotropia unidirecional foi descoberto em 1956 por Meiklejohn e Bean [1], enquanto trabalhavam com pequenas esferas de cobalto que possuíam uma pequena camada externa composta de óxido de cobalto. Ao serem resfriadas até 77 K e expostas a um campo de 10 kOe, os pesquisadores descobriram então uma nova anisotropia magnética. Esta anisotropia é caracterizada por um aumento de coercividade e um deslocamento em campo positivo ou negativo no ciclo de histerese.

Fenomenologicamente a energia de *exchange* que contribui para a energia magnética livre por unidade de área, pode ser escrita como:

$$E_{eb} = -J_E \cos(\phi - \beta), \quad (3.1)$$

onde J_E é a constante de anisotropia de intercâmbio ou *exchange* e $\phi - \beta$ é o ângulo entre a direção da magnetização e a direção da anisotropia unidirecional.

Este efeito surgiu devido à interação na interface Co/CoO onde existe contato atômico entre o material ferromagnético (Co) e o antiferromagnético (CoO), observe que o CoO tem a temperatura de Néel, $T_{Néel} = 291K$. A Fig. 3.1 foi retirada do artigo original, e mostra dois ciclos de histerese, o primeiro ciclo de histerese não apresenta anisotropia unidirecional (linha tracejada), a curva é simétrica e apresenta uma certa coercividade. Já o segundo ciclo (linha contínua) está deslocado para campos magnéticos negativos e possui uma coercividade maior que a do primeiro.

A Fig. 3.2 descreve de maneira qualitativa e didática as configurações da magnetização de uma bicamada (FM/AF) ao longo de um ciclo de histerese, no qual o campo é aplicado paralelo ao eixo unidirecional. Supondo inicialmente que o sistema está a uma temperatura T , onde $T_{Néel} < T < T_{Curie}$ sob influência de um campo magnético externo (Fig.-3.2.a). Os spins da camada AF estão em um estado paramagnético que resulta em uma magnetização aleatória, enquanto os spins da camada FM estão orientados ao longo

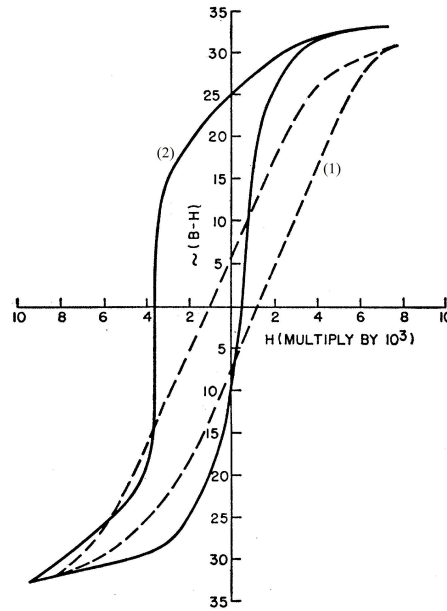


Figura 3.1: Curvas de magnetização para esferas de Co cobertas por CoO, onde a linha tracejada representa amostras resfriadas a campo nulo, enquanto a linha contínua mostra o ciclo de histerese para amostras resfriadas com campo de 10 kOe. [1]

do campo. Em seguida o sistema é resfriado até uma temperatura $T < T_{Néel}$ (Fig. 3.2.b). Devido à interação de *exchange* na interface, os spins da superfície do AF nessa região irão se acoplar aos spins do FM. Os outros spins no AF irão se alinhar na direção de um eixo uniaxial de maneira que a magnetização seja nula nessa camada. Com o filme FM saturado inicia-se a reversão do campo externo, se a anisotropia do AF for suficiente forte, os spins FM próximos a interface estão fortemente acoplados necessitando de um campo magnético maior para começarem a rotacionar (Fig. 3.2.c). À medida que o campo aumenta no sentido oposto ao eixo unidirecional a camada FM se torna uniformemente magnetizada devido a interação Zeeman (Fig. 3.2.d). Quando o valor do campo começa a diminuir (Fig. 3.2.e), os spins no FM começarão a girar em um valor de campo menor, pois a interação com os spins do AF agora exercem um torque favorecendo a magnetização a ficar no eixo unidirecional.

Este efeito pode ser visto como se existisse um campo magnético interno de sentido único, favorecendo uma certa direção e sentido, e desfavorecendo o sentido oposto. Note que a interação devido ao *exchange bias* é diferente da anisotropia uniaxial onde existe uma direção com dois sentidos de igual energia.

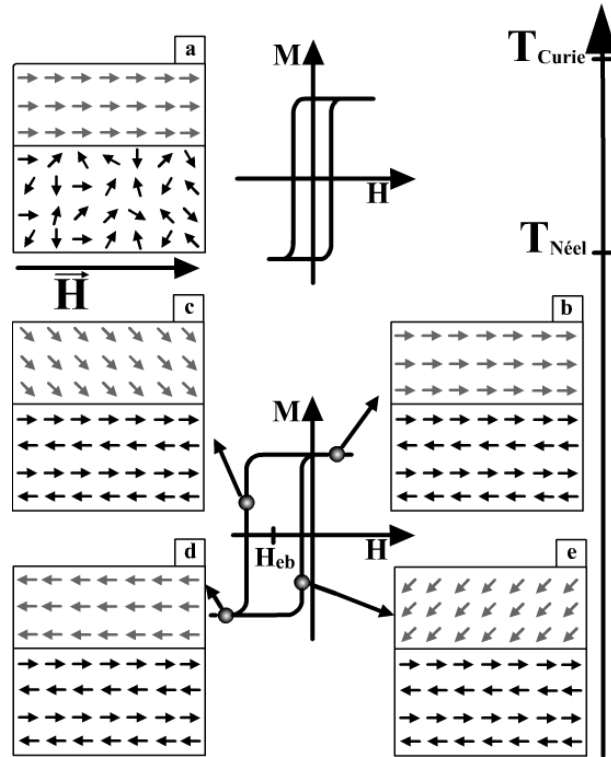


Figura 3.2: Diagrama descrevendo o *exchange bias* para uma bicamada FM/AF em diferentes estados (a-e).

Meiklejohn e Bean propuseram também um modelo teórico baseado nos seus resultados experimentais, este modelo tem as seguintes características [35]:

- A camada FM rotaciona uniformemente.
- Ambas as camadas FM e AF são formadas por um monodomínio.
- A camada AF é magneticamente rígida.
- Os átomos da camada FM estão em contato atômico com os átomos da camada AF.
- Os spins do AF na interface não são compensados.
- As camadas estão acopladas pela interação de *exchange*.
- A camada AF tem anisotropia uniaxial no plano.

Considerando esta teoria, o campo H_{EB} calculado é três ordens de grandeza maior do que o medido experimentalmente. Modelos mais realísticos devem levar em consideração

3.2 Bicamadas acopladas por *exchange bias*

a existência de domínios em ambos os meios, a rugosidade na interface, existência de grãos policristalinos e paredes de domínio que se formam no AF.

A ideia de manter os spins da camada AF rígidos durante a reversão de magnetização, implica que todos os spins da interface contribuem para o deslocamento da histerese, porém o aumento da coercividade não é explicado por este modelo.

Néel, aproximadamente 10 anos após a descoberta do EB introduziu o conceito de formação de parede de domínio na interface do AF [36]. Ele supôs que o material AF possui uma anisotropia fraca, e tinha como objetivo explicar os valores do H_{EB} medidos experimentalmente. Este conceito introduzido por Néel foi de grande importância, pois serviu para formar os modelos futuros.

Vinte anos após o trabalho de Néel, Malozemoff [37] propôs um modelo de interação aleatória devido à existência de rugosidade entre as camadas AF e FM. Este modelo prevê a existência de interfaces compensadas e não compensadas (ver Fig. 3.3). Esta aproximação obteve uma razoável estimativa para o campo de *exchange bias* reduzindo o erro entre a previsão teórica e o experimento, porém sua dependência com a concentração de defeitos na interface não corresponde ao que é verificado experimentalmente [3].

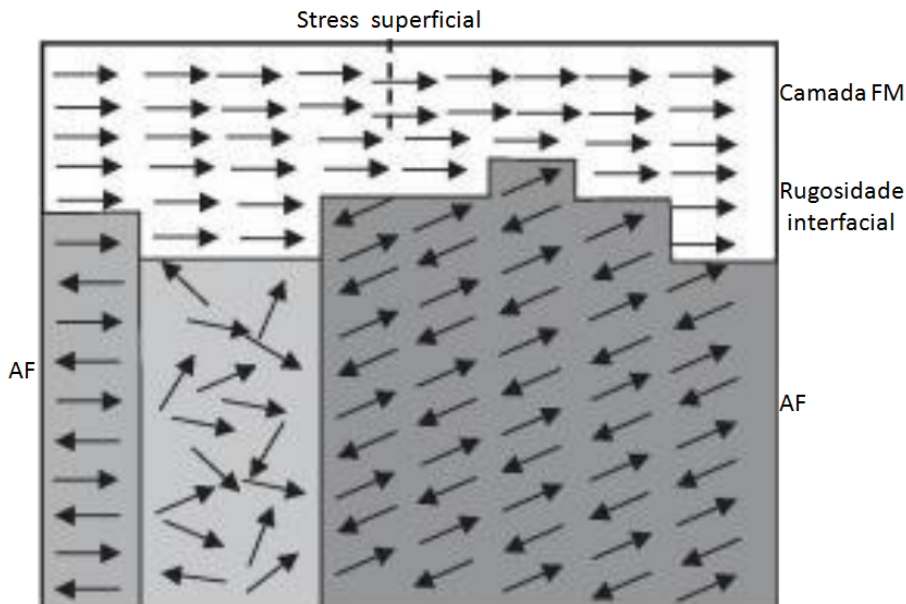


Figura 3.3: Ilustração de configurações magnéticas possíveis em uma interface entre AF e FM [38]

3.2 Bicamadas acopladas por *exchange bias*

Aproximadamente um ano após o trabalho de Malozemoff, Mauri e colaboradores [39] propuseram um novo modelo, baseado na suposição de Néel. Neste trabalho foi calculado explicitamente o efeito da parede de domínio que se forma no AF (ver fig. 3.4). Trabalhos posteriores estenderam a idéia da Mauri tornando o seu modelo mais realístico.

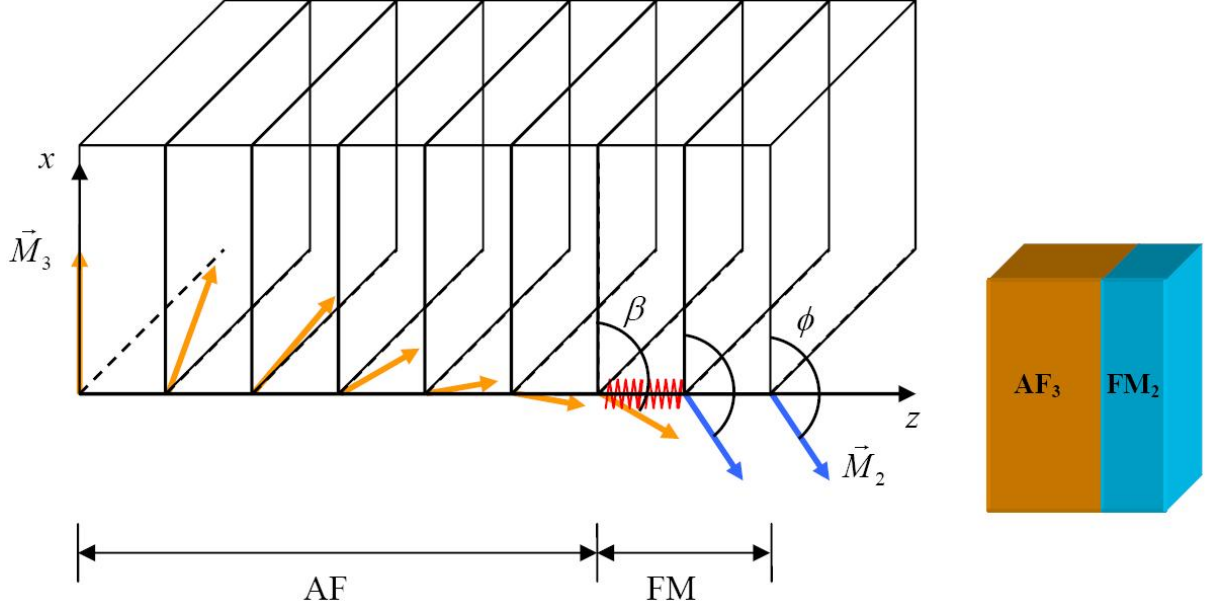


Figura 3.4: Esquema de formação de parede de domínio no AF [40]. Por simplicidade mostramos apenas uma das sub-redes no AF. Observe que longe da interface a magnetização do AF se alinha com o eixo uniaxial, \hat{x} .

A contribuição para a energia magnética por unidade de área devido a formação da parede de domínio no AF é dada por: [39, 41]

$$E_W = \sigma_W (1 - \cos \beta), \quad (3.2)$$

onde $\sigma_W = 2\sqrt{AK_{AF}}$ é a energia magnética por unidade área no AF, e as constantes A e K_{AK} são respectivamente a constante de *exchange* e de anisotropia cristalina no AF, β é o ângulo que a magnetização da primeira camada faz com o eixo uniaxial do AF (ver Fig. 3.4).

Fazendo uso das equações 3.1 e 3.2 podemos obter a contribuição para a energia magnética livre devido a interface FM/AF, que é dada por:

$$E_{EB} = -J_E \cos(\phi - \beta) + \sigma_W(1 - \cos \beta) \quad (3.3)$$

Além dos modelos macroscópicos citados anteriormente, existem modelos microscópicos como o criado por Koon [42]. Fazendo uso de cálculo micromagnético, Koon demonstrou que a configuração de mínimo de energia para filmes finos com interfaces FM/AF compensadas, corresponde ao acoplamento perpendicular entre os spins da camada FM e os da camada AF (este acoplamento é conhecido como *spin-flop*). Pouco tempo depois esse modelo foi verificado experimentalmente [43, 44]. Porém Schulthess e Butler [45] mostraram que apenas o acoplamento *spin-flop* não é suficiente para gerar o EB. Eles então propuseram uma teoria levando em conta o modelo de Koon e o de interfaces aleatórias de Malozemoff, as energias de anisotropia e Zeeman, e por fim a interação dipolar entre os momentos magnéticos na interface FM/AF [45, 46].

Até agora foram discutidos alguns modelos macroscópicos e microscópicos. Existem também modelos mesoscópicos de grande relevância. Estes últimos levam em consideração a configuração de spins dos grãos magnéticos que compõem o AF. O modelo proposto por Stiles e McMichael [47, 48] introduziu o conceito de anisotropia rotável.

Este último modelo proposto pelo grupo do NIST, tem o objetivo de descrever o fenômeno de *exchange bias* em sistemas policristalinos. O modelo descreve grãos AF acoplados a uma camada FM que possui magnetização uniforme. Cada grão AF pode se ordenar em um de dois estados, que são degenerados na ausência de acoplamento com o FM. Esta degenerescência é quebrada pelo acoplamento que cria paredes de domínio no AF à medida que a magnetização do FM gira. O modelo explica tanto a origem da anisotropia unidirecional como a origem dos efeitos histeréticos (histerese rotacional medida em curvas de torque e o deslocamento isotrópico no campo de FMR). Como os processos histeréticos são medidos em experimentos que usam valores de campo suficientes para saturar a magnetização do FM (FMR e torque), isto significa que os processos

irreversíveis ocorrem no material AF. Tanto o deslocamento no ciclo de histerese como o deslocamento no campo de FMR podem ser explicados considerando que o meio FM acopla-se com grãos AF independentes que apresentam uma distribuição de anisotropias. O campo de EB origina-se do acoplamento do FM com grãos AF que possuem volume acima de um certo valor crítico (grãos AF estáveis). Estes grãos possuem tamanho e energia de anisotropia suficientes para suportar uma parede de domínio estável à medida que a magnetização do FM é girada. Grãos AF menores do que este valor crítico não possuem energia de anisotropia suficiente para suportar uma parede de domínio e neste caso sua ordem AF varia irreversivelmente. O acoplamento do FM com os grãos estáveis dá origem ao deslocamento no ciclo de histerese (*exchange bias*), enquanto o acoplamento com os grãos instáveis dá origem ao deslocamento do campo de FMR (*rotatable anisotropy*). Na média, o eixo fácil dos grãos instáveis gira junto com a magnetização do FM como se fosse um campo de anisotropia rotável.

Esta anisotropia rotável pode ser verificada experimentalmente em medidas de ressonância ferromagnética, onde é verificado um deslocamento na frequência ou no campo de ressonância [47, 49, 50].

Os grãos cuja magnetização acompanha a rotação da magnetização da camada FM contribuem para um campo efetivo, que é paralelo a direção de equilíbrio da magnetização. A contribuição desta anisotropia para energia livre magnética pode ser escrita fenomenologicamente da seguinte forma [47, 48]:

$$E_{ra} = -\vec{M}_2 \cdot \vec{H}_{ra}, \quad (3.4)$$

onde, \vec{H}_{ra} é o campo de anisotropia rodável que pode ser entendido como um campo efetivo que acompanha a magnetização da camada ferromagnética, e \vec{M}_2 é a magnetização da camada FM, o índice 2 é utilizado para organizar uma nomenclatura que será adotada adiante quando estudarmos válvulas de spins.

Outros modelos tem surgido nos últimos anos com intuito de explicar o *exchange bias*, porém a maioria deles é baseada em modelos já existentes sendo apenas um aperfeiçoa-

mento destes. Por exemplo o modelo de Kim e Stamps [51, 52], que estendeu os trabalhos de Néel e Mauri, levando em consideração acoplamentos biquadráticos e bilinear no sistema FM e AF. E o modelo de Kiwi [53, 54] que leva em consideração a energia para criar uma parede de domínio no AF.

Na literatura existem vários artigos de revisão sobre *exchange bias*. E uma discussão bastante didática pode ser encontrada nas referências [3, 52, 55–57].

3.3 Válvulas de Spin

Conforme mencionado na seção 2.3.2, a descoberta GMR resultou em uma revolução tecnológica. Baibich et. al. [7] descobriram uma forte dependência da resistência elétrica, de uma multicamada de Fe/Cr, como uma função do alinhamento relativo, paralelo ou antiparalelo, das magnetizações das camadas ferromagnéticas adjacentes. Fazendo-se uso da estrutura de válvula de spin, este fenômeno torna-se atrativo para aplicações como sensor ou dispositivos magneto-eletrônicos, devido a apreciável variação de resistência elétrica para baixos campos [58]. As estruturas válvulas de spin são ideais para investigar vários fenômenos que podem ocorrer simultaneamente. Dependendo da espessura da camada espaçadora pode ocorrer uma competição entre diversos tipos de acoplamento, tais como o acoplamento devido ao *exchange bias* (FM_2/AF), acoplamento bilinear (FM_1/FM_2), etc [59].

A estrutura mais simples de uma válvula de spin consiste de uma camada ferromagnética (FM1) com baixa coercividade (ferromagnético "mole"), separada por uma camada não magnética (NM) de uma segunda camada ferromagnética FM2 cuja magnetização está presa, devido à interação de *exchange bias* com uma terceira camada, geralmente composta por um antiferromagnético. (ver Fig. 3.5)

Percebe-se experimentalmente que quando as magnetizações das camadas FM estão paralelas, o espalhamento de origem magnética dos elétrons é minimizado. No caso contrário, quando as magnetizações das camadas FM possuem sentidos opostos, o espalhamento dos portadores de carga é maximizado, e a estrutura apresenta uma resistência elétrica maior que no primeiro caso.

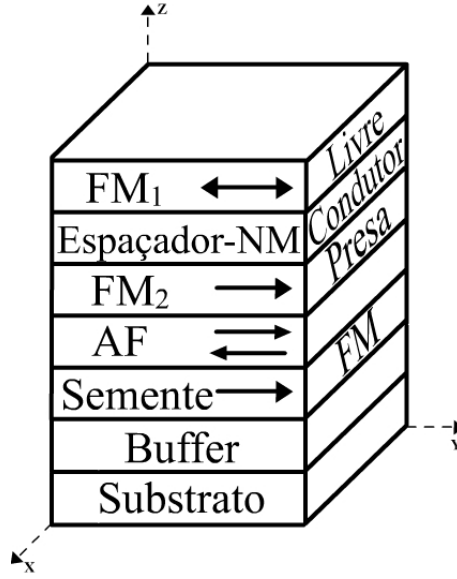


Figura 3.5: Estrutura simplificada de uma válvula de spin

Levando em consideração a variação da resistência em função do ângulo entre as magnetizações das camadas FM adjacentes [60], existe uma expressão fenomenológica para descrever a GMR, dada por:

$$R(\Delta\theta(\vec{H})) = R_p + (R_a - R_p) \frac{1 - \cos(\Delta\theta(\vec{H}))}{2}, \quad (3.5)$$

onde R_p e R_a são respectivamente, as resistências elétricas quando as magnetizações das camadas ferromagnéticas estão paralelas e antiparalelas. E $\Delta\theta$ é o ângulo entre as magnetizações das camadas ferromagnéticas.

A GMR pode ser interpretada como a resistência elétrica resultante de espalhamentos individuais sofridos pelos elétrons com *spin up* (\uparrow) e dos elétrons com *spin down* (\downarrow). A Fig. 3.6 ilustra um filme composto de camadas FM com magnetizações paralelas (a) e anti-paralelas (b), intercaladas com camadas NM. Também estão mostrados os seus respectivos circuitos equivalentes de resistores que representam os espalhamentos sofridos pelos elétrons com *spin up* e *down*. Calculando-se a resistência equivalente para cada amostra temos:

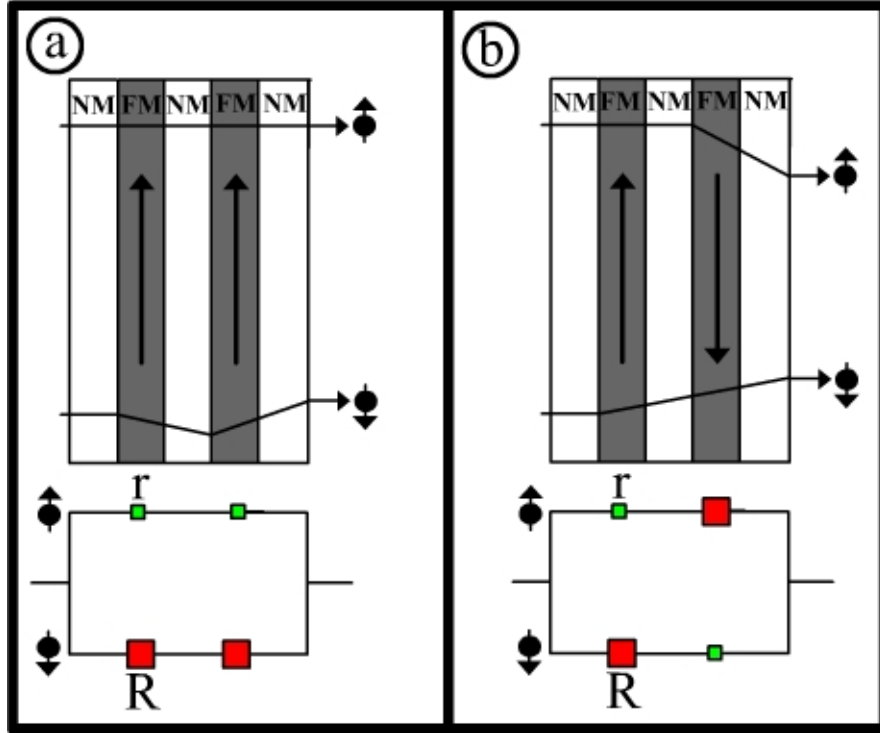


Figura 3.6: Ilustração fenomenológica da magnetoresistência gigante em multicamadas magnéticas. É possível notar a dependência da resistência com a orientação da magnetização. A figura também mostra os circuitos equivalentes onde os resistores representam espalhamentos sofridos pelos elétrons.

$$R_{eq}^{\uparrow\uparrow} = \frac{2Rr}{R+r} \quad R_{eq}^{\uparrow\downarrow} = \frac{R+r}{2}, \quad (3.6)$$

onde $R_{eq}^{\uparrow\uparrow}$ e $R_{eq}^{\uparrow\downarrow}$ são as resistências equivalentes para os filmes com magnetizações paralelas e anti-paralelas. Em geral $R \gg r$, então é possível verificar que a resistividade $R_{eq}^{\uparrow\uparrow} < R_{eq}^{\uparrow\downarrow}$. Tomando:

$$R_{eq}^{\uparrow\downarrow} - R_{eq}^{\uparrow\uparrow} = \frac{R+r}{2} - \frac{2Rr}{R+r} = \frac{(R-r)^2}{R+r} > 0. \quad (3.7)$$

Através deste modelo fenomenológico, percebe-se a dependência entre a existência da GMR e a preservação da polarização de spins pelas camadas NM. Existem vários tipos de materiais que podem compor as camadas NM em válvulas de spin. Porém, este efeito

é mais evidente em válvulas de spin onde as camadas separadoras são compostas de Cu, Ag e Au. Outros materiais como Al, V, Ta, Nb, Ru, Pd e W possuem variação devido a GMR da ordem de 0.02%. Isto ocorre devido ao espalhamento dos elétrons de condução nestes metais [61] [62].

3.4 Sistemas estudados

As bicamadas magnéticas FM/AF e válvulas de spin, foram crescidas por *sputtering* DC. A pressão de base antes da deposição era tipicamente 2×10^{-7} torr. Durante a deposição a pressão da câmara fica da ordem de 3×10^{-3} torr, devido a injeção de argônio (gás de trabalho) para criar o plasma. Dois magnetos permanentes foram fixados ao lado do substrato, para criar um campo magnético que determina a direção de campo de anisotropia unidirecional durante a deposição. As figuras 3.4 e 3.5 ilustram esquematicamente as bicamadas FM/AF e válvulas de spin, e fornecem a nomenclatura das camadas que serão investigadas.

A camada buffer é utilizada para corrigir imperfeições na superfície do substrato, e ao mesmo tempo aumentar a aderência. É depositado uma fina camada de um metal não magnético (Cu, Ru ou Pt). A referência [63] faz um estudo de como a rugosidade da camada *buffer* influencia no campo de *exchange bias* variando a espessura e o material que compõe esta camada, e relacionando estes parâmetros com a rugosidade adquirida na interface FM/AF.

A camada semente é composta de um material FM mole, geralmente FeCoSiB ou $Ni_{81}Fe_{19}$, conhecido como *permalloy* (Py). Esta camada tem a característica de alinhar facilmente ao campo magnético externo aplicado durante a deposição, e orientar a anisotropia do AF devido a interação de *exchange* na interface no instante inicial da deposição.

O material utilizado nesta dissertação para compor a camada AF é uma liga com a seguinte composição $Ir_{20}Mn_{80}$ (IrMn). A espessura desta camada é escolhida de maneira a maximizar o campo de *exchange bias*, dados sobre esse estudo podem ser encontrados na referência [40].

Os materiais escolhidos nessa dissertação para compor as camadas espaçadores são rutênio ou cobre. Pois estes materiais possuem características diferentes com relação as propriedades de preservar a polarização do spin dos elétrons.

A camada protetora é composta de um material não magnético (Cu, Ru ou Cr). Como o próprio nome diz, sua função é proteger a amostra contra oxidação ou danos mecânicos durante o manuseio da amostra.

As bicamadas estudadas nessa dissertação tem a seguinte estrutura $Py(t_{Py})/IrMn(148\text{\AA})/Py(32\text{\AA})/Ru(22\text{\AA})/Si(001)$, onde $62\text{\AA} < t_{Py} < 124\text{\AA}$. Para simplificar a notação, nos referiremos a estas estruturas utilizando a composição simplificada $Py(t_{Py})/IrMn(148\text{\AA})/Si(001)$.

Dois tipos de válvulas de spin foram abordadas nessa dissertação. O que as diferencia é a composição da camada espaçadora. As multicamadas que possuem espaçador de rutênio (não preserva a polarização de spin), tem a seguinte estrutura: $Cu(22, 3\text{\AA})/Py(62\text{\AA})/Ru(t_{Ru})/Py(124\text{\AA})/IrMn(148\text{\AA})/Py(32\text{\AA})/Cu(67\text{\AA})/Si(001)$. Para simplificar a notação nos referiremos a esta estrutura da válvula de spin, da seguinte forma: $Py(62\text{\AA})/Ru(t_{Ru})/Py(124\text{\AA})/IrMn(148\text{\AA})/Si(001)$, onde $14.5\text{\AA} < t_{Ru} < 43.5\text{\AA}$.

As válvulas de spin separadas por Cu e Ru, possuem as mesmas espessuras das camadas, buffer, semente e protetora. A estrutura simplificada da multicamada que possui espaçador de Cu é dada por: $Py(124\text{\AA})/Cu(t_{Cu})/Py(62\text{\AA})/IrMn(148\text{\AA})/Si(001)$, onde $44.6\text{\AA} < t_{Cu} < 89.3\text{\AA}$.

3.5 Formulação de Energia - Largura de linha e campo de ressonância ferromagnética

3.5.1 Formulação de Energia

Para auxiliar à interpretação das medidas de FMR e MR, iremos escrever a energia livre magnética por unidade de área da válvula de spin. Como já foi dito anteriormente, os filmes investigados são compostos de multicamadas, logo o tamanho da área das camadas é igual.

A energia magnética livre por unidade de área de uma válvula de spin como a mostrada na Fig. 3.5, pode ser escrita como:

$$E = E_{FM} + E_{EB} + E_{EX}, \quad (3.8)$$

onde E_{FM} representa a energia livre dos filmes ferromagnéticos (FM_1 e FM_2). E_{EB} é a contribuição para a energia devido ao acoplamento direto de *exchange bias* na interface FM_2/AF . E o último termo E_{EX} , representa a interação entre as camadas FM livre e presa, isto é, FM_1 e FM_2 .

A formulação da energia livre magnética é baseada nos conceitos discutidos no apêndice A.1. Aqui iremos tratar separadamente cada termo da Eq. 3.8, para evitar sobrecarregar a notação.

O primeiro termo da Eq. 3.8 (E_{FM}), é composto pelas contribuições para energia devido às camadas FM, sendo formado por: energia Zeeman (Eq. A.11), que resulta da interação entre a magnetização do filme e o campo magnético aplicado; energia magnetocristalina uniaxial (Eq. A.7 em primeira ordem), devido a anisotropia magnetocristalina uniaxial induzida pela aplicação de um campo magnético externo, durante a deposição do filme; energia de desmagnetização (Eq. A.16), surge devido a existência de dipolos não compensados que são induzidos na superfície quando o material está magnetizado, fazendo com que o campo magnético interno seja menor que o campo externo; equivalentemente a energia de superfície (Eq. A.9), devido à perda de simetria que ocorre em filmes finos devido à presença de superfície.

3.5 Formulação de Energia - Largura de linha e campo de ressonância ferromagnética

Somando então as equações A.16, A.9, A.11 e A.7, obtemos o primeiro termo da Eq. 3.8, da energia magnética livre de uma válvula de spin:

$$E_{FM} = -\vec{H} \cdot (\vec{M}_1 t_1 + \vec{M}_2 t_2) + \left[\left(2\pi M_1^2 - \frac{K_{S1}}{t_1} \right) \left(\frac{\vec{M}_1 \cdot \hat{n}}{M_1} \right)^2 - K_{U1} \left(\frac{\vec{M}_1 \cdot \hat{u}}{M_1} \right)^2 \right] t_1 + \left[\left(2\pi M_2^2 - \frac{K_{S2}}{t_2} \right) \left(\frac{\vec{M}_2 \cdot \hat{n}}{M_2} \right)^2 - K_{U2} \left(\frac{\vec{M}_2 \cdot \hat{u}}{M_2} \right)^2 \right] t_2, \quad (3.9)$$

onde \hat{n} e \hat{u} são respectivamente, os vetores unitários nas direções dos eixos normal e uniaxial da válvula de spin. Os campos de anisotropia uniaxial são $H_{U1} = \frac{2K_{U1}}{M_1}$ para a camada FM_1 , e $H_{U2} = \frac{2K_{U2}}{M_2}$ para a camada FM_2 .

A energia devido à interação de *exchange bias* que ocorre na interface entre as camadas FM_2/AF , é obtida das equações 3.1, 3.2, e 3.4, logo:

$$E_{EX} = -\frac{J_E \vec{M}_2 \cdot \vec{M}_3}{M_2 M_3} - \frac{\sigma_W \vec{M}_3 \cdot \hat{u}}{M_3} - K_{ra} t_2 \left(\frac{\vec{M}_2 \cdot \hat{h}_{ar}}{M_2} \right)^2. \quad (3.10)$$

Os campos equivalentes de anisotropia devido ao *exchange bias* e à formação de parede de domínio no AF são respectivamente $H_E = \frac{J_E}{t_2 M_2}$ e $H_W = \frac{\sigma_W}{t_2 M_2}$. O último termo da equação anterior corresponde à energia devido à anisotropia rotatória. Inicialmente foi adotada a notação introduzida por McMichael, Stiles et al. [47], na forma $E_{ra} = -\vec{M}_2 \cdot \vec{H}_{ra}$. Portanto, esta anisotropia pode ser considerada como uma anisotropia uniaxial efetiva que gira acompanhando a direção de equilíbrio da magnetização com constante K_{ra} . Este campo de anisotropia efetivo pode ser escrito como $H_{ra} = \frac{2K_{ra}}{M_2}$.

A energia devido ao acoplamento indireto entre as camadas ferromagnéticas adjacentes FM_1 e FM_2 , é dada pelo termo de energia bilinear (Eq. A.18).

$$E_{EX} = -J_{bl} \frac{\vec{M}_1 \cdot \vec{M}_2}{M_1 M_2}, \quad (3.11)$$

onde o campo de acoplamento efetivo entre as camadas é definido como $H_{bl}^i = \frac{J_{bl}}{M_i t_i}$ e J_{bl} mede a intensidade do acoplamento. O termo biquadrático (Eq. A.19) não é considerado, pois nas amostras de interesse este efeito é desprezível.

E finalmente, substituindo as equações 3.9, 3.10 e 3.11 em 3.8, encontra-se a expressão para energia magnética livre total por unidade de área para uma válvula de spin.

$$E = - \sum_{i=1}^2 \left\{ \left[\vec{H}_i \cdot \vec{M}_i + \left(2\pi M_i^2 - \frac{K_{Si}}{t_i} \right) \left(\frac{\vec{M}_i \cdot \hat{n}}{M_i} \right)^2 - K_{Ui} \left(\frac{\vec{M}_i \cdot \hat{u}}{M_i} \right)^2 \right] t_i \right\} \quad (3.12)$$

$$- \frac{J_E \vec{M}_2 \cdot \vec{M}_3}{M_2 M_3} - \frac{\sigma_W \vec{M}_3 \cdot \hat{u}}{M_3} - k_{ar} t_2 \left(\frac{\vec{M}_2 \cdot \hat{h}_{ar}}{M_2} \right)^2 - J_{bl} \frac{\vec{M}_1 \cdot \vec{M}_2}{M_1 M_2}.$$

Note que, se houver o interesse de estudar as propriedades de bicamadas FM/AF, sua energia é dada pelo caso particular da energia de uma válvula de spin, onde, basta considerar $J_{bl} = 0$ e tomar apenas o primeiro termo da somatória na equação anterior.

3.5.2 Campo de Ressonância

A relação de dispersão para uma válvula de spin é calculada de forma similar a maneira utilizada no final do capítulo 2 para um filme simples, porém, agora existem três camadas que contribuem para a energia livre magnética do filme. A energia pode ser $E = E(\phi_1, \theta_1, \phi_2, \theta_2, \phi_3, \theta_3)$ onde os índices 1, 2 e 3 representam as camadas FM_1 , FM_2 e AF respectivamente. Expandindo a energia em torno das posições de equilíbrio de suas variáveis, e substituindo na equação do movimento para cada camada, e fazendo

3.5 Formulação de Energia - Largura de linha e campo de ressonância ferromagnética

conside-rações similares às feitas para calcularmos a condição geral de ressonância para um filme simples (ver demonstração da Eq. 2.24), encontra-se a seguinte matriz [10]:

$$\begin{bmatrix} E_{\phi_2\phi_2} & E_{\phi_2\theta_2} - iz_2 & E_{\phi_2\phi_3} & E_{\phi_2\theta_3} & E_{\phi_2\phi_1} & E_{\phi_2\theta_1} \\ E_{\theta_2\phi_2} + iz_2 & E_{\theta_2\theta_2} & E_{\theta_2\phi_3} & E_{\theta_2\theta_3} & E_{\theta_2\phi_1} & E_{\theta_2\theta_1} \\ E_{\phi_3\phi_2} & E_{\phi_3\theta_2} & E_{\phi_3\phi_3} & E_{\phi_3\theta_3} - iz_3 & E_{\phi_3\phi_1} & E_{\phi_3\theta_1} \\ E_{\theta_3\phi_2} & E_{\theta_3\theta_2} & E_{\theta_3\phi_3} + iz_3 & E_{\theta_3\theta_3} & E_{\theta_3\phi_1} & E_{\theta_3\theta_1} \\ E_{\phi_1\phi_2} & E_{\phi_1\theta_2} & E_{\phi_1\phi_3} & E_{\phi_1\theta_3} & E_{\phi_1\phi_1} & E_{\phi_1\theta_1} - iz_3 \\ E_{\theta_1\phi_2} & E_{\theta_1\theta_2} & E_{\theta_1\phi_3} & E_{\theta_1\theta_3} & E_{\theta_1\phi_1} + iz_1 & E_{\theta_1\theta_1} \end{bmatrix}, \quad (3.13)$$

onde $z_i = \frac{\omega}{\gamma_i} t_i M_i \text{sen} \theta_i$. Cada coeficiente E_{xixj} , corresponde à segunda derivada da energia livre dada pela Eq. 3.12 avaliada nos ângulos de equilíbrio. Para realizar estas derivadas é necessário reescrever a energia em coordenadas esféricas.

$$\begin{aligned} E = \sum_{i=1}^2 \left[-M_i H [\text{sen} \theta_H \text{sen} \theta_i \cos(\phi_i - \phi_H)] + \left(2\pi M_i^2 - \frac{K_{Si}}{t_i} \right) \cos^2 \theta_i - K_{Ui} \text{sen}^2 \theta_i \cos^2 \phi_i \right] t_i \\ - J_e [\text{sen} \theta_3 \text{sen} \theta_2 \cos(\phi_2 - \phi_3) + \cos \theta_3 \cos \theta_2] - \sigma_W \text{sen} \theta_3 \cos \phi_3 - K_{ra} t_2 \cos^2(\phi_2 - \beta) \text{sen}^2 \theta_2 \\ - J_{bl} [\text{sen} \theta_1 \text{sen} \theta_2 \cos(\phi_1 - \phi_2) + \cos \theta_1 \cos \theta_2]. \end{aligned} \quad (3.14)$$

Nos experimentos e nas simulações numéricas o campo magnético \vec{H} é aplicado no plano do filme (plano X-Y, ver Fig. 3.5). Como a válvula de spin é composta por vários filmes finos, temos que neste caso as magnetizações estão paralelas ao plano da amostra, logo $\theta_H = \theta_1 = \theta_2 = \theta_3 = \frac{\pi}{2}$. Tomando essas considerações nos cálculos das derivadas contidas na matriz 3.13, seus coeficientes são dados por:

$$E_{\phi_1\phi_1} = [M_1 H \cos(\phi_1 - \phi_H) + 2K_{U1} \cos 2\phi_1] t_1 + J_{bl} \cos(\phi_1 - \phi_2), \quad (3.15)$$

$$E_{\phi_2\phi_2} = [M_2 H \cos(\phi_2 - \phi_H) + 2K_{U2} \cos 2\phi_2 + 2K_{ra}]t_2 + J_E \cos(\phi_2 - \phi_3) + J_{bl} \cos(\phi_1 - \phi_2), \quad (3.16)$$

$$E_{\phi_3\phi_3} = J_E \cos(\phi_2 - \phi_3) + \sigma_W \cos \phi_3, \quad (3.17)$$

$$E_{\theta_1\theta_1} = [M_1 H \cos(\phi_1 - \phi_H) + 4\pi M_1^2 - \frac{2K_{S1}}{t_1} + 2K_{U1} \cos^2 \phi_1]t_1 + J_{bl} \cos(\phi_1 - \phi_2), \quad (3.18)$$

$$E_{\theta_2\theta_2} = [M_2 H \cos(\phi_2 - \phi_H) + 4\pi M_2^2 - \frac{2K_{S2}}{t_2} + 2K_{U2} \cos^2 \phi_2 + 2K_{ra}]t_2 + J_E \cos(\phi_2 - \phi_3) + J_{bl} \cos(\phi_1 - \phi_2), \quad (3.19)$$

$$E_{\theta_3\theta_3} = J_E \cos(\phi_2 - \phi_3) + \sigma_W \cos \phi_3, \quad (3.20)$$

$$E_{\phi_1\phi_2} = -J_{bl} \cos(\phi_1 - \phi_2), \quad (3.21)$$

$$E_{\phi_2\phi_3} = -J_E \cos(\phi_2 - \phi_3), \quad (3.22)$$

$$E_{\theta_1\theta_2} = -J_{bl}, \quad (3.23)$$

$$E_{\theta 2 \theta 3} = -J_E, \quad (3.24)$$

os demais termos: $E_{\phi 2 \theta 2}$, $E_{\phi 2 \theta 3}$, $E_{\theta 2, \phi 3}$, $E_{\theta 2, \phi 1}$, $E_{\phi 1 \phi 3}$, $E_{\theta 1 \theta 3}$, $E_{\phi 1, \theta 3}$, $E_{\theta 1 \phi 3}$ e $E_{\phi 2 \theta 1}$ são nulos

Considerando que $\gamma = \gamma_1 = \gamma_2$ e desprezando os coeficientes nulos na matriz dada por 3.13, obtemos que a relação de dispersão em função das segundas derivadas da energia livre magnética da multicamada é dada por:

$$\begin{aligned} \left(\frac{\omega^4}{\gamma^4}\right) - \left(\frac{\omega^2}{\gamma^2}\right) & \left[\left(E_{\phi 2 \phi 2} - \frac{E_{\phi 2 \phi 3}^2}{E_{\phi 3 \phi 3}} \right) \left(E_{\theta 2 \theta 2} - \frac{E_{\theta 2 \theta 3}^2}{E_{\theta 3 \theta 3}} \right) \right] \frac{1}{(t_2 M_2)^2} \\ & - \left(\frac{\omega^2}{\gamma^2}\right) \left[2 E_{\phi 2 \phi 1} E_{\theta 2 \theta 1} \frac{1}{t_2 M_2 t_1 M_1} + E_{\phi 1 \phi 1} E_{\theta 1 \theta 1} \frac{1}{(t_1 M_1)^2} \right] \\ & + \frac{1}{(t_2 M_2 t_1 M_1)^2} \left[E_{\phi 2 \phi 1}^2 - E_{\phi 1 \phi 1} \left(E_{\phi 2 \phi 2} - \frac{E_{\phi 2 \phi 3}^2}{E_{\phi 3 \phi 3}} \right) \right] \\ & \times \left[E_{\theta 2 \theta 1}^2 - E_{\theta 1 \theta 1} \left(E_{\theta 2 \theta 2} - \frac{E_{\theta 2 \theta 3}^2}{E_{\theta 3 \theta 3}} \right) \right] = 0. \end{aligned} \quad (3.25)$$

Esta última equação pode ser escrita explicitamente em função dos campos efetivos de anisotropias, e do campo magnético aplicado, da seguinte forma:

$$\left(\frac{\omega^4}{\gamma^4}\right) - \left(\frac{\omega^2}{\gamma^2}\right) A(H) + B(H) = 0, \quad (3.26)$$

onde

$$\begin{aligned} A(H) &= [H \cos(\phi_2 - \phi_H) + a_1][H \cos(\phi_2 - \phi_H) + a_2] \\ &+ [H \cos(\phi_1 - \phi_H) + a_3][H \cos(\phi_1 - \phi_H) + a_1] \\ &+ 2H_{bl}^{(1)} H_{bl}^{(2)} \cos(\phi_1 - \phi_2), \end{aligned} \quad (3.27)$$

$$B(H) = \left[\frac{M_1}{M_2} H_{bl}^{(1)} H_{bl}^{(2)} - [H \cos(\phi_1 - \phi_H) + a_4][H \cos(\phi_2 - \phi_H) + a_1] \right] \times \left[\frac{M_1}{M_2} H_{bl}^{(1)} H_{bl}^{(2)} \cos^2(\phi_1 - \phi_2) - [H \cos(\phi_1 - \phi_H) + a_3][H \cos(\phi_2 - \phi_H) + a_2] \right], \quad (3.28)$$

e

$$a_1 = 4\pi M_{ef2} + H_{U2} \cos^2 \phi_2 + H_{ra} + H_1^{ef}, \quad (3.29)$$

$$a_2 = H_{U2} \cos 2\phi_2 + H_{ra} + H_2^{ef}, \quad (3.30)$$

$$a_3 = H_{U1} \cos 2\phi_1 + H_{bl}^{(1)} \cos(\phi_1 - \phi_2), \quad (3.31)$$

$$a_4 = 4\pi M_{ef1} + H_{U1} \cos^2 \phi_1 + H_{bl}^{(1)} \cos(\phi_1 - \phi_2), \quad (3.32)$$

onde H_1^{ef} e H_2^{ef} são escritos como:

$$H_1^{ef} = H_{bl}^{(2)} \cos(\phi_1 - \phi_2) + \frac{H_W \cos \phi_3 \cos(\phi_2 - \phi_3) - H_E \sin^2(\phi_2 - \phi_3)}{\frac{H_W}{H_E} \cos \phi_3 + \cos(\phi_2 - \phi_3)}, \quad (3.33)$$

$$H_2^{ef} = H_{bl}^{(2)} \cos(\phi_1 - \phi_2) + \frac{H_W \cos \phi_3 \cos(\phi_2 - \phi_3)}{\frac{H_W}{H_E} \cos \phi_3 + \cos(\phi_2 - \phi_3)}. \quad (3.34)$$

3.5 Formulação de Energia - Largura de linha e campo de ressonância ferromagnética

Nas expressões anteriores definimos $4\pi M_{efi} = 4\pi M_i - \frac{2K_{Si}}{M_i t_i}$ que é a magnetização efetiva em cada camada FM.

Como já foi dito anteriormente, as equações que descrevem uma bicamada FM/AF podem ser escritas como um caso particular da equação da válvula de spin, fazendo $J_{bl} = 0$. Neste caso $E_{\phi 2\phi 1} = E_{\theta 2\theta 1} = 0$, a Eq. 3.25 torna-se:

$$\begin{aligned} \left(\frac{\omega^4}{\gamma^4}\right) - \left(\frac{\omega^2}{\gamma^2}\right) & \left[\left(E_{\phi 2\phi 2} - \frac{E_{\phi 2\phi 3}^2}{E_{\phi 3\phi 3}}\right) \left(E_{\theta 2\theta 2} - \frac{E_{\theta 2\theta 3}^2}{E_{\theta 3\theta 3}}\right) \frac{1}{(t_2 M_2)^2} + E_{\phi 1\phi 1} E_{\theta 1\theta 1} \frac{1}{(t_1 M_1)^2} \right] \\ & + E_{\theta 1\theta 1} E_{\phi 1\phi 1} \left(E_{\theta 2\theta 2} - \frac{E_{\theta 2\theta 3}^2}{E_{\theta 3\theta 3}}\right) \left(E_{\phi 2\phi 2} - \frac{E_{\phi 2\phi 3}^2}{E_{\phi 3\phi 3}}\right) \frac{1}{(t_2 M_2 t_1 M_1)^2}. \end{aligned} \quad (3.35)$$

Uma das raízes reais da Eq. 3.35 é dada por:

$$\left(\frac{\omega^2}{\gamma^2}\right) = E_{\phi 1\phi 1} E_{\theta 1\theta 1} \frac{1}{(t_1 M_1)^2}. \quad (3.36)$$

Esta última equação corresponde à relação de dispersão para um filme simples ferromagnético (ver Eq. 2.24), em que $E_{\phi 1\theta 1} = 0$ pois $\theta_H = \theta_1 = \frac{\pi}{2}$.

A outra raiz corresponde à relação de dispersão para uma bicamada FM/AF acoplado por *exchange bias* [?, 10, 64]

$$\left(\frac{\omega^2}{\gamma^2}\right) = \left(E_{\phi 2\phi 2} - \frac{E_{\phi 2\phi 3}^2}{E_{\phi 3\phi 3}}\right) \left(E_{\theta 2\theta 2} - \frac{E_{\theta 2\theta 3}^2}{E_{\theta 3\theta 3}}\right) \frac{1}{(t_2 M_2)^2}. \quad (3.37)$$

Substituindo as relações 3.16 - 3.24 em 3.37, encontramos a relação de dispersão ω vs H escrita explicitamente em função dos campos efetivos de anisotropia.

$$\begin{aligned} \left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2 &= [H \cos(\phi_2 - \phi_H) + H_{U2} \cos 2\phi_2 + H_{ra} + H_2^{ef(0)}] \\ &[4\pi M_{ef2} + H \cos(\phi_2 - \phi_H) + H_{U2} \cos^2 \phi_2 + H_{ra} + H_1^{ef(0)}], \end{aligned} \quad (3.38)$$

onde os campos efetivos $H_1^{ef(0)}$ e $H_2^{ef(0)}$ correspondem às equações 3.33 e 3.34 respectivamente, para o caso em que $J_{bl} = 0$. Isolando H na equação anterior, obtemos que a dependência angular do campo de ressonância, no plano, de uma bicamada FM/AF, é dada por:

$$\begin{aligned} H_R = \frac{1}{2 \cos(\phi_2 - \phi_H)} &\left[H_{U2}(1 - 3 \cos^2 \phi_2) - 4\pi M_{ef2} - 2H_{ra} - H_1^{ef(0)} - H_2^{ef(0)} \right. \\ &\left. + \sqrt{\left(H_{U2}^2 \sin^2 \phi_2 + 4\pi M_{ef2} + H_1^{ef(0)} - H_2^{ef(0)} \right)^2 + 4 \left(\frac{\omega}{\gamma} \right)^2} \right]. \end{aligned} \quad (3.39)$$

A Fig. 3.7 mostra o campo H_R calculado através da Eq. 3.39 para $H_{u2} = 10$ Oe, $H_E = 50$ Oe, $H_W = 1000$ Oe, $M_{ef2} = 10$ kG e $\omega = 8,6$ Gz. Note que para a magnetização orientada na direção do eixo fácil ($\phi_H = 0$) o campo aplicado que satisfaz a condição de ressonância é menor do que quando a magnetização está na direção do eixo duro ($\phi_H = \pi$).

Sabendo que o campo de *exchange bias* em FMR pode ser definido como [47, 65, 66]:

$$H_{EB}^{FMR} = \frac{1}{2}[H_R(\pi) - H_R(0)], \quad (3.40)$$

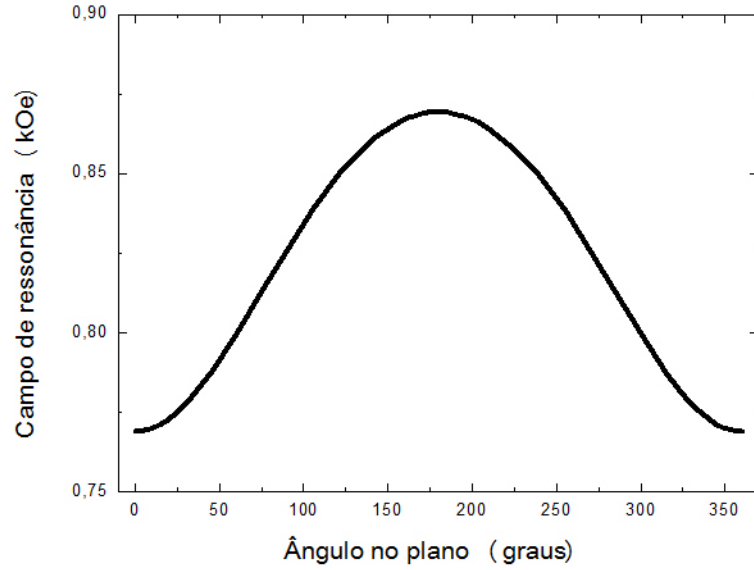


Figura 3.7: Dependência angular do campo de ressonância no plano calculado a partir da Eq. 3.39 para $H_{u2} = 10$ Oe, $H_E = 50$ Oe, $H_W = 1000$ Oe, $M_{ef2} = 10$ kG e $\omega = 8,6$ GHz.

e utilizando as equações 3.39, 3.33 e 3.34, obtemos o campo de *exchange bias*:

$$H_{EB}^{FMR} = \frac{H_W^2 H_E}{H_W^2 - H_E^2}, \quad se \quad H_W > H_E, \quad (3.41)$$

e

$$H_{EB}^{FMR} = \frac{H_W^2 H_E}{H_E^2 - H_W^2}, \quad se \quad H_W < H_E. \quad (3.42)$$

Todas estas equações serão utilizadas na interpretação dos resultados experimentais.

3.5.3 Largura de linha

A natureza física da largura de linha ferromagnética (ΔH), está relacionada com os tempos de relaxação do sistema em estudo. A largura de linha em filmes massivos possui contribuições devido ao mecanismo de condução e à relaxação intrínseca [67]. Em filmes

finos, as contribuições devido à superfície, tamanho e interface modificam as anisotropias magnéticas e podem gerar uma dispersão dos eixos locais de anisotropia [68].

A largura de linha pode ser escrita como [69]:

$$\Delta H = \Delta H_{hom} + \Delta H_{inom} + \Delta H_{2M}, \quad (3.43)$$

onde o primeiro termo representa o amortecimento devido à mecanismos intrínsecos e de condução. O segundo termo representa o amortecimento inhomogêneo devido a flutuações nas anisotropias que compõem a energia livre magnética. O terceiro termo corresponde ao espalhamento de dois mágnons. Note que os dois últimos termos são amortecimentos extrínsecos.

Iremos investigar o comportamento da largura de linha para bicamadas magnéticas (FM/AF). O objetivo desta seção é descrever a contribuição de cada termo da Eq. 3.43 para este sistema.

O primeiro termo corresponde à contribuição para a largura de linha devido ao amortecimento intrínseco (ΔH_{hom}), este processo de relaxação é descrito fenomenologicamente fazendo-se uso da equação do movimento de Landau-Lifshitz incluindo o tempo de amortecimento [70]

$$\frac{d\vec{M}_i}{dt} = -\gamma_i \vec{M}_i \times \vec{H} - \frac{\alpha_i \gamma_i}{M_i} [\vec{M}_i \times (\vec{M}_i \times \vec{H})]. \quad (3.44)$$

Aqui $\alpha_i = \frac{\lambda_i}{\gamma_i M_i}$ é um parâmetro de amortecimento adimensional, λ é a frequência de relaxação por diferentes mecanismos. O índice i corresponde à nomenclatura utilizada $i = 2$ esta relacionado a camada FM presa (FM_2), e $i = 3$ esta relacionado à camada antiferromagnética (AF).

O procedimento para calcular a largura de linha, é semelhante ao realizado para calcular a relação de dispersão no final capítulo 2. Porém, agora estamos considerando o termo de amortecimento na equação do movimento, além de estarmos investigando uma bica-

3.5 Formulação de Energia - Largura de linha e campo de ressonância ferromagnética

mada magnética. Primeiramente considere que o campo magnético efetivo que compõe cada camada pode ser dado por:

$$H = - \left(\frac{\partial E_i}{\partial M_i} \widehat{M} + \frac{1}{M_i} \frac{\partial E_i}{\partial \theta_i} \widehat{\theta} + \frac{1}{M_i \text{sen} \theta_i} \frac{\partial E_i}{\partial \phi_i} \widehat{\phi} \right) = -E_{M_i} \widehat{M} - \frac{1}{M_i} E_{\theta_i} \widehat{\theta} - \frac{1}{M_i \text{sen} \theta_i} E_{\phi_i} \widehat{\phi}. \quad (3.45)$$

Considerando que no equilíbrio $\theta = \theta_0$ e $\phi = \phi_0$, temos que as magnetizações na direção θ (M_θ) e ϕ (M_ϕ) são aproximadamente nulas. Substituindo a Eq. 3.45 na Eq. 3.44, temos:

$$\frac{d\vec{M}_i}{dt} = \gamma_i \left(\frac{-E_{\phi_i} \widehat{\theta}_i}{\text{sen} \theta_i} + E_{\theta_i} \widehat{\phi}_i \right) - \frac{\gamma_i \alpha_i}{M_i} \left(M_i E_{\theta_i} \widehat{\theta}_i + \frac{M_i E_{\phi_i} \widehat{\phi}_i}{\text{sen} \theta_i} \right) \quad (3.46)$$

Expandindo a energia livre magnética em torno das posições de equilíbrio de suas variáveis ($E(\theta_2, \phi_2, \theta_3, \phi_3)$), temos:

$$E \approx E_0 + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial E}{\partial \phi_2} \Delta \phi_2 + \frac{\partial E}{\partial \theta_2} \Delta \theta_2 + \frac{\partial E}{\partial \phi_3} \Delta \phi_3 + \frac{\partial E}{\partial \theta_3} \Delta \theta_3 \right)^2, \quad (3.47)$$

que pode ser reescrita de maneira simplificada como:

$$E \approx E_0 + \frac{1}{2} \left[E_{\phi_2 \phi_2} \Delta \phi_2^2 + E_{\theta_2 \theta_2} \Delta \theta_2^2 + E_{\phi_3 \phi_3} \Delta \phi_3^2 + E_{\theta_3 \theta_3} \Delta \theta_3^2 + 2(E_{\theta_2 \phi_2} \Delta \theta_2 \Delta \phi_2 + E_{\phi_2 \phi_3} \Delta \phi_2 \Delta \phi_3 + E_{\theta_2 \phi_3} \Delta \theta_2 \Delta \phi_3 + E_{\phi_2 \theta_3} \Delta \phi_2 \Delta \theta_3 + E_{\theta_2 \theta_3} \Delta \theta_2 \Delta \theta_3 + E_{\phi_3 \theta_3} \Delta \phi_3 \Delta \theta_3) \right], \quad (3.48)$$

onde $E_{x_i y_j} = \frac{\partial^2 E}{\partial x_i \partial x_j}$ aplicada na posição de equilíbrio.

Assumindo que o movimento de precessão está confinado a pequenos desvios dados em torno da posição de equilíbrio ($\Delta \theta$) e $\Delta \phi$, e possui frequência de precessão ω , então:

3.5 Formulação de Energia - Largura de linha e campo de ressonância ferromagnética

$$M_{\theta i} = M \text{sen} \Delta \theta \approx M \Delta \theta e^{-i\omega_i t} \quad M_{\phi i} = M \text{sen} \theta \text{sen} \Delta \phi \approx M \text{sen} \theta \Delta \phi e^{-i\omega_i t}. \quad (3.49)$$

A equação de Landau-Lifshitz (Eq. 3.46), pode ser modificada para a forma conhecida como equação de Landau-Lifshitz-Gilbert [71]. Esta modificação é caracterizada pela relação de proporcionalidade entre o termo de amortecimento de 3.46 com a derivada da magnetização em relação ao tempo $\left(\left| [\vec{M}_i \times (\vec{M}_i \times \vec{H}_i)] \right| \propto \left| \frac{d\vec{M}_i}{dt} \right| \right)$. Considerando então que a magnetização do antiferromagnético é rígida, e substituindo as equações 3.48 e 3.49 na Eq. 3.46, encontra-se um sistema de equações, que para não possuir uma solução trivial, é necessário que o determinante da matriz abaixo seja nulo:

$$\begin{bmatrix} E_{\phi 2 \phi 2} + \alpha E_{\theta 2 \phi 2} & E_{\theta 2 \phi 2} + \alpha E_{\theta 2 \theta 2} - i Z_2 & E_{\phi 2 \phi 3} + E_{\theta 2 \theta 3} & E_{\phi 2 \theta 3} + \alpha E_{\theta 2 \theta 3} \\ -E_{\theta 2 \phi 2} + i Z_2 - \alpha E_{\phi 2 \phi 2} & E_{\theta 2 \theta 2} - \alpha E_{\theta 2 \phi 2} & E_{\theta 2 \phi 3} - \alpha E_{\phi 2 \phi 3} & E_{\theta 2 \theta 3} - \alpha E_{\phi 2 \theta 3} \\ E_{\phi 3 \phi 2} & E_{\phi 3 \theta 2} & E_{\phi 3 \phi 3} & E_{\phi 3 \theta 3} \\ E_{\theta 3 \phi 2} & E_{\theta 3 \theta 2} & E_{\phi 3 \phi 3} + i z_3 & E_{\phi 3 \theta 3} \\ E_{\theta 3 \phi 2} & E_{\theta \theta 2} & E_{\theta \phi 3} & E_{\theta \theta 3} \end{bmatrix}. \quad (3.50)$$

onde $Z_2 = \frac{\omega M_2 t_2}{\gamma_2}$, e $\theta_2 = \frac{\pi}{2}$ devido a magnetização permanecer no plano do filme.

Antes de calcular o determinante desta matriz, é preciso conhecer todos seus coeficientes, temos que $E_{\phi 2 \phi 2}$, $E_{\phi 3 \phi 3}$, $E_{\theta 2 \theta 2}$, $E_{\theta 3 \theta 3}$, $E_{\phi 2 \phi 3}$, $E_{\theta 2 \theta 3}$, são dados pelas equações 3.16, 3.17, 3.19, 3.20, 3.22 e 3.24 respectivamente, para $J_{bl} = 0$. E os outros coeficientes $E_{\theta 2 \phi 3}$, $E_{\theta 2 \phi 2}$, $E_{\theta 2 \theta 2}$ e $E_{\theta 3 \phi 3}$, são nulos.

Desprezando os termos proporcionais a α^2 , obtemos a seguinte equação secular para o determinante da matriz 3.50

$$\omega^2 + i\omega\Delta\omega - \omega_R^2 = 0, \quad (3.51)$$

onde:

$$\omega_R^2 = \frac{\gamma^2}{t_2^2 M_2^2} \left(E_{\phi_2\phi_2} - \frac{E_{\phi_2\phi_3}}{E_{\phi_3\phi_3}} \right) \left(E_{\theta_2\theta_2} - \frac{E_{\theta_2\theta_3}^2}{E_{\theta_3\theta_3}} \right), \quad (3.52)$$

$$\begin{aligned} \omega_R = \gamma^2 & \left(H \cos(\phi_2 - \phi_H) + 4\pi M_{ef2} + H_{U2} \cos^2 \phi_2 + H_{ra} + H_1^{ef0} \right) \\ & \times \left(H \cos(\phi_2 - \phi_H) + H_{U2} \cos 2\phi_2 + H_{ra} + H_2^{ef0} \right) \end{aligned} \quad (3.53)$$

e

$$\Delta\omega = \frac{\alpha\gamma_2}{M_2 t_2} \left[\left(E_{\phi_2\phi_2} - \frac{E_{\phi_2\phi_3}^2}{E_{\phi_3\phi_3}} \right) + \left(E_{\theta_2\theta_2} - \frac{E_{\theta_2\theta_3}^2}{E_{\theta_3\theta_3}} \right) \right] \quad (3.54)$$

$$\begin{aligned} \Delta\omega = \alpha\gamma_2 & \left[\left(H \cos(\phi_2 - \phi_H) + H_{U2} \cos 2\phi_2 + H_{ra} + H_2^{ef0} \right) \right. \\ & \left. + \left(H \cos(\phi_2 - \phi_H) + 4\pi M_{ef2} + H_{U2} \cos^2 \phi_2 + H_{ra} + H_1^{ef0} \right) \right], \end{aligned} \quad (3.55)$$

onde $\Delta\omega$ é a largura de linha de absorção, e ω_R é a frequência de ressonância. Lembrando que H_1^{ef0} e H_2^{ef0} correspondem às equações 3.34 e 3.34 para $J_{bl} = 0$.

Calculando a relação entre $\Delta\omega$ e ΔH [71, 72], obtemos que a largura de linha é dada por:

$$\Delta H = \frac{1}{\frac{d\omega}{dH}} \Delta\omega = \frac{4\alpha}{\sqrt{3}} \frac{\omega_{res}}{\gamma \cos(\phi_2 - \phi_H)}. \quad (3.56)$$

Este mecanismo intrínseco de amortecimento da ressonância ferromagnética é conhecido como amortecimento de Gilbert, e foi deduzido para uma bicamada ferromagnética. Agora, iremos discutir o segundo termo da Eq. 3.43 (ΔH_{inom}). As contribuições para largura de linha inhomogênea surgem devido à presença de defeitos, impurezas, su-

perfície, interface, porosidade, etc. Estas imperfeições na rede cristalina da amostra, induzem dispersões dos eixos locais de anisotropia [73, 74]. Em geral, podemos representar esta contribuição para a largura de linha de FMR por uma expressão fenomenológica da forma [11]:

$$\Delta H_{inom}(\omega, \phi_H) = \sum_{K_i} \left| \frac{\partial H_{res}}{\partial \phi_{K_i}} \Delta \phi_{K_i} \right| + \Delta H(0), \quad (3.57)$$

onde ϕ_{K_i} são as dispersões angulares das anisotropias que contribuem para a energia livre magnética, e $\Delta H(0)$ é um termo independente da frequência e está relacionado a composição e a preparação da amostra.

O terceiro termo da Eq. 3.43 (ΔH_{2M}), também é causado por inhomogeneidades magnéticas. Durante um experimento ideal de FMR, o campo magnético de rf deveria excitar apenas o módulo uniforme de precessão, cujo vetor de onda ($\vec{k}_{//}$) paralelo à superfície é nulo, isto é, o comprimento de onda é aproximadamente do tamanho da amostra. Outros modos de onda de spin com vetores de onda diferentes de zero podem ser excitados pela relaxação do modo uniforme. Em filmes finos, os processos de espalhamento onde o modo uniforme excita um outro modo degenerado, em frequência, mas com vetor de onda finito, são bastante aumentados [75, 76]. Este processo de espalhamento é conhecido como espalhamento de dois mágnons. As referências [75, 76] investigam a variação da largura de linha em esferas de YIG, relacionando-as à rugosidade gerada nos processos de polimento.

A Fig. 3.8, ilustra um vetor da onda de spin paralelo à superfície de um filme fazendo um ângulo $\phi_{\vec{k}_{//}}$ com a direção do campo magnético externo. Este vetor de onda finito é degenerado com o modo uniforme até um certo valor de ângulo crítico, dado por [77]:

$$\text{sen}^2 \phi_{\vec{k}_{//}} < \frac{H}{B + H_S}, \quad (3.58)$$

onde H_S é o campo de anisotropia de superfície, e $B = H + 4\pi M$

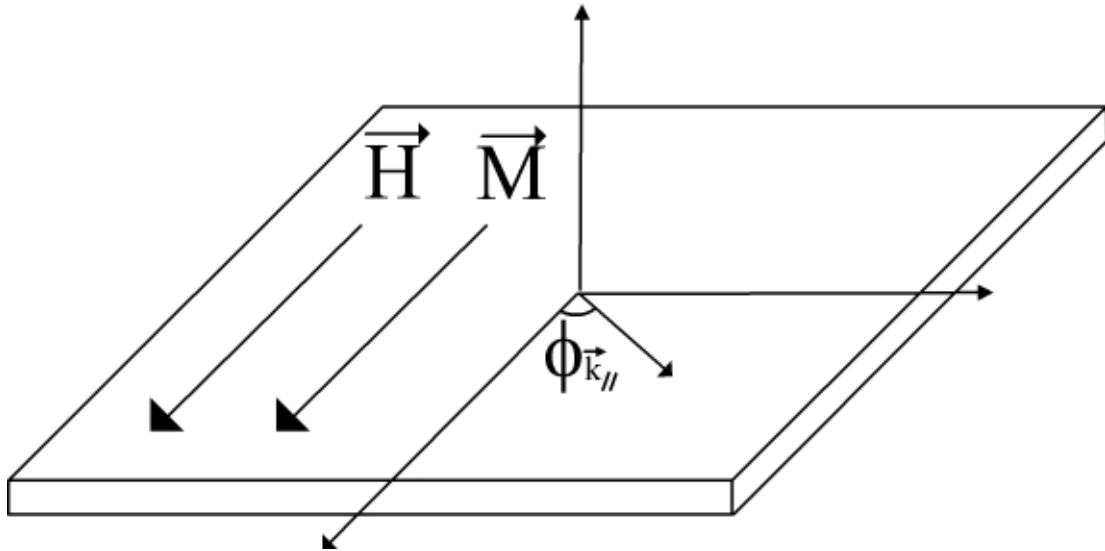


Figura 3.8: Ilustração de um filme com magnetização \vec{M} e campo magnético \vec{H} ambos no plano do filme. O vetor de onda faz um ângulo $\phi_{\vec{k}_{//}}$ com o campo magnético externo.

Depois que o módulo uniforme é excitado, defeitos na superfície poderiam espalhar este vetor de onda, gerando outra onda de spin com vetor de onda K . A Fig. 3.9 mostra a relação de dispersão em função do vetor de $K_{//}$, onde é possível notar a existência de dois mágnons com a mesma frequência (degenerados), porém com vetores de onda diferentes. Note também que existe um valor de ângulo crítico (curva azul), a partir deste ângulo não existem mais estados degenerados com o módulo uniforme de FMR. Na verdade existem inúmeros vetores de onda degenerados com o modo uniforme. Isto torna o espalhamento de 2 mágnons um mecanismo muito eficiente em filmes finos.

Arias e Mills [77,78] consideram que nas superfícies existem defeitos na forma de ilhas e depressões de dimensões aleatórias, e possuem forma de paralelepípedos retangulares com faces paralelas e perpendiculares ao plano do filme (ver Fig. 3.10). O tamanho destes defeitos é considerado pequeno em comparação com o comprimento das ondas de spin envolvidas no espalhamento de dois mágnons. Eles determinaram as contribuições correspondentes às variações de energia Zeeman, dipolar e de anisotropia de superfície, e verificaram que a perturbação da energia de superfície é dominante em relação às demais

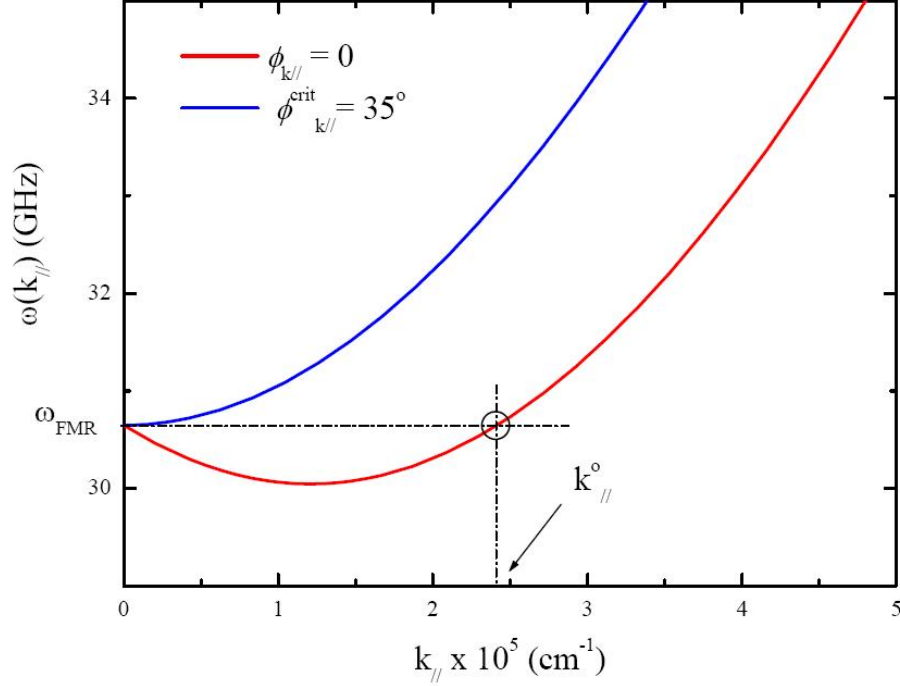


Figura 3.9: Relação de dispersão da onda de spin. O círculo preto, representa mágnons com vetor de onda finitos no plano do filme, degenerados em frequência com o módulo uniforme. A linha azul representa o ângulo crítico entre um $\vec{K}_{//}$ e o campo magnético externo, a partir do qual não existirão mágnons degenerados [40].

energias, perturbadas no evento de espalhamento de dois mágnons. Obtiveram que a contribuição para a largura de linha devido a este fenômeno é dada por [77, 78]:

$$\Delta H_{2m} = \frac{8H_S^2 b^2 p}{\pi D (B + H_S + H)^2} \left[H^2 + (B + H_S + H)^2 \left(\left\langle \frac{a}{c} \right\rangle - 1 \right) + (B + H_S)^2 \left(\left\langle \frac{c}{a} \right\rangle - 1 \right) \right] \text{sen}^{-1} \left(\frac{H^{\frac{1}{2}}}{(B + H_S)^{\frac{1}{2}}} \right) \quad (3.59)$$

onde D é a constante de *exchange*, p é a fração da superfície coberta por defeitos do tipo mostrado na Fig. 3.10

A Eq. 3.59 pode ser simplificada, se consideramos que os defeitos são isotrópicos nas direções x , y , e z , e considerarmos que nos experimentos de FMR temos $H \ll 4\pi M_S$. A

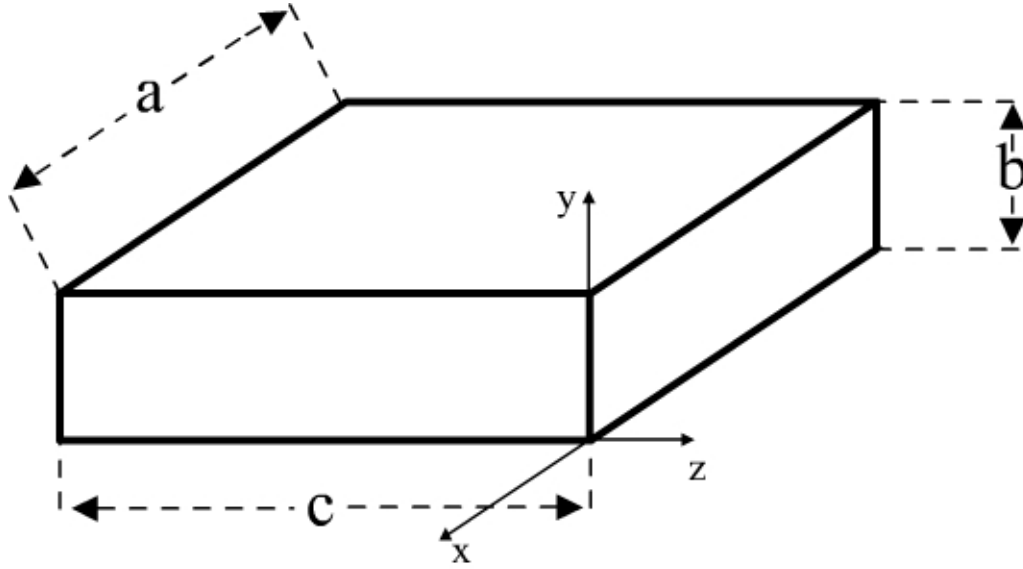


Figura 3.10: Geometria do defeito retangular com lados a, b e c nas direções x, y e z respectivamente.

contribuição para a largura de linha devido ao espalhamento entre 2 mágnons pode ser escrita da seguinte forma [79]:

$$\Delta H_{2m} = \frac{2}{\sqrt{3}} \frac{16sH_s^2}{\pi D} \frac{H^{\frac{1}{2}}}{(H + 4\pi M_S + H_S)^{\frac{1}{2}}}, \quad (3.60)$$

e

$$\Gamma = \frac{2}{\sqrt{3}} \frac{16sH_s^2}{\pi D}, \quad (3.61)$$

onde s é um fator geométrico característico da rugosidade da superfície, dado por

$$s = pb^2 \left(\left\langle \frac{a}{c} \right\rangle - 1 \right). \quad (3.62)$$

A contribuição para a largura de linha devido o espalhamento de dois mágnons, é proporcional ao inverso do quadrado da espessura do filme. A Eq. 3.60 foi proposta teóricamente e verificada experimentalmente na referência [79].

3.5 Formulação de Energia - Largura de linha e campo de ressonância ferromagnética

No próximo capítulo será mostrado que a dependência angular da largura de linha, em bicamadas FM/AF, é explicada como a superposição de vários mecanismos mostrados nas Eqs. 3.56, 3.57 e 3.60.

Capítulo 4

Resultados e discussões

4.1 Introdução

Neste capítulo discutiremos os resultados experimentais obtidos através das técnicas de magnetoresistência e ressonância ferromagnética, para bicamadas magnéticas (FM/AF) e válvulas de spin. Este capítulo está dividido em três seções, na primeira seção os resultados experimentais para as bicamadas serão discutidos, na segunda seção serão analisados as medidas feitas para válvulas de spin e na terceira seção discutiremos os resultados obtidos de MR e FMR para bicamadas FM/AF em função da temperatura.

4.2 Bicamadas FM/AF

4.2.1 FMR

Como já foi mencionado, as propriedades do filme FM em bicamadas FM/AF são diferentes, daquelas obtidas se o mesmo filme simples for agora depositado sobre um substrato não magnético. Algumas destas propriedades são: curvas de magnetização (ver Fig. 3.1), medidas de magnetoresistência e ressonância ferromagnética. Essas duas últimas propriedades serão discutidas neste capítulo.

O efeito do acoplamento de *exchange bias* quando medido pela técnica de FMR pode ser claramente visto na Fig. 4.1, que mostra a dependência angular do campo de ressonân-

4.2 Bicamadas FM/AF

cia para um filme simples e para uma bicamada FM/AF. O primeiro gráfico mostra uma simetria uniaxial de um filme simples. O segundo gráfico (FM/AF) mostra duas diferenças fundamentais: (i) a simetria uniaxial é quebrada (surge uma curva em formato de sino); (ii) o valor médio do campo de ressonância se desloca se para baixo. Ambos estes efeitos serão explicados adiante.

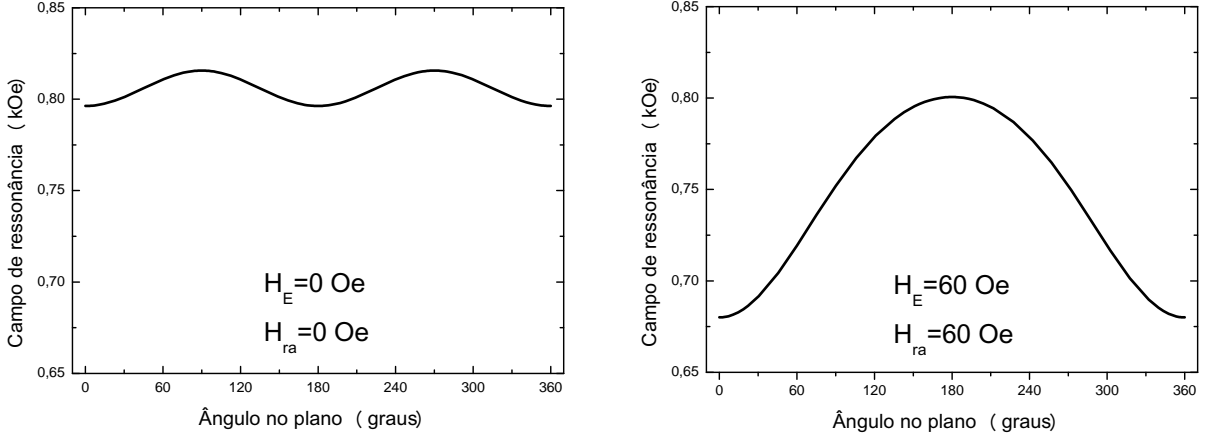


Figura 4.1: Dependência angular de H_R calculada para $H_E = 0$ Oe ($H_{ra} = 0$ Oe) e $H_E = 60$ Oe ($H_{ra} = 60$ Oe), através da Eq. 3.39. Os parâmetros utilizados foram: $H_W = 900$ Oe, $H_{U2} = 10$ Oe, $M_{ef2} = 10.9$ kG e $\omega = 8.6$ GHz. Observe que o efeito do acoplamento de *exchange bias* quebra a simetria uniaxial e desloca a curva para baixo.

O gráfico da Fig. 4.2 mostra derivada da absorção de microondas medidos durante a ressonância para bicamada FM/AF com a seguinte composição: $Py(124\text{\AA})/IrMn(148\text{\AA})/Si(001)$. Como mencionado na seção 2.4, as curvas obtidas experimentalmente tem a forma da derivada da Lorentziana em relação ao campo. Para esta amostra temos que: $H_R(\phi_H = 0) = 795$ Oe, $\Delta H(\phi_H = 0) = 56$ Oe e $H_R(\phi_H = \pi) = 683$ Oe, e $\Delta H(\phi_H = \pi) = 52$ Oe.

Realizando medidas como as mostradas na Fig. 4.2 em função do ângulo ϕ_H , obtemos a dependência angular do campo de ressonância e da largura de linha. O gráfico da Fig. 4.3 mostra H_R vs. ϕ_H , e também o ajuste numérico dos resultados experimentais da bicamada $Py(124\text{\AA})/IrMn(148\text{\AA})/Si(001)$. Os parâmetros extraídos do ajuste numérico estão mostrados na Fig. 4.3. O efeito do campo H_W é criar um pico na curva H_R vs ϕ_H em $\phi_H = 180^\circ$.

A dependência angular da largura de linha para a mesma amostra, está mostrada na Fig. 4.4. Os mecanismos de relaxação necessários para explicar esta curva devem

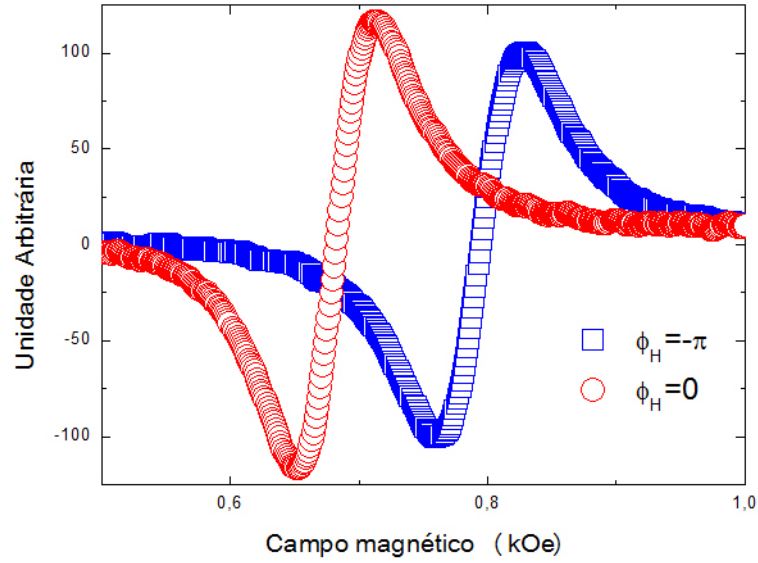


Figura 4.2: Medida de FMR na bicamada Py(124Å)/ IrMn(148Å) /Si(001). Os pontos vermelhos (azuis) representam a absorção ressonante, para o campo magnético aplicado paralelo (antiparalelo) ao campo de anisotropia unidirecional.

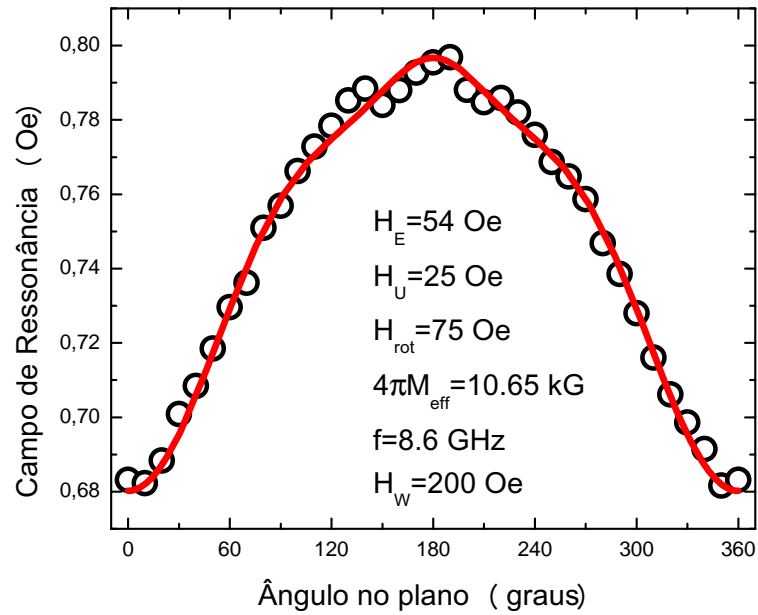


Figura 4.3: Resultados experimentais de ressonância ferromagnética da amostra Py(124Å) /IrMn(148Å)/Si(001), com seu respectivo ajuste numérico através da Eq. 3.39.

ser mecanismos intrínsecos de Gilbert (que não apresentam dependência angular) e mecanismos extrínsecos. Os mecanismos extrínsecos a serem considerados são: o espalhamento de dois mágnons e o mecanismo relacionado com a flutuação do campo de anisotropia unidirecional.

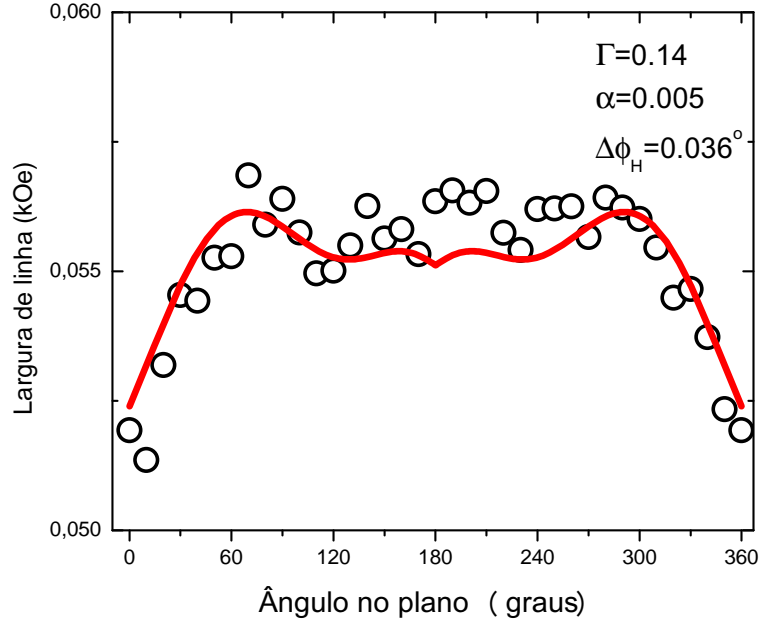


Figura 4.4: Dependência angular da largura de linha ΔH para a amostra Py(124Å)/IrMn(148Å)/Si(001), com seu respectivo ajuste numérico através da Eq. 3.43

Para saber quais os mecanismos de amortecimento que contribuem para ΔH , é preciso observar a simetria da medida de largura de linha em função do ângulo no plano. O amortecimento de Gilbert contribui com um valor constante para a largura de linha. Se ΔH possui o mesmo formato da curva de H_R , o amortecimento devido ao espalhamento de dois mágnons prevalece. Caso contrário, o amortecimento devido a flutuações dos campos de anisotropias efetivos predomina, (note que a Eq. 3.57 é formada por derivadas). A Fig. 4.4, mostra que a largura de linha tem comportamento que é a superposição dos três mecanismos discutidos acima dados pelas equações 3.56, 3.57 e 3.60. Logo, o mecanismo de espalhamento de dois mágnons é o responsável pelo amortecimento da ressonância. Definimos $\Gamma \equiv \frac{16sH_s^2}{\pi D}$ e para a amostra investigada encontramos que $\Gamma = 0.14$. Observe que a largura de linha é um parâmetro físico muito sensível às variações microestruturais, que aqui são representadas pelas dispersões angulares na direção do eixo de anisotropia. Este ajuste foi realizado utilizando-se os mesmos parâmetros utilizados no ajuste do campo de ressonância mostrado na Fig. 4.2. O fato do mesmo conjunto de parâmetros ajustar simultaneamente a dependência angular do campo de ressonância e da largura de linha mostra a robustez de nossa interpretação analítica do fenômeno. A Fig. 4.5 confirma

4.2 Bicamadas FM/AF

a eficiência do nosso método utilizado para ajustar numericamente filmes compostos de bicamadas FM/AF. Estes ajustes são feitos da seguinte maneira: i) primeiramente é feito um ajuste de H_R vs ϕ_H para um filme simples ferromagnético que possui a mesma espessura da camada FM_2 , para obtermos uma estimativa dos valores das anisotropias presentes na camadas FM_2 ; ii) é feito o ajuste de H_R vs ϕ_H para a bicamada; iii) com os mesmos valores obtidos no ajuste de H_R fazemos o ajuste para dependência angular da largura de linha no plano do filme variando apenas os parâmetros α , Γ e $\Delta\phi_H$

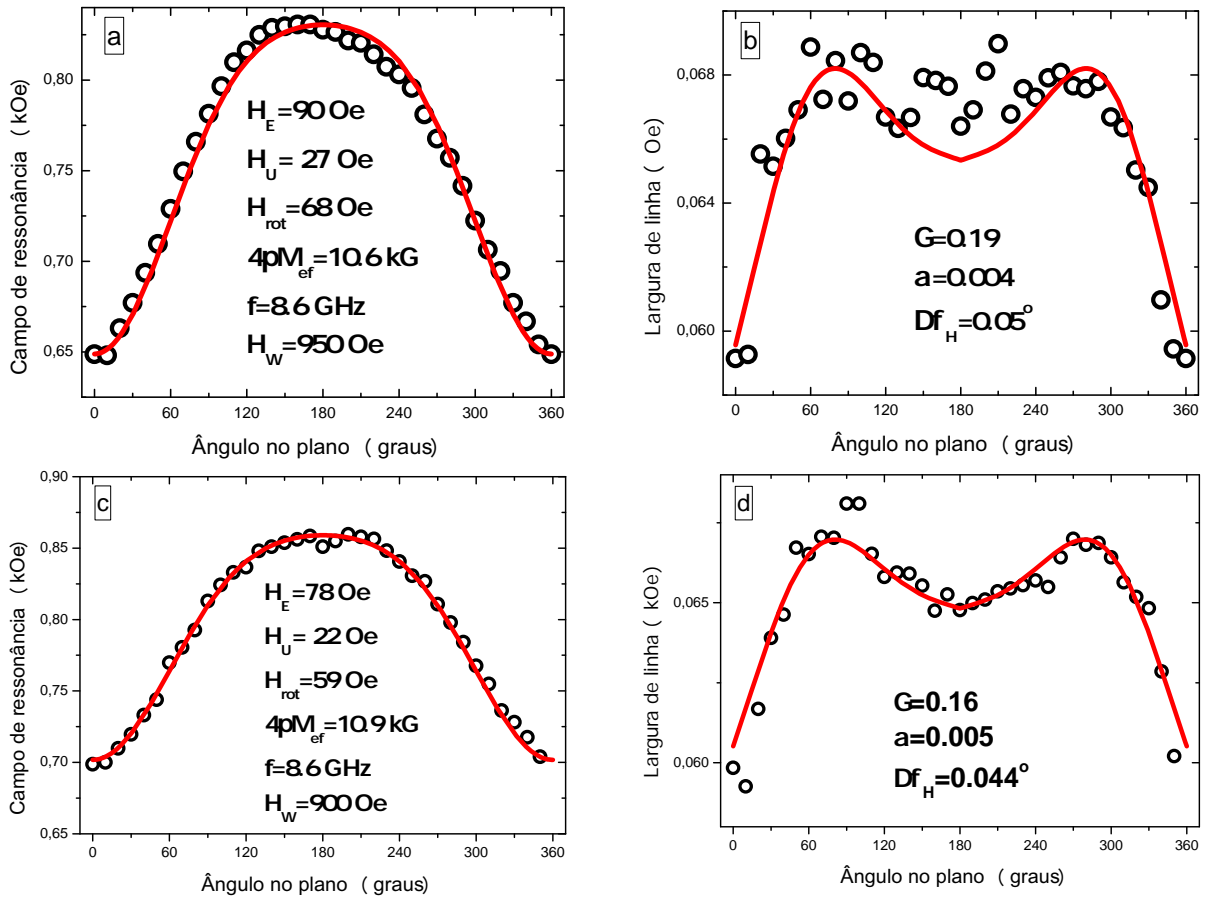


Figura 4.5: Resultados experimentais (pontos) e ajuste numérico (linha contínua) para a dependência angular do campo de ressonância e da largura de linha para bicamadas com as seguintes estruturas: Py(103Å)/IrMn(148Å)/Si(001) ((a) e (b)) e Py(93Å)/IrMn(148Å)/Si(001) ((c) e (d))

4.2.2 Magnetoresistência

Com o objetivo de investigar as propriedades estáticas das bicamadas FM/AF, medimos curvas de magnetoresistência anisotrópica (AMR) em função do ângulo no plano e em função da temperatura. Embora a dependência angular da AMR em bicamadas possa ser utilizada para obter informações sobre grandezas tais como coercividade e campo de *exchange bias*, a interpretação das curvas não é direta como no caso de medidas de magnetização. A técnica de magnetoresistência se mostrou suficientemente sensível para medir ciclos de histerese magnetoresistivos da camada semente que não é detectada pela técnica de magnetometria por efeito Kerr. A medida de magnetoresistência realizada com o campo magnético paralelo ao eixo fácil de magnetização dá a informação direta do campo coercivo e do campo de *exchange bias*.

A Fig. 4.6 mostra as curvas de MR obtidas para duas bicamadas FM/AF onde a espessura da camada AF é mantida constante e as espessuras das camadas FM são 62 Å e 124 Å, respectivamente. Podemos observar um pequeno sinal de MR originado da camada semente em ambas as amostras. Observe que a coercividade da bicamada que possui o filme FM mais fino (62 Å) é muito maior do que a coercividade da bicamada que possui o filme FM mais espesso (124Å). Outra característica relevante é o campo de *exchange bias* que aumenta para a bicamada que possui o filme FM mais fino, em comparação com seu valor medido na bicamada com o filme FM mais espesso. As dependências do campo de *exchange bias* e da coercividade em função da espessura da camada FM são bem conhecida na literatura. Os valores medidos para o campo de *exchange bias* (H_E) e coercividade (H_C) para ambas as amostras são dados na tabela 4.1.

Tabela 4.1: Valores de H_E e H_C medidos por magnetoresistência para as seguintes estruturas: Py(t_{Py})/IrMn(148 Å)/Py(32 Å)/Ru(43.5 Å)/Si(001), onde t_{Py} tem valores de 62Å e 124Å.

t_{Py} (Å)	H_E (Oe)	H_C (Oe)	H_E (Oe), da camada semente
62Å	213	63	500
124Å	109	19	450

4.2 Bicamadas FM/AF

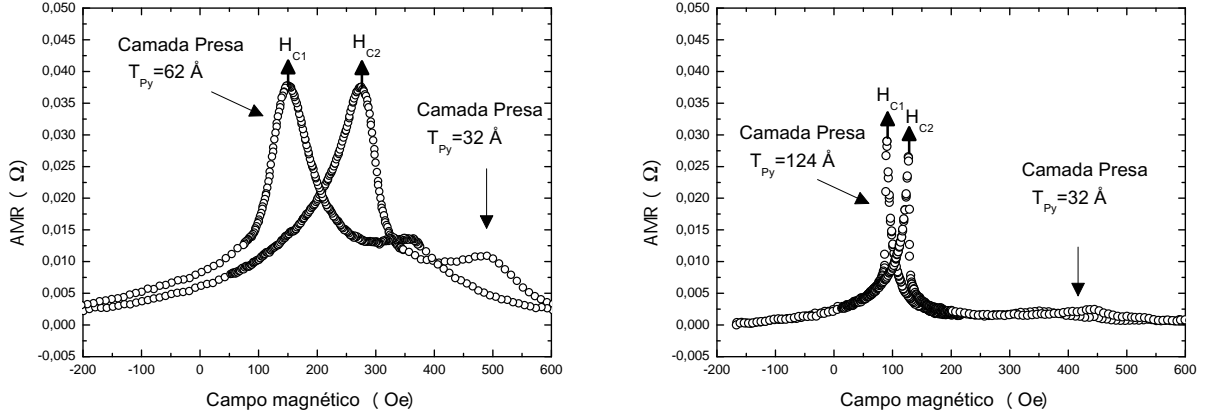


Figura 4.6: Resultado experimental de medidas em bicamadas FM/AF onde as espessuras da camada FM_2 são 62 Å e 124 Å. As amostras possuem a seguinte estrutura: $Py(t_{Py})/IrMn(148 \text{ Å})/Py(32 \text{ Å})/Ru(43.5 \text{ Å})/Si(001)$.

Os campos H_E e H_C são obtidos dos ciclos de histerese magnetoresistivos através das equações:

$$H_C = \frac{|H_{C1} - H_{C2}|}{2}; \quad H_E = \frac{H_{C1} + H_{C2}}{2} \quad (4.1)$$

onde H_{C1} e H_{C2} são os campos obtidos na medida de magnetoresistência (MR) no eixo fácil, como indicado pelas setas na Fig. 4.6.

A Fig. 4.7 mostra a curva de magnetoresistência da bicamada $Py(124 \text{ Å})/IrMn(148 \text{ Å})/Si(100)$ obtidas na temperatura do nitrogênio líquido e na temperatura ambiente. Observe que o campo de *exchange bias* aumenta de 108 Oe (temperatura ambiente $T=298 \text{ K}$) para cerca de 193 Oe (temperatura $T=77 \text{ K}$). A coercividade e a intensidade da MR também aumenta em baixa temperatura.

A Fig. 4.8 mostra as curvas de MR em função do campo aplicado para diferentes ângulos ϕ_H , para a bicamada cuja composição é $Py(124 \text{ Å})/IrMn(148 \text{ Å})/Py(32 \text{ Å})/Ru(43.5 \text{ Å})/Si(001)$. Observe que as curvas possuem uma dependência com o campo que não é simples de entender. É possível ajustar numericamente a curva MR vs H para cada ângulo ϕ_H através de um modelo analítico que calcule as posições de equilíbrio da magnetização para cada valor de H. As curvas são obtidas com a corrente sempre perpendicular ao

4.3 Válvulas de spin

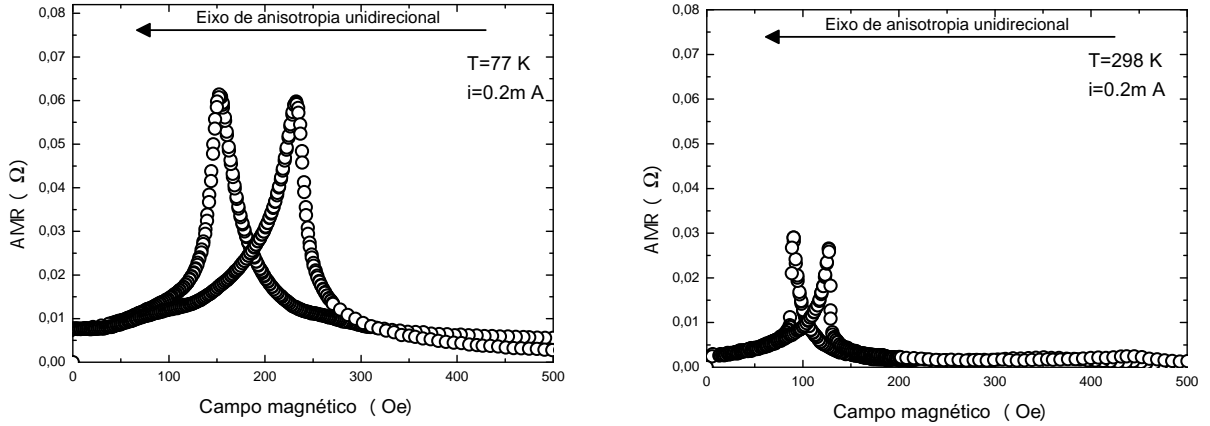


Figura 4.7: Medida de magneto resistência feita na bicamada $Py(124\text{\AA})/IrMn(148\text{\AA})/Si(001)$ nsas temperaturas de 77 K e 298K

eixo de anisotropia unidirecional. Isto explica a razão do pico de AMR ser negativo para $\phi_H = 90^\circ$ e ser positivo para $\phi_H = 0^\circ$, visto que a $MR_{AMR} \propto \cos^2 \phi$ (ver Fig. 4.9), onde ϕ é o ângulo entre direção da corrente e a magnetização.

4.3 Válvulas de spin

4.3.1 FMR

Nessa seção iremos estudar válvulas de spin com a estrutura mostrada na Fig. 3.5. Estas multicamadas possuem as seguintes estruturas: $Cu(13.4 \text{\AA})/Py(62 \text{\AA})/Ru(t_{Ru})/Py(124 \text{\AA})/IrMn(148 \text{\AA})/Py(31 \text{\AA})/Cu(67 \text{\AA})/Si(100)$, e $Cu(13.4 \text{\AA})/Py(124 \text{\AA})/Cu(t_{Cu})/Py(62 \text{\AA})/IrMn(148 \text{\AA})/Py(31 \text{\AA})/Cu(67 \text{\AA})/Si(001)$. Note que a diferença entre as válvulas é o material que compõe a camada espaçadora, o rutênio tem a característica de não preservar a polarização de spin, portanto válvulas de spin com este espaçador não apresentam GMR. O cobre preserva a polarização de spin permitindo que este seja utilizado como espaçador caso haja o interesse de se estudar GMR.

A Fig. 4.10 mostra o espectro de absorção de ressonância ferromagnética, para o campo magnético aplicado paralelo e antiparalelo ao eixo unidirecional da camada FM_2 da válvula de spin. Este filme tem a estrutura simplificada dada por: $Py(62 \text{\AA})/Ru(43 \text{\AA})/Py(124 \text{\AA})/IrMn(148 \text{\AA})/Si(100)$. Os campos de ressonância e as larguras de linha

4.3 Válvulas de spin

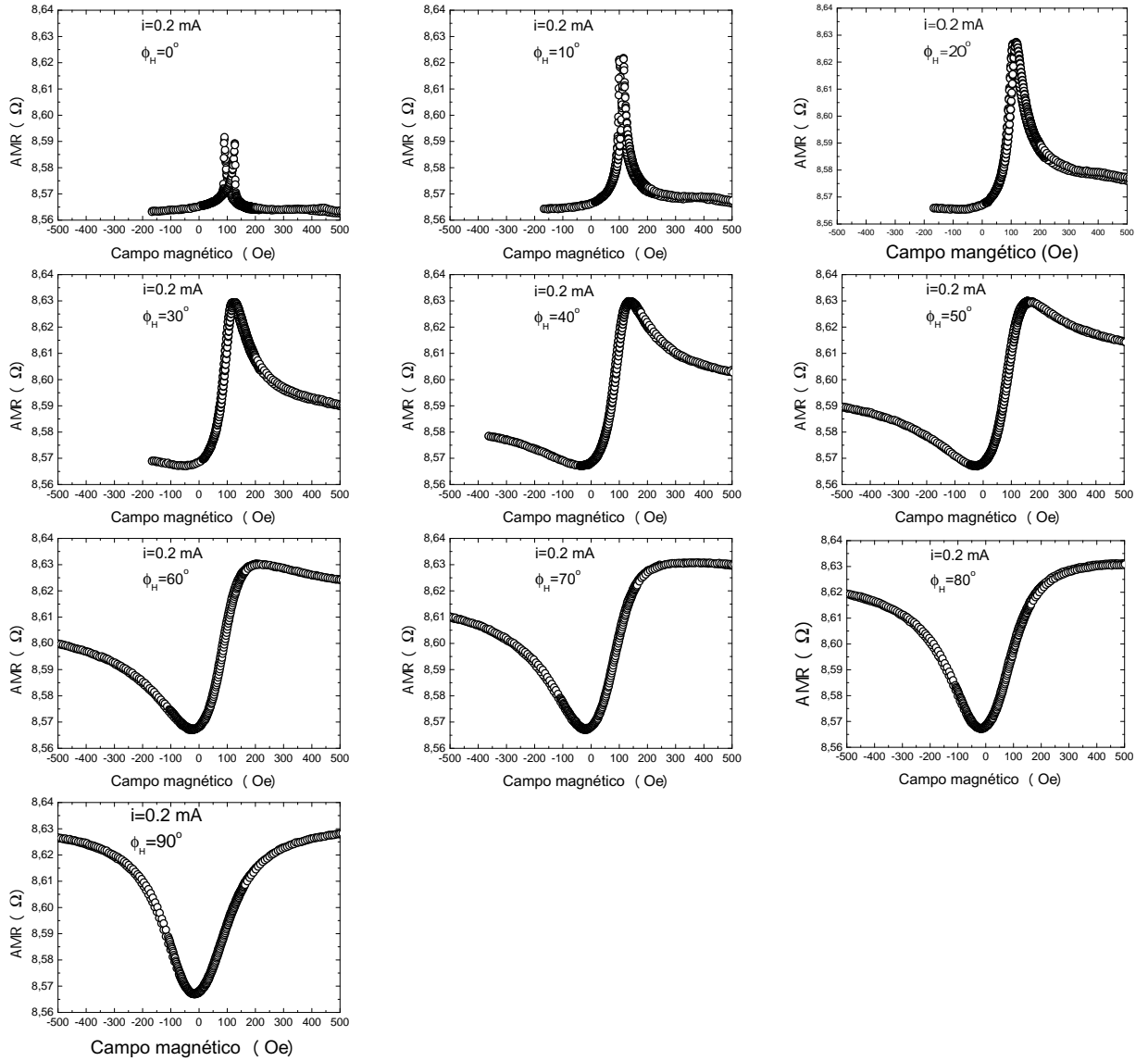


Figura 4.8: Variação angular da amostra Py(124Å)/IrMn(148 Å)/Py(32 Å)/Ru(43.5 Å)/Si(001). Onde ϕ_H é o ângulo no plano entre o campo magnético aplicado e o eixo fácil da anisotropia unidirecional.

para as camadas ferromagnética presa (H_{R2} e ΔH_2) e livre (H_{R1} e ΔH_1) são obtidos pelo ajuste numérico fazendo-se uso da soma de duas derivadas da função Lorentziana (ver Tabela 4.2).

A Fig. 4.11 mostra a dependência angular no plano do campo de ressonância para a válvula de spin, com espessura de rutênio $t_{Ru} = 43$ Å. Para esta espessura o acoplamento bilinear entre as camadas livre (FM_1) e a camada presa FM_2 é praticamente nulo. A

4.3 Válvulas de spin

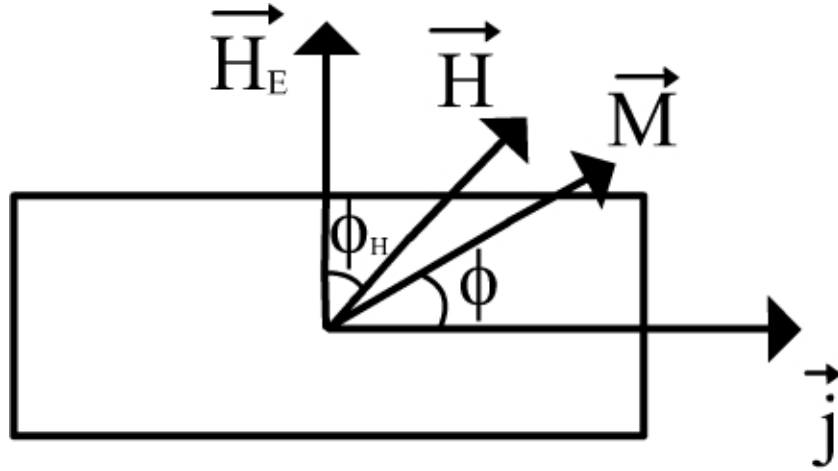


Figura 4.9: Ilustração das direções do eixo de anisotropia unidirecional e da densidade de corrente em relação a amostra, mostrando o ângulo ϕ entre a magnetização e a direção da corrente.

Tabela 4.2: Valores do campo de ressonância para válvula de spin Py(62 Å)/Ru(43 Å)/Py(124 Å)/IrMn(148 Å)/Si(001) para $\phi_h = 0^0$ e $\phi_H = 180^0$.

ϕ_H (graus)	H_{R1} (Oe)	ΔH_1 (Oe)	H_{R2} (Oe)	ΔH_2 (Oe)
0	821	32	689	56
180	824	34	812	60

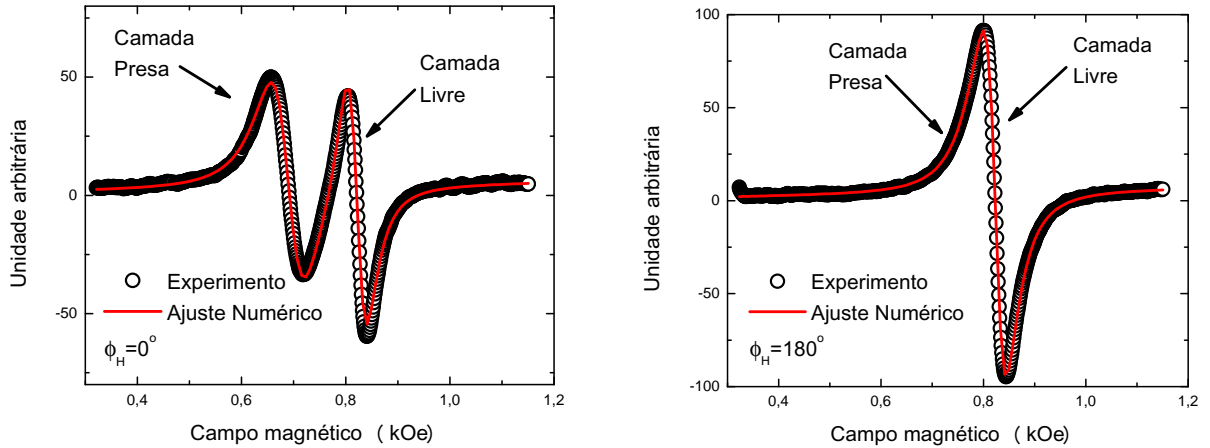


Figura 4.10: Espectro de absorção de ressonância ferromagnética para a válvula de spin Py(62 Å)/Ru(43 Å)/Py(124 Å)/IrMn(148 Å)/Si(001). Note que o deslocamento em campo da curva de absorção da camada presa é muito maior que o da camada livre para a mesma variação de ϕ_H

4.3 Válvulas de spin

camada livre (FM_1) apresenta a simetria C2, característica da anisotropia uniaxial. E a camada presa (FM_2) tem a simetria da anisotropia unidirecional. As linhas sólidas representam os ajustes numéricos feitos a partir da Eq. 3.26 onde foram obtidos os seguintes parâmetros: $H_E = 65$ Oe, $H_{U1} = 5$ Oe, $H_{U2} = 15$ Oe, $M_{ef1} = 10.55$ kG, $M_{ef2} = 11.3$ kG, $H_{ra} = 17$ Oe, $H_W = 2$ kOe e $f_{\muondas} = 8.6$ GHz.

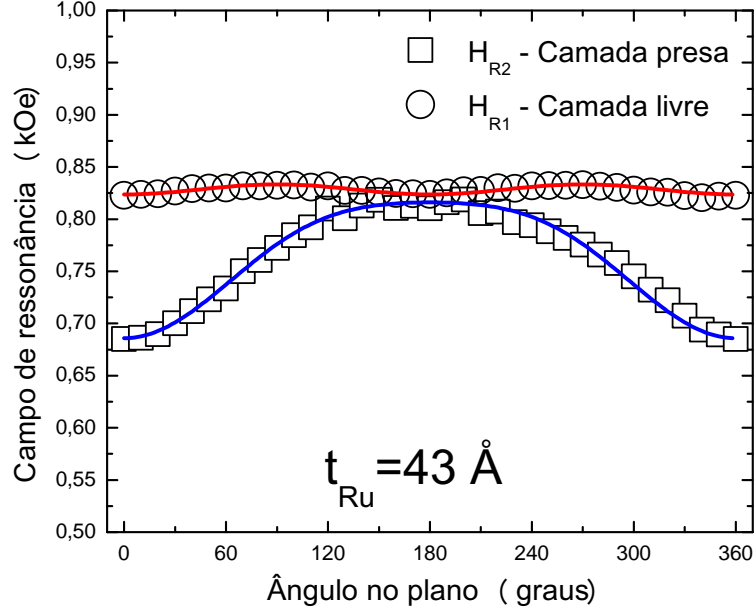


Figura 4.11: Campos de ressonância para as camadas ferromagnéticas da amostra Cu(13.4 Å)/Py(62 Å)/Ru(43 Å)/Py(124 Å)/IrMn(148 Å)/Py(31 Å)/Cu(67 Å)/Si(100).

Como estas válvulas são depositadas em condições semelhantes, podemos aproximar que os parâmetros obtidos para realizar o ajuste numérico mostrado na Fig. 4.11, são preservados para as outras amostras com espessura de rutênio diferente. O acoplamento bilinear oscila entre as orientações FM e AF, à medida que a espessura da camada espaçadora aumenta (ver seção A.2.1). Podemos então por meio da dependência angular do campo de ressonância, estimar o sinal e o valor do campo efetivo devido ao acoplamento bilinear (H_{bl}).

Na Fig. 4.12 mostramos os campos de ressonância em função do ângulo no plano para as estruturas Py(62 Å)/Ru(t_{Ru})/Py(124 Å)/IrMn(148 Å)/Si(001) onde $14.5 \text{ \AA} < t_{Ru} < 36.2 \text{ \AA}$. O único parâmetro que varia nos ajustes numéricos é o campo bilinear H_{bl} .

4.3 Válvulas de spin

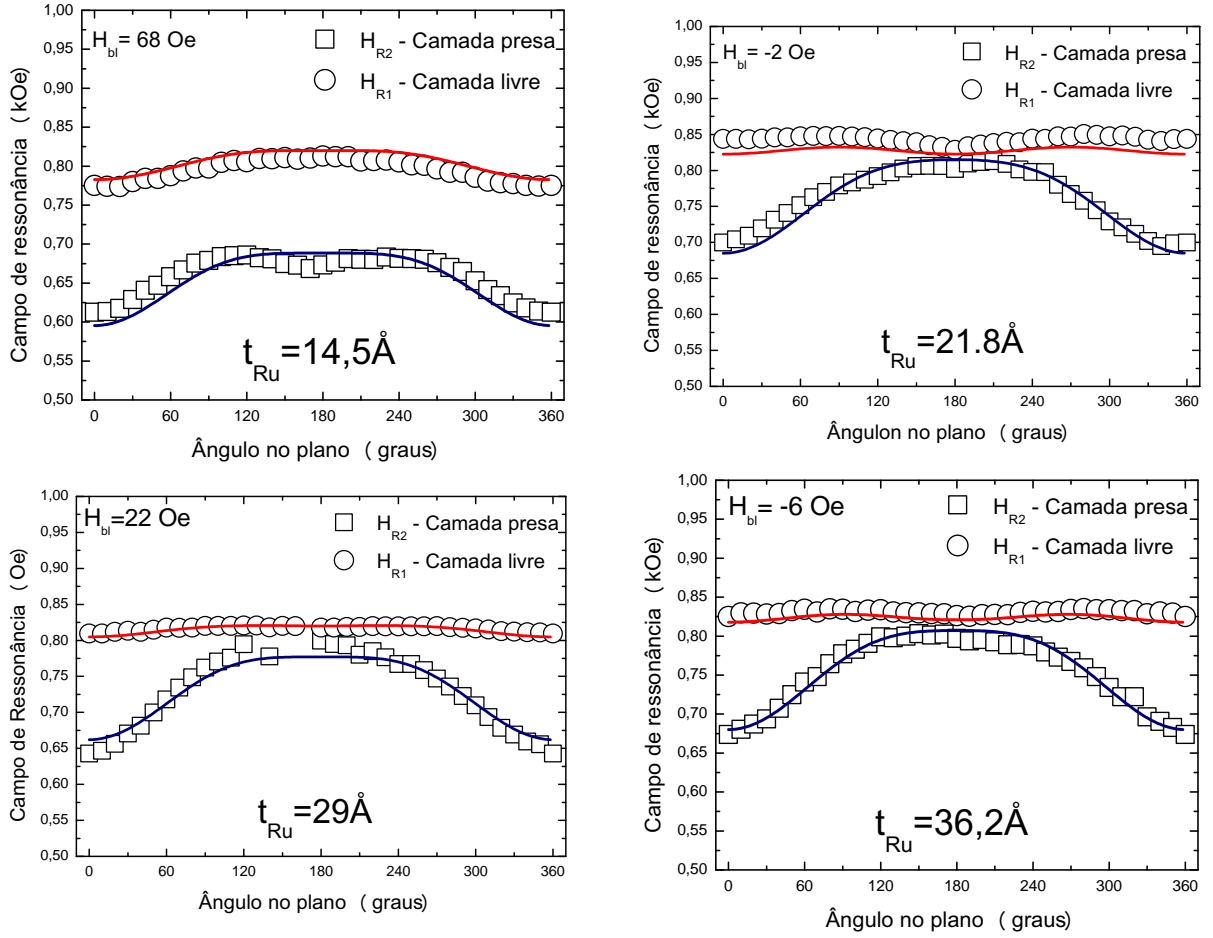


Figura 4.12: Campos de ressonância para as amostras Py(62 Å)/Ru(t_{Ru})/Py(124 Å)/IrMn(148 Å)/Si(001) onde $14,5 \text{ \AA} < t_{Ru} < 36,2 \text{ \AA}$. Os valores utilizados nos ajustes numéricos são: $H_E = 65$ Oe, $H_{U1} = 5$ Oe, $H_{U2} = 15$ Oe, $M_{ef1} = 10,55$ kG, $M_{ef2} = 11,3$ kG, $H_{ra} = 17$ Oe, $H_W = 2$ kOe e $\omega = 8,6$ GHz.

Da Fig. 4.12 temos que para as espessuras de rutênio $14,5 \text{ \AA}$ e 29 \AA , o campo efetivo devido ao acoplamento bilinear quebra a simetria uniaxial da camada livre (FM_1), induzindo uma simetria unidirecional na camada livre. Temos também que à medida que a espessura do rutênio aumenta, o acoplamento entre as camadas ferromagnéticas oscila entre acoplamentos ferromagnéticos ($t_{Ru} = (14,5 \text{ \AA} \text{ e } 29 \text{ \AA})$), e antiferromagnéticos ($t_{Ru} = (21,8 \text{ \AA} \text{ e } 36,2 \text{ \AA})$).

Este modelo é muito interessante e os resultados teóricos comparados com os experimentais são bem satisfatórios. Nestes cálculos foram considerados que as anisotropias das camadas permanecem constantes, sendo que na realidade elas variam pois é impossível

reproduzir amostras perfeitamente idênticas. Mesmo que conseguíssemos reproduzir as camadas antiferromagnéticas e ferromagnéticas, as anisotropias de superfície devido as interfaces com o rutênio devem variar junto com sua espessura.

4.3.2 Magnetoresistência

Nesta seção apresentamos medidas de transporte magnético realizado nas válvulas de spins apresentadas na seção anterior. Historicamente o Ru foi o material espaçador utilizado por Stuart Partkin para descobrir a oscilação no acoplamento indireto em multicamadas Co/Ru [80]. Embora o espaçador de Ru seja difícil de garantir interfaces bem definidas, fabricamos válvulas de spin o utilizando, pois tivemos experiências bem sucedidas anteriormente.

A Fig. 4.13 mostra um ciclo de histerese magnetoresistivo para uma válvula de spin com a estrutura Py(62 Å)/Ru43.5 Å)/Py(124 Å)/IrMn(148 Å)/Py (31 Å)/Si(001). Este ciclo é feito saturando a amostra na direção contrária ao eixo unidirecional ($\phi_H = 180^\circ$). Após saturar a amostra ($\phi_H = 180^\circ$ e $\phi = 0$, ver Fig. 4.9) a intensidade do campo magnético é diminuída até sua reversão e atingir a saturação da amostra na direção do eixo fácil ($\phi_H = 0^\circ$). A curva mostrada na Fig. 4.13 pode ser utilizada para didaticamente entendermos as competições entre as energias Zeeman, de acoplamento direto (*exchange bias* nas camadas presa e semente) e de acoplamento indireto (bilinear entre camada presa e camada livre). Em valores altos de campo aplicado toda a estrutura está saturada e o valor da MR medido foi subtraído do *background* para dar valor zero. À medida que diminuimos o valor de H, ocorre um aumento da MR em torno de 320 Oe, correspondendo à reversão da camada semente. Em valores de campos da ordem de 90 Oe ocorre a reversão da camada presa e em torno de 3 Oe podemos detectar a reversão da camada livre. Observe que todas estas características podem ser entendidas qualitativamente com base no efeito da magnetoresistência anisotrópica, uma vez que a GMR deve ser desprezível para esta espessura da camada espaçadora de Ru. Note que: (i) a intensidade do pico devido a AMR é proporcional a espessura da camada ferromagnética responsável por este fenômeno; (ii) o valor do campo de *exchange bias* para camada semente é maior que para

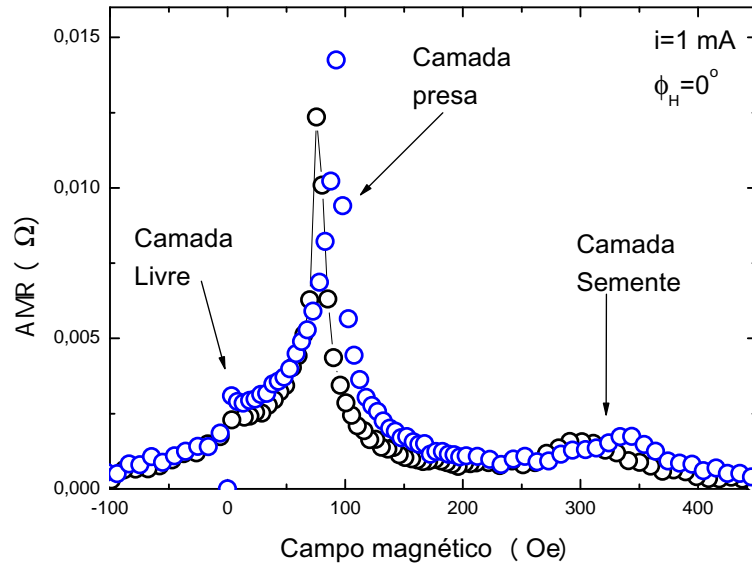


Figura 4.13: Resultado experimental de magnetoresistência para válvula de spin, neste caso a natureza química da camada separadora não permite a ocorrência de GMR. A figura apresenta 3 picos de relacionados a AMR das camadas FM_1 , FM_2 e semente.

a camada FM_2 por ter uma espessura menor e por estar em contato com a interface do AF que possui número menor de flutuações da anisotropia uniaxial do AF (devido ao processo de deposição dos filmes); (iii) a camada livre possui um pequeno acoplamento ferromagnético, devido a interação bilinear com a camada presa.

A Figs. 4.14 mostram gráficos medidos de MR para válvulas de spin $Py(62 \text{ \AA})/Ru(t_{Ru})/Py(124 \text{ \AA})/IrMn(148 \text{ \AA})/Si(001)$ onde $14.5 \text{ \AA} < t_{Ru} < 36.2 \text{ \AA}$. Observando a posição dos picos de AMR, é possível verificar se o acoplamento entre a camada livre e presa é FM ou AF. Quando os picos ocorrem para valores de campos magnéticos com sentidos diferentes (positivo e negativo), este acoplamento é AF ($t_{Ru} = 21.8 \text{ \AA}$ e 36.2 \AA). Para os picos que ocorrem para variações de \vec{H} ambos do lado positivo do campo, este acoplamento é FM ($t_{Ru} = 14.5 \text{ \AA}$ e 29 \AA). Estes resultados são semelhantes aos obtidos por FMR (ver Fig. 4.12)

Iremos agora mostrar resultados de magnetoresistência em válvulas de spin com camada separadora composta de Cu. Decidimos crescer valvulas de spin com espaçador de cobre, pois este material possibilita interfaces muito bem definidas. Esta característica contribui para manter a polarização dos spins de condução aumentando consideravel-

4.3 Válvulas de spin

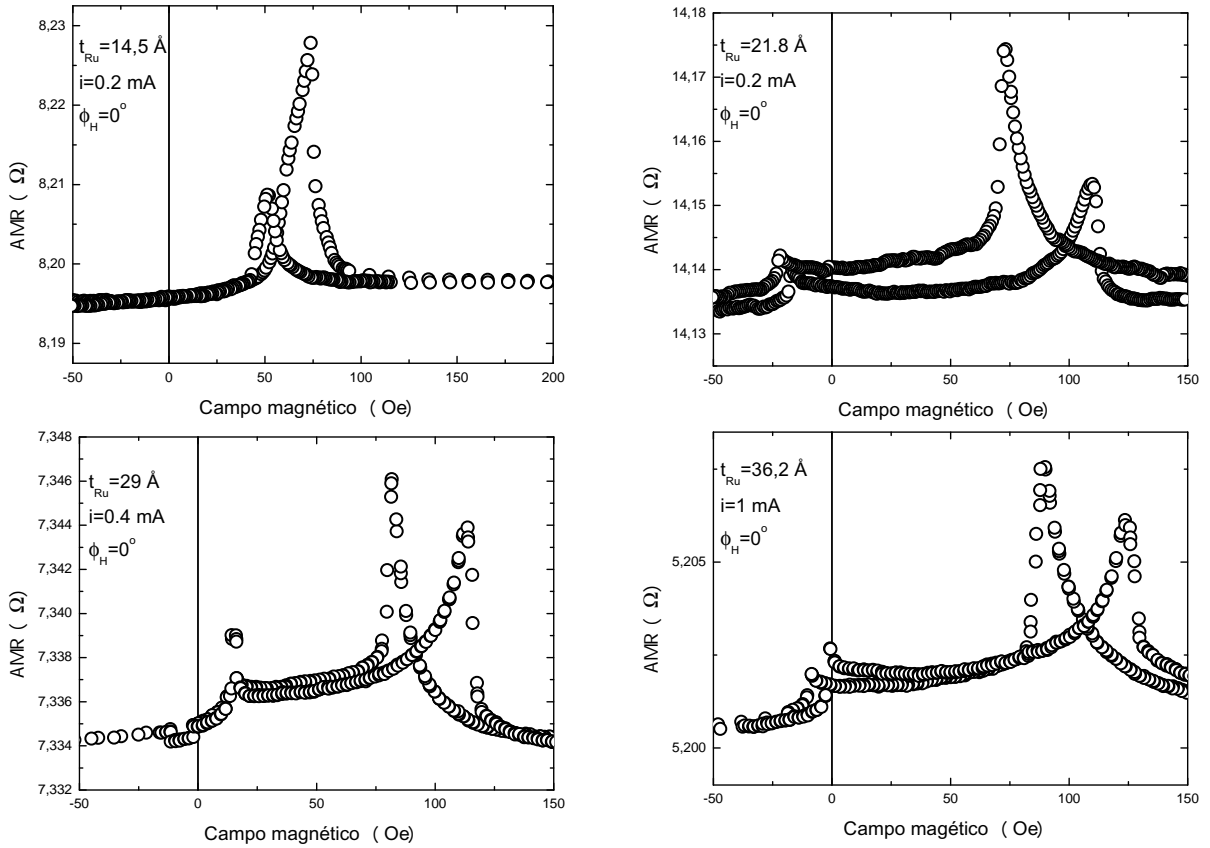


Figura 4.14: Resultados experimentais de magnetoresistência para válvulas de spin (Py(62 Å)/Ru(t_{Ru})/Py(124 Å)/IrMn(148 Å)/Si(001)). Nestas medidas a corrente foi aplicada perpendicularmente ao eixo unidirecional. É possível perceber a diferença entre os acoplamento FM ou AF em função da espessura do Ru.

mente a GMR. Estas multicamadas tem a seguinte estrutura: Py(124 Å)/Cu(t_{Cu})/Py(62 Å)/IrMn(148 Å)/Si(001), onde $44.6\text{Å} < t_{Cu} < 89.3\text{Å}$.

A Eq. 3.5 é utilizada para interpretar os resultados experimentais. De modo que a $GMR \propto \cos(\theta_{M1} - \theta_{M2})$, onde notamos a proporcionalidade direta da GMR com o ângulo entre as magnetizações das camadas presa e livre em uma válvula de spin.

A Fig. 4.15 mostra uma medida de MR, onde o sinal de GMR é bastante acentuado. Comparando este gráfico com aquele da Fig. 4.13 pudemos observar que o sinal de GMR é muito mais intenso do que o de AMR. O Platô apresentado na Fig.4.15 é uma assinatura do efeito de GMR. Em altos valores de campo (lado positivo do ciclo de histerese) a magnetização da amostra está totalmente saturada. À medida que o campo diminui a magnetização da camada presa inicia sua reversão, como pode ser visto pelos pontos

4.3 Válvulas de spin

pretos. Quando as duas magnetizações ficam antiparalelas (região do platô) o sinal de GMR é máximo. A magnetização da camada livre sofre a reversão em torno de campos nulos e para valores negativos de campo as duas magnetizações estão novamente alinhadas. Observe a alta intensidade do campo coercivo da camada presa. As características da curva de MR podem ser quantitativamente entendidas com base na equação $GMR \propto \cos(\theta_{M1} - \theta_{M2})$. Inicialmente a amostra é saturada, a energia Zeeman é dominante, logo as magnetizações estão alinhadas portanto $GMR(H > H_{Sat}) \approx 1 - \cos(0) = 0$. Para $H \approx 140$ Oe, a interação devido ao *exchange bias* (H_E), faz que a magnetização da camada FM_2 tenda a se alinhar com a direção fácil do eixo unidirecional. Para $H \approx 25$ Oe a magnetização M_2 praticamente se alinhou ao campo H_E e M_1 permanece inalterada, neste caso GMR é máxima ($GMR \approx (1 - \cos 180^\circ = -2)$). Para $|\vec{H}| < -H_{U1}$ a magnetização da camada livre está saturada no mesmo sentido do eixo fácil da anisotropia unidirecional ($GMR \approx (1 - \cos(0) = 0)$), neste caso a contribuição para a resistência devido a GMR é nula.

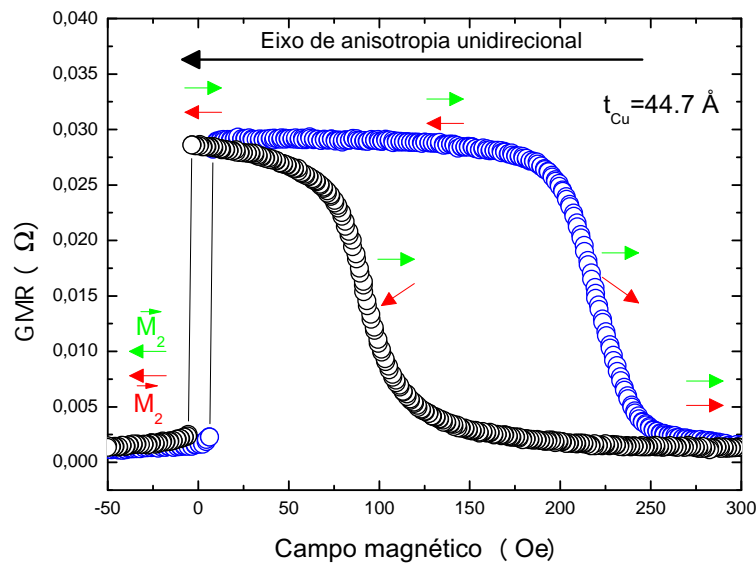


Figura 4.15: Medida de MR da válvula de spin com espaçador Cu. Observe a diferença entre este gráfico e aquele mostrado na Fig. 4.13

Da Fig. 4.16 percebemos a dependência da amplitude do sinal de GMR com a variação da espessura da camada espaçadora. Quanto mais fina for está camada, menos menor a quantidade de elétrons elétrons que perderão sua polarização devido a espalhamentos

4.4 *Exchange Bias* em função da temperatura

sofridos dentro da camada de cobre. Note também que durante as medidas de AMR o sinal da camada semente sempre era visível, nas medidas de GMR não é possível ver este sinal devido a grande diferença de amplitude da variação devido a GMR em comparação com a da AMR da camada semente.

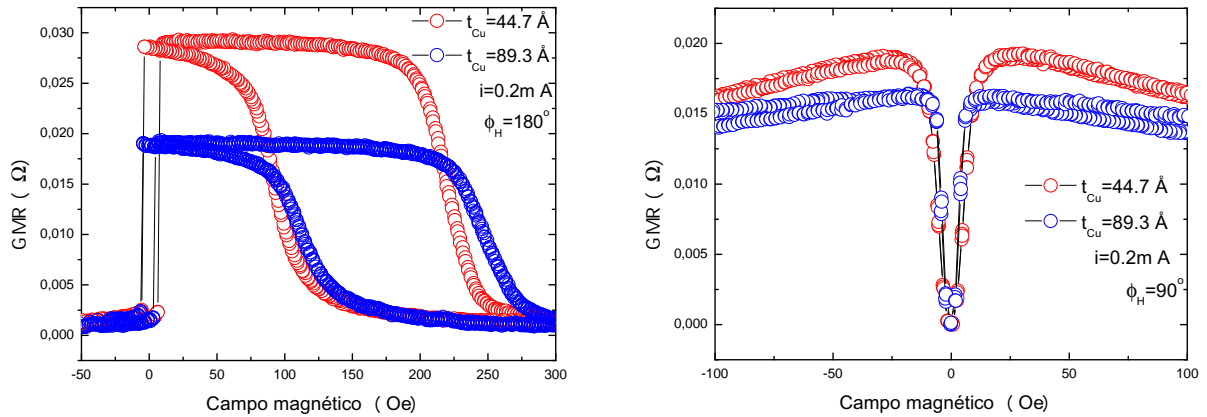


Figura 4.16: Gráficos de MR de duas válvulas de spin com espessuras diferentes da camada espaçadora. O gráfico da esquerda foi obtido com o campo aplicado ao longo do eixo fácil e o gráfico da direita ao longo do eixo duro.

4.4 *Exchange Bias* em função da temperatura

Os gráficos das Figs. 4.17, 4.18 e 4.19 mostram medidas de FMR e MR em bicamadas FM/AF, em função da temperatura. A bicamada investigada possui a seguinte estrutura Py(124 Å)/IrMn(149 Å)/Si(100). As técnicas experimentais estão descritas no capítulo 2.

As medidas de campo de ressonância e largura de linhas mostram comportamento parecido tanto para o campo paralelo ao eixo fácil, como para o campo paralelo ao eixo duro. A explicação qualitativa sobre a dependência com T para a largura de linha pode ser feita com base no modelo de McMichael e Stiles [81].

A idéia é que o material AF é policristalino com tamanhos de grãos variáveis. A uma temperatura T, os grãos poderão ser distribuídos em duas classes: (i) grãos magneticamente estáveis; (ii) grãos magneticamente instáveis. Os grãos magneticamente estáveis possuem energia de anisotropia maior do que a energia térmica. Estes grãos são respon-

4.4 Exchange Bias em função da temperatura

sáveis pelo fenômeno de *exchange bias*. A medida que a temperatura diminui, mais e mais grãos tornam-se estáveis, aumentando a interação de *exchange bias* na interface. Tanto a largura de linha como a coercividade escalam com o número de grãos estáveis. As medidas de MR vs T. mostradas na Fig. 4.18 concordam com a interpretação baseada neste modelo.

A Fig. 4.18 mostra medidas de MR realizadas em duas bicamadas diferentes, tanto a coercividade como o campo de *exchange bias* apresentam comportamento similares. A bicamada com a camada FM mais espessa, apresenta valores de H_E e H_C menores, como esperado.

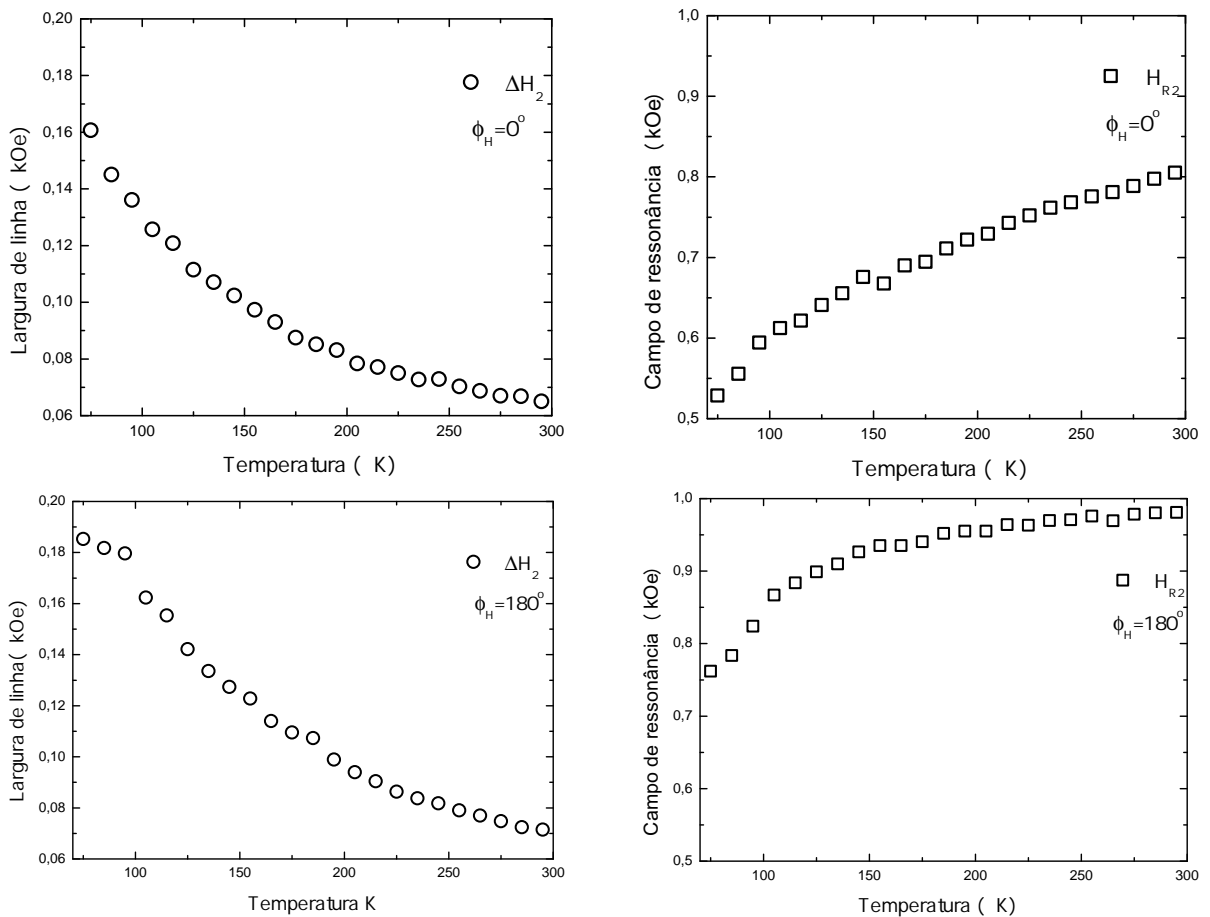


Figura 4.17: Medida da largura de linha e campo de ressonância para a bicamada Py(124 Å) /IrMn(148 Å) /Si(100) em função da temperatura. O aumento da largura de linha está relacionado com o aumento do campo de *exchange bias* através do mecanismos de dois mágnons.

4.4 Exchange Bias em função da temperatura

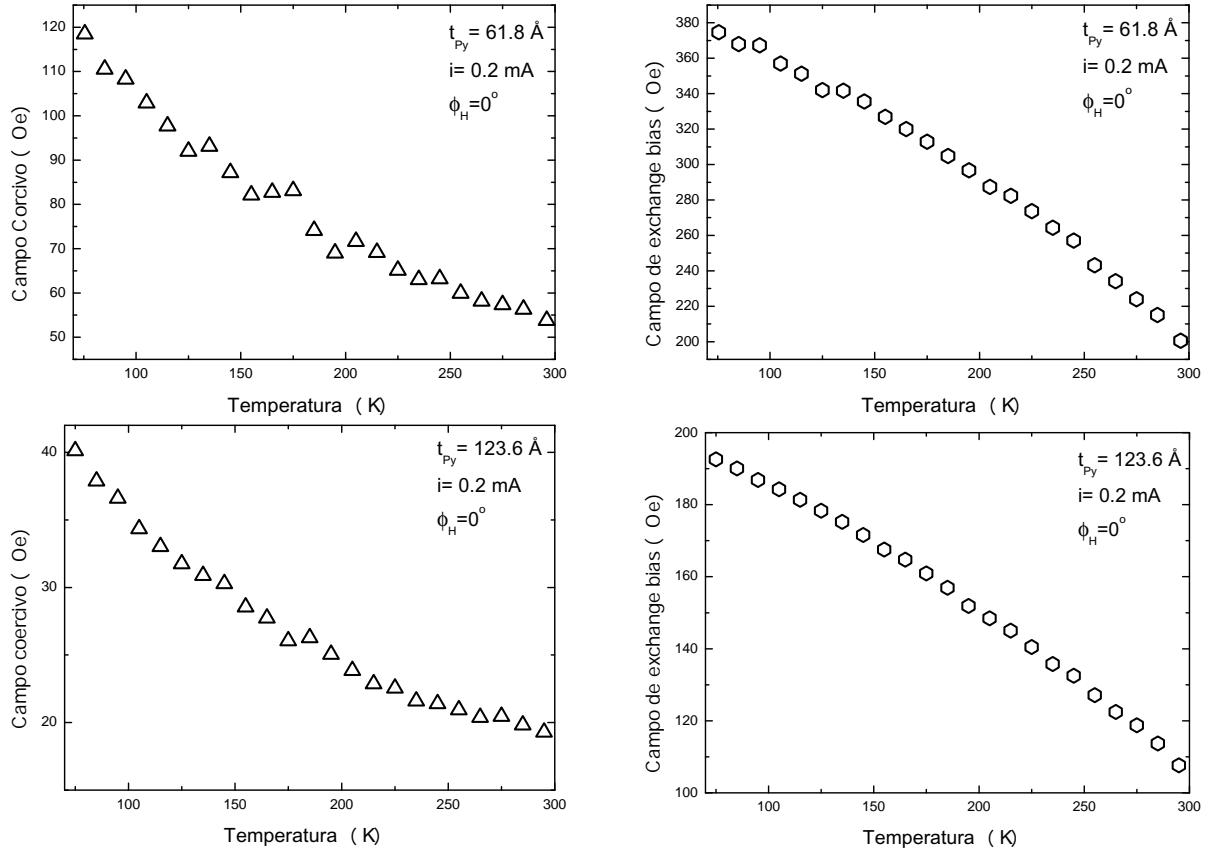


Figura 4.18: Medidas de campo coercivo e de *exchange bias* em função da temperatura. As medidas são feitas por MR com o campo aplicado paralelo ao eixo fácil. tanto a coercividade quanto o campo de *exchange bias* apresentam comportamento conhecido [82, 83] e podem ser entendidos com base no modelo de tamanho de grãos [47]

A Fig 4.19 mostra a curva do campos de *exchange bias* em função da temperatura. Os pontos brancos foram obtidos por MR em função da temperatura utilizando a Eq. 4.1. Os pontos pretos foram obtidos realizando medidas de FMR com o campo aplicado paralelo e antiparalelo ao eixo unidirecional (para cada temperatura), de onde podemos fazer uma estimativa para H_E fazendo-se uso da Eq. 3.40, encontramos um resultado parecido com o obtido pela [47]. Na Fig. 4.19 a diferença entre H_E^{MR} e H_E^{FMR} obtidos pelas técnicas de MR e FMR respectivamente, está relacionada com os diferentes processos físicos detectados nas medidas. A técnica de magnetoresistência (estática) é sensível a reversão da magnetização da amostra. Enquanto a técnica de FMR (dinâmica) detecta a absorção de microondas dos spins com a amostra saturada. Conforme dito anteriormente, H_E^{FMR} foi estimado aplicando o campo paralelo e antiparalelo ao eixo de anisotropia

4.4 *Exchange Bias* em função da temperatura

unidirecional, para obtermos H_E^{FMR} é necessário variar o ângulo no plano (ϕ_H) de pelo menos 10 em 10 graus e ajustar a curva (veja Fig. 4.3), este fato deve contribuir para acentuar a diferença entre H_E^{MR} e H_E^{FMR} mostrados na Fig. 4.19.

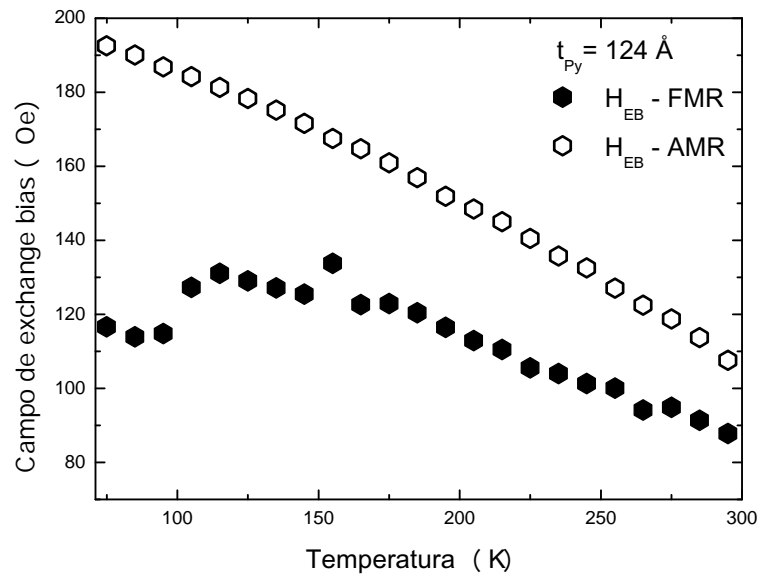


Figura 4.19: Campo de *exchange bias* em função da temperatura, obtido para a bicamada Py(124 Å)IrMn(148 Å) por meio das técnicas de FMR e MR adaptadas a um sistema de baixa temperatura.

Capítulo 5

Conclusões

Nesta dissertação fomos capazes de fabricar filmes finos e multicamadas magnéticas, investigar suas propriedades magnéticas e interpretar os resultados com base em modelos fenomenológicos. Aprendemos a preparar filmes magnéticos utilizando a técnica de sputtering dc e rf. Montamos e automatizamos um experimento de magnetoresistência que pode realizar medidas em baixas temperaturas. Medimos as propriedades magnéticas de bicamadas acopladas por exchange bias e válvulas de spin com diferentes composições e por diferentes técnicas de investigação. Os principais resultados obtidos nesta dissertação foram os seguintes:

- 1) Bicamadas *exchange bias*: Investigamos o campo de FMR (H_R) e a largura de linha (ΔH) em bicamadas do tipo $Ni_{81}Fe_{19}/IrMn$, em função do ângulo no plano. A dependência angular de H_R pode ser explicada por um modelo fenomenológico que leva em consideração os termos de energia mais relevantes incluindo a energia da parede de domínio no material antiferromagnético. A dependência angular de ΔH apresentou uma simetria que foi explicada levando-se em consideração mecanismos intrínsecos e extrínsecos de relaxação. O mecanismo intrínseco considerado foi o mecanismo de Gilbert que não apresenta dependência angular. Os mecanismos extrínsecos considerados foram os mecanismos de espalhamento de dois mágnons e o mecanismo devido às flutuações dos eixos de anisotropia. O espalhamento de dois mágnons se mostrou dominante tendo em vista que o campo microscópico na

interface FM/AF privilegia este tipo de mecanismo. Medidas de magnetoresistência realizadas em função da temperatura, com o campo aplicado paralelo ao eixo fácil, mostraram que tanto a coercividade como o campo de *exchange bias* aumentam à medida que a temperatura diminui. Ambos os resultados podem ser entendidos com base na existência de grãos AF que apresentam uma distribuição de energia de anisotropia que varia com a temperatura.

2. 2) Estruturas válvulas de spin: Investigamos as propriedades magnéticas de estruturas válvulas de spin por FMR e MR em função da temperatura e em função do ângulo no plano. As medidas de FMR mostraram a existência de dois picos de absorção correspondentes à camada livre e à camada presa. A dependência angular destes picos de absorção foi investigada em válvulas de spin com diferentes espessuras da camada separadora. As medidas de ciclos de histerese magnetoresistivos mostram claramente a reversão das magnetizações das camadas livre e presa. A camada livre apresenta uma transição estreita centrada em torno de $H = 0$, e a camada presa apresenta uma transição larga em torno do campo de *exchange bias*. Verificamos, tanto por medidas de MR como de FMR a dependência do acoplamento indireto mediado pela camada de Ru. O efeito do tipo de acoplamento aparece claramente nas medidas de MR.

Apêndice A

Energias livres de filmes e multicamadas magnéticas

A.1 Energia magnética livre

Nesta seção serão apresentados e discutidos de maneira fenomenológica as energias magnéticas que contribuem para descrição de fenômenos físicos presentes em filmes e multicamadas magnéticas. O método utilizado para interpretar os resultados experimentais baseia-se na minimização numérica ou analítica da energia livre magnética total do sistema. Este cálculo fornece informações sobre as posições de equilíbrio da magnetização, e pode ser utilizado para explicar propriedades estáticas e dinâmicas da magnetização. Os principais termos de energia tratados aqui são: anisotropia magneto-cristalina (cúbica e uniaxial), anisotropia de superfície, energia Zeeman e energia de desmagnetização. Como os filmes magnéticos estudados nessa dissertação são bicamadas magnéticas e válvulas de spin, é preciso também considerar às contribuições de energia devido as interações entre as camadas, que são: interação de *exchange* direta que ocorre na interface entre um meio ferromagnético e outro meio antiferromagnético, interação de *exchange* indireta mediada por uma camada metálica não magnética. As próximas seções deste apêndice tratam separadamente cada termo que contribuí para a energia livre magnética total.

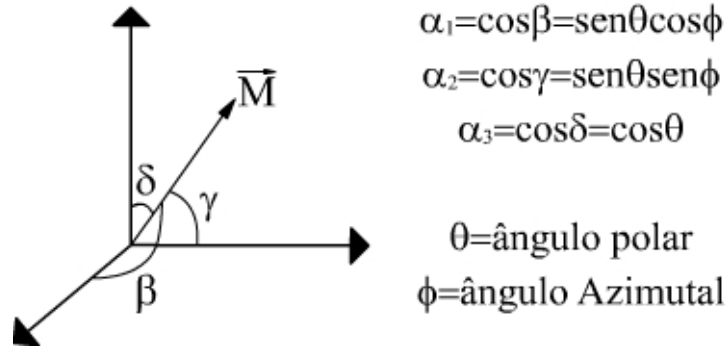


Figura A.1: Cossenos diretores da magnetização em coordenadas esféricas

A.1.1 Anisotropia magnetocristalina cúbica e uniaxial

A origem da anisotropia magnetocristalina está relacionada à interação spin - órbita dos elétrons, portanto depende da direção da magnetização em relação aos eixos cristalinos. Para calcular esta energia fenomenologicamente é utilizada uma expressão em termos de série de potência que leva em conta a simetria cristalina. Para um cristal ferromagnético com magnetização \vec{M} a energia de anisotropia por unidade de volume pode ser escrita como:

$$E_A(\alpha_1\alpha_2\alpha_3) = E_0 + \sum_i b_i\alpha_i = \sum_{i,j} b_{ij}\alpha_i\alpha_j + \sum_{i,j,k} b_{ijk}\alpha_i\alpha_j\alpha_k + \sum_{i,j,k,l} b_{ijkl}\alpha_i\alpha_j\alpha_k\alpha_l + \dots \quad (\text{A.1})$$

onde, $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$ são cossenos diretores de \vec{M} em relação a um sistema de eixos cartesianos no cristal (ver Fig. A.1).

Os termos de ordem igual ou superior à quinta ordem tem contribuição desprezível para a energia magnetocristalina por isso são desprezados.

Uma característica dessa energia é sua dependência com a direção não importando o sentido da magnetização ($E(\vec{M}) = E(-\vec{M})$), ou seja:

$$E(\alpha) = E(-\alpha). \quad (\text{A.2})$$

Portanto os termos que possuem potência ímpar devem ser cancelados na Eq. A.1, então:

$$E_A(\alpha_1\alpha_2\alpha_3) = E_0 + \sum_{i,j} b_{ij}\alpha_i\alpha_j + \sum_{i,j,k,l} b_{ijkl}\alpha_i\alpha_j\alpha_k\alpha_l + \dots \quad (\text{A.3})$$

Em sistemas cúbicos os índices $i=1,2$ e 3 são indistinguíveis, lembrando que não devem existir potências ímpares logo os termos $\alpha_i\alpha_j$ para $i \neq j$ devem ser sempre cancelados. Após alguma álgebra [84] é fácil mostrar que a energia de anisotropia magnetocristalina por unidade de área para simetria cúbica pode ser escrita como:

$$E_C = [K_{C1} (\alpha_1^2\alpha_2^2 + \alpha_2^2\alpha_3^2 + \alpha_1^2\alpha_3^2) + K_{C2}\alpha_1^2\alpha_2^2\alpha_3^2] t, \quad (\text{A.4})$$

como em geral $K_{C1} \gg K_{C2}$, na Eq. A.4 somente o primeiro termo é considerado. Usando os ângulos esféricos mostrados na Fig. A.1 para reescrever a energia de anisotropia cúbica, tem-se que:

$$E_c = \frac{1}{4}tK_{c1} (\text{sen}^4\theta\text{sen}^22\phi + \text{sen}^22\theta). \quad (\text{A.5})$$

Já a anisotropia uniaxial surge devido à quebra de simetria da rede cristalina em uma determinada direção, que resulta em um eixo preferencial (eixo fácil) para orientação da magnetização. Ela surge naturalmente para materiais com estrutura cristalina hexagonal (Cobalto monocristalino), para esse caso o eixo fácil coincide com o eixo-c do cristal, logo qualquer direção no plano perpendicular a c é um eixo duro. Esta anisotropia também surge devido a tensões mecânicas que surgem durante o processo de crescimento de filmes

magnéticos, devido a diferença entre o parâmetro de rede do material a ser crescido e o substrato. A Energia de anisotropia uniaxial por unidade de área pode ser escrita como [84]:

$$E_U(\alpha_1\alpha_2) = \left[K_u^{(1)} (\alpha_1^2 + \alpha_2^2) + K_u^{(2)} (\alpha_1^2 + \alpha_2^2)^2 \right] t, \quad (\text{A.6})$$

com os dados fornecidos pela Fig. A.1, a energia uniaxial pode ser escrita como:

$$E_u(\theta) = \left(K_u^{(1)} \text{sen}^2\theta + K_u^{(2)} \text{sen}^4\theta \right) t. \quad (\text{A.7})$$

Para filmes que apresentam anisotropia uniaxial no plano ($\theta = \frac{\pi}{2}$), surge então uma dependência azimutal para esta energia, que varia em função do ângulo da magnetização em relação ao eixo uniaxial. Para adicionar essa modificação na Eq. A.7 sem modificar a propriedade da energia não depender do sentido da magnetização (Eq. A.2) é necessário multiplicar a Eq. A.7 por potências pares, portanto:

$$E_{\theta,\phi} = \left[K_u^{(1)} \text{sen}^2\theta \text{sen}^2(\phi - \phi_u) + K_u^{(2)} \text{sen}^4\theta \text{sen}^4(\phi - \phi_u) \right] t, \quad (\text{A.8})$$

onde ϕ_u é o ângulo do eixo uniaxial em relação aos eixos cristalinos. Os materiais estudados nessa dissertação possuem $K_u^{(1)} \gg K_u^{(2)}$, portanto o termo proporcional a constante de anisotropia de segunda ordem não será levado em conta.

A.1.2 Energia de superfície

Em filmes finos a proporção de átomos que constituem a superfície é muito maior do que para filmes volumosos (ver Fig. A.2). Estes átomos que compõem a superfície possuem uma energia diferente em relação aos que estão internos do material. Logo, as camadas atômicas na vizinhança da superfície possuem propriedades magnéticas distintas daquelas que estão no volume da amostra devido a quebra de simetria.

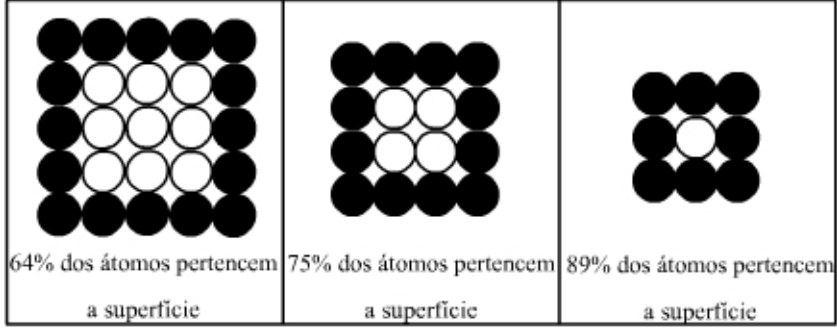


Figura A.2: Ilustração de como a proporção de átomos que constituem a superfície aumenta à medida que o volume do filme diminui.

Quem primeiro propôs uma contribuição para a energia devido a superfície foi Néel na década de 1950 [85]. Verifica-se experimentalmente que o termo correspondente a esta energia tem a seguinte forma:

$$E_S = -K_S \cos^2 \theta, \quad (\text{A.9})$$

onde K_S (energia/área) é uma nova constante de anisotropia, e θ é o ângulo entre a direção da magnetização e a direção normal ao plano do filme. Note que para $K_S > 0$ essa energia é mínima quando a magnetização está perpendicular ao plano do filme, $K_S < 0$ a posição favorável energeticamente para a magnetização está no plano do filme. Os filmes dessa dissertação possuem espessura que corresponde a $K_S < 0$ [86].

A.1.3 Energia Zeeman

A energia Zeeman em um filme ferromagnético composto de vários domínios magnéticos é escrita da seguinte maneira:

$$E_Z = - \sum_i \vec{\mu}_i \cdot \vec{H}, \quad (\text{A.10})$$

onde μ_i é o i -ésimo momento magnético da amostra, dividindo-se a Eq. A.10 pelo volume da amostra, podemos expressar a energia Zeeman em termos da magnetização ($\vec{M} =$

$\frac{1}{V} \sum_i \vec{\mu}_i$). Ou seja, em meios magnéticos essa energia surge devido interação entre a magnetização e o campo magnético externo.

Nesta dissertação são analisados filmes magnéticos compostos de multicamadas magnéticas e a área é um parâmetro constante entre as camadas, pois suas espessuras t poderão ser diferentes. Portanto é adequado escrever a energia por unidade de área:

$$\frac{E_Z}{A} = -t \vec{M} \cdot \vec{H}, \quad (\text{A.11})$$

onde A e t correspondem a área e a espessura de cada camada magnética, respectivamente.

A.1.4 Energia de desmagnetização

A energia de desmagnetização ou anisotropia de forma origina-se devido à existência de dipolos não compensados na superfície de um material, quando este está magnetizado. Esta energia é a responsável por orientar a magnetização no plano para a maioria dos filmes finos magnéticos. Quando um material está magnetizado em uma determinada direção os dipolos internos se cancelam, porém nas extremidades existem dipolos não compensados que contribuem para o surgimento de um campo magnético de desmagnetização que possui sentido contrário ao vetor magnetização (ver Fig. A.3).

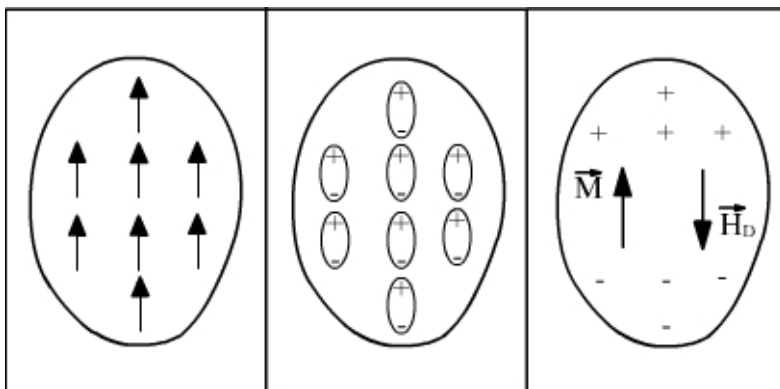


Figura A.3: Ilustração dos dipolos magnéticos não compensados em um material magnetizado.

A equação que descreve a energia de desmagnetização (ou energia magnetostática) é definida como [87]:

$$E_D = -\frac{1}{2} \int \vec{M} \cdot \vec{H}_D dV, \quad (\text{A.12})$$

onde H_D é o campo desmagnetizante local dentro da amostra, o fator $\frac{1}{2}$ vem do fato de que cada dipolo só deve ser considerado uma vez na soma. Está integral na maioria das vezes é difícil de ser resolvida analiticamente. Uma maneira alternativa que facilita os cálculos é considerar a simetria da amostra. Supondo que \vec{H}_D é diretamente proporcional a \vec{M} , é possível escrever o campo desmagnetizante da seguinte maneira:

$$\vec{H}_D = -\overleftarrow{D} \vec{M}, \quad (\text{A.13})$$

onde \overleftarrow{D} é o tensor de desmagnetização e depende da forma da amostra e da direção do campo magnético aplicado. Portanto a energia de desmagnetização pode ser finalmente reescrita como:

$$E_D = \frac{1}{2} V \vec{M} \cdot \overleftarrow{D} \cdot \vec{M}, \quad (\text{A.14})$$

tomando $\vec{M} = M (\sin\theta \cos\phi \hat{i} + \sin\theta \sin\phi \hat{j} + \cos\theta \hat{k})$ na equação anterior tem-se que:

$$E_D = \frac{1}{2} V M^2 (D_{xx} \sin^2\theta \cos^2\phi + D_{yy} \sin^2\theta \sin^2\phi + D_{zz} \cos^2\theta), \quad (\text{A.15})$$

onde D_x , D_{yy} e D_{zz} são os elementos da diagonal de \overleftarrow{D} cujo traço da matriz que representa esse tensor tem valor igual a 4π no sistema CGS.

Para um filme fino somente D_{zz} é diferente de zero ($D_{zz} = 4\pi$), portanto a Eq. A.15 por unidade de área fica:

$$\frac{E_D}{A} = t2\pi M^2 \cos^2 \theta. \quad (\text{A.16})$$

Esta energia é mínima para $\theta = \frac{\pi}{2}$ ou $\frac{3\pi}{2}$ tornando-se a energia responsável pela magnetização ficar sempre no plano de um filme fino.

A.2 Acoplamento entre camadas ferromagnéticas se-paradas por metal não magnético

Na década de 80 foi descoberto que filmes finos ferromagnéticos, separados por um espaçador não magnético poderiam se acoplar entre si [88]. Este acoplamento poderia ser ferromagnético ou antiferromagnético dependendo da espessura e da natureza química da camada metálica separadora. Esta interação entre as duas camadas ferromagnéticas é mediada pelos elétrons de condução da camada não magnética, e é a responsável pelo efeito de magnetoresistência gigante.

A.2.1 Acoplamento bilinear

O modelo de H. Heisenberg [89] baseado na interação entre spins de elétrons vizinhos para explicar a origem do ferromagnetismo em escala microscópica, possui o seguinte Hamiltoniano:

$$E_{Hei} = -J \vec{S}_1 \cdot \vec{S}_2, \quad (\text{A.17})$$

onde J é a constante de troca (*exchange*) que mede a força desta interação podendo ser positiva ou negativa, \vec{S}_1 e \vec{S}_2 são spins vizinhos.

Como dito acima filmes finos ferromagnéticos separados por um metal não magnético também interagem entre si (ver Fig. A.4). A energia para essa interação possui forma semelhante a E_{Hei} , porém ela atua em escala diferente, ou seja ela aplica-se ao acoplamento entre os momentos magnéticos macroscópicos de duas camadas magnetizadas adjacentes. A expressão fenomenológica para essa energia associada ao acoplamento bilinear é dada por:

$$E_{bil} = -J_{bil} \frac{\vec{M}_1 \cdot \vec{M}_2}{M_1 M_2}, \quad (\text{A.18})$$

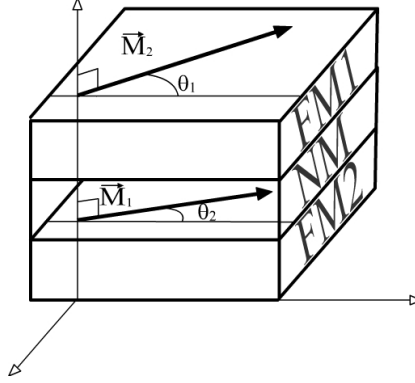


Figura A.4: Ilustração de uma tricatada composta de dois materiais ferromagnéticos separados por uma camada de filme metálico não magnético.

onde J_{bil} é a constante de acoplamento bilinear, \vec{M}_1 e \vec{M}_2 são as magnetizações das camadas ferromagnéticas (FM1 e FM2).

De acordo com a Eq. A.18 o acoplamento bilinear depende apenas do ângulo entre as magnetizações adjacentes ($\Delta\theta$). Note que para $J_{bil} > 0$ a energia bilinear é mínima para $\Delta\theta = 0$ favorecendo o acoplamento ferromagnético, e para $J_{bil} < 0$ a energia é minimizada para $\Delta\theta = \pi$ resultando em um acoplamento antiferromagnético. S.S.P Parkin [90] e colaboradores mostraram que o sinal de J_{bil} depende da natureza química do espaçador e da espessura. Parkin mostrou que o sinal do acoplamento oscila entre as orientações FM e AF à medida que a espessura do espaçador aumenta.

A.2.2 Acoplamento biquadrático

Fenomenologicamente pode-se interpretar o acoplamento entre camadas ferromagnéticas por uma série de potências, e o termo de biquadrático pode ser interpretado como uma correção de segunda ordem em relação ao acoplamento bilinear. Pode-se então representar o segundo termo de energia da seguinte forma:

$$E_{biq} = J_{biq} \left(\frac{\vec{M} \cdot \vec{M}_2}{M_1 M_2} \right)^2, \quad (\text{A.19})$$

onde J_{biq} é a constante de acoplamento biquadrático e possui valor sempre positivo. \vec{M}_1 e \vec{M}_2 são as magnetizações das camadas ferromagnéticas adjacentes (ver Fig. A.4). Observe que este termo de energia favorece uma orientação perpendicular entre as magnetizações das camadas adjacentes.

Referências Bibliográficas

- [1] W. H. Meiklejohn and C. P. Bean, *Phys. Rev.* **105**, 904 (1957).
- [2] D. A. A. et al, *J. Phys. D: APPL PHYS* **36**, 2175 (2003).
- [3] M. Kiwi, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* **234**, 584 (2001).
- [4] H. K. M. O. Y. Kitade, H. Kikuchi and K. Kobayashi, *IEEE Trans. Magn* **31**, 2600 (1995).
- [5] G. K. Wehner and G. S. Anderson, *Handbook of Thin Film Technology*, McGraw-Hill.
- [6] K. P. R. S. S. P. Parkin, N. More, *Physica Review Letters* **64**, 2104 (1990).
- [7] M. N. Baibich et al., *Phys. Rev. Lett.* **61**, 2472 (1988).
- [8] A. A. A.B. Oliveira, S.M. Rezende, *Phy. Rev. B* **78**, 024423 (2008).
- [9] L. G. P. J. Geshev and J. E. Schmidt, *Phys. Rev. B* **64**, 18441 (2001).
- [10] R. L. Rodríguez-Suárez, S. M. Rezende, and A. Azevedo, *Phys. Rev. B* **71**, 224406 (2005).
- [11] J. R. S. Fermin, *Efeitos de Interface em Filmes Finos e Bicamadas Magnéticas*, PhD thesis, Departamento de Física-Universidade Federal de Pernambuco, 1999.
- [12] R. G. Leon I. Maissel, *Handbook of Thin Film Technology*, volume 1, McGraw-Hill, 1970.
- [13] M. Ohring, *The Materials Science of Thin Films*, Academic Press, 1992.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- [14] D. J. Elliott, *Integrated Circuit Fabrication Technology*, McGraw-Hill Book Company, 1982.
- [15] D. K. Schoroder, *Semiconductor Material and Device Characterization*, 1998.
- [16] B. Gee, *Physics Education* **4**, 106 (1969).
- [17] W. Thomson, *Royal Society of London Proceedings Series I* **8**, 546 (1856).
- [18] P. D. S. Andreev, *Journal of Optoelectronics and Advanced Materials* **7**, 199 (2005).
- [19] V. A. Marsocci, *Phys. Rev.* **137**, A1842 (1965).
- [20] J. Smit, *Physica* **17**, 612 (1951).
- [21] R. M. Bozorth, *Phys. Rev.* **70**, 923 (1946).
- [22] T. McGuire and R. Potter, *Magnetics, IEEE Transactions on* **11**, 1018 (1975).
- [23] J. Unguris, R. J. Celotta, and D. T. Pierce, *Phys. Rev. Lett.* **79**, 2734 (1997).
- [24] C. Giebeler et al., *Sensors and Actuators A: Physical* **91**, 16 (2001).
- [25] J. M. Daughton, A. V. Pohm, R. T. Fayfield, and C. H. Smith, *Journal of Physics D: Applied Physics* **32**, R169 (1999).
- [26] G. Binasch, P. Grünberg, F. Saurenbach, and W. Zinn, *Phys. Rev. B* **39**, 4828 (1989).
- [27] A. Fert, *Nobel Lecture* , 59 (2007).
- [28] A. B. de Oliveira, *Magnetoresistência em Filmes e Multicamadas Magnéticas*, PhD thesis, Departamento de Física-Universidade Federal de Pernambuco, 2005.
- [29] I. A. S. Emerson M. Giroto, *Quimica Nova* **25**, 639 (2002).
- [30] National Instruments, *Manual de treinamento do LabVIEWTM Básico I*, 2001.
- [31] [http : //www2.dupont.com/Kapton/en_US/index.html](http://www2.dupont.com/Kapton/en_US/index.html).
- [32] <http://www.lakeshore.com/temp/sen/cgrtd.html>.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- [33] Notas de aula, 2ª Escola Brasileira de Magnetismo, Prof. Sergio Machado Rezende.
- [34] C. C. de Araújo Feitosa, *Acoplamentos de Intercâmbio Bilinear e Biquadrático em Tricamadas Metálicas e Magnéticas*, PhD thesis, Departamento de Física-Universidade Federal de Pernambuco, 1997.
- [35] W. H. Meiklejohn, *Journal of Applied Physics* **33**, 1328 (1962).
- [36] L. Neel, *Ann. Phys.(Paris)* **2**, 3874 (1967).
- [37] A. P. Malozemoff, *Phys. Rev. B* **35**, 3679 (1987).
- [38] D. L. M. E. Burstein, M. L. Cohen and P. Stiles, *Nanomagnetism, Ultrathin Films, Multilayers and Nanostructures*, volume 2006, Elsevier, 1.
- [39] D. Mauri, H. C. Siegmann, P. S. Bagus, and E. Kay, *Journal of Applied Physics* **62**, 3047 (1987).
- [40] R. L. R. Suarez, *Fenômenos magneto-eletrônicos em interfaces metálicas*, PhD thesis, Departamento de Física-Universidade Federal de Pernambuco, 2006.
- [41] H. Zijlstra, *Magnetics*, *IEEE Transactions on* **15**, 1246 (1979).
- [42] N. C. Koon, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 4865 (1997).
- [43] Y. Ijiri et al., *Phys. Rev. Lett.* **80**, 608 (1998).
- [44] H. Matsuyama, C. Haginoya, and K. Koike, *Phys. Rev. Lett.* **85**, 646 (2000).
- [45] T. C. Schulthess and W. H. Butler, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 4516 (1998).
- [46] T. C. Schulthess and W. H. Butler, *Coupling mechanisms in exchange biased films (invited)*, volume 85, pages 5510–5515, AIP, 1999.
- [47] R. D. McMichael, M. D. Stiles, P. J. Chen, and W. F. Egelhoff, *Phys. Rev. B* **58**, 8605 (1998).
- [48] M. D. Stiles and R. D. McMichael, *Phys. Rev. B* **59**, 3722 (1999).

- [49] R. L. Rodríguez-Suárez, L. H. V. Leão, F. M. Aguiar, S. M. Rezende, and A. Azevedo, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* **272-276**, 1212 (2004), Proceedings of the International Conference on Magnetism (ICM 2003).
- [50] R. L. Rodríguez-Suárez, L. H. V. Leão, F. M. Aguiar, S. M. Rezende, and A. Azevedo, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* **272-276**, 1212 (2004), Proceedings of the International Conference on Magnetism (ICM 2003).
- [51] J.-V. Kim, R. L. Stamps, B. V. McGrath, and R. E. Camley, *Phys. Rev. B* **61**, 8888 (2000).
- [52] F. Radu and H. Zabel, *Exchange bias effect of ferro/antiferromagnetic heterostructures*, 2007.
- [53] F. Canet, S. Mangin, C. Bellouard, and M. Piecuch, *EPL (Europhysics Letters)* **52**, 594 (2000).
- [54] M. Kiwi, J. Mejía-López, R. D. Portugal, and R. Ramírez, *Applied Physics Letters* **75**, 3995 (1999).
- [55] J. Nogués et al., *Physics Reports* **422**, 65 (2005).
- [56] J. Nogués and I. K. Schuller, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* **192**, 203 (1999).
- [57] A. E. Berkowitz and K. Takano, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* **200**, 552 (1999).
- [58] U. Hartmann, *Magnetic multilayers and giant magnetoresistance*, Springer, 2000.
- [59] I. K. Schuller, S. Kim, and C. Leighton, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* **200**, 571 (1999).
- [60] A. Chaiken, G. A. Prinz, and J. J. Krebs, *Journal of Applied Physics* **67**, 4892 (1990).
- [61] B. Dieny, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* **136**, 335 (1994).

- [62] B. Dieny et al., *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* **93**, 101 (1991).
- [63] Y. H. Mahendra Pakala and G. Anderson, *IEEE TRANSACTIONS ON MAGNETICS* **36**, 2620 (2000).
- [64] R. L. Rodriguez-Suarez, L. H. V. Leao, F. M. de Aguiar, S. M. Rezende, and A. Azevedo, *Journal of Applied Physics* **94**, 4544 (2003).
- [65] W. Stoecklein, S. S. P. Parkin, and J. C. Scott, *Phys. Rev. B* **38**, 6847 (1988).
- [66] H. Xi, R. M. White, and S. M. Rezende, *Phys. Rev. B* **60**, 14837 (1999).
- [67] J. M. Rudd, K. Myrtle, J. F. Cochran, and B. Heinrich, *Journal of Applied Physics* **57**, 3693 (1985).
- [68] V. V. S. D. I. Sementsov, *Physica Status Solidi (a)* **101**, 555 (1987).
- [69] W. K. K. Lenz, H. Wende and K. Baberschke, *PHYSICAL REVIEW B* , 144424 (73).
- [70] S. V. Vonsovskii, *Ferromagnetic Resonance*, Pergamon Press Ltd., 1966.
- [71] M. F. F. to Nanoscale Dynamics, *Magnetism From Fundamentals to Nanoscale Dynamics*.
- [72] G. V. Skrotskii and L. V. Kurbatov, *Soviet Phys JETP* **35(8)**, 148 (1959).
- [73] C. Chappert, K. L. Dang, P. Beauvillain, H. Hurdequint, and D. Renard, *Phys. Rev. B* **34**, 3192 (1986).
- [74] J. R. Fermin, A. Azevedo, F. M. de Aguiar, B. Li, and S. M. Rezende, *Journal of Applied Physics* **85**, 7316 (1999).
- [75] R. C. LeCraw, E. G. Spencer, and C. S. Porter, *Phys. Rev.* **110**, 1311 (1958).
- [76] M. Sparks, R. Loudon, and C. Kittel, *Phys. Rev.* **122**, 791 (1961).
- [77] R. Arias and D. L. Mills, *Phys. Rev. B* **60**, 7395 (1999).

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- [78] R. Arias and D. L. Mills, Extrinsic contributions to the ferromagnetic resonance response of ultrathin films, volume 87, pages 5455–5456, AIP, 2000.
- [79] A. Azevedo, A. B. Oliveira, F. M. de Aguiar, and S. M. Rezende, Phys. Rev. B **62**, 5331 (2000).
- [80] S. S. P. Parkin, N. More, and K. P. Roche, Phys. Rev. Lett. **64**, 2304 (1990).
- [81] M. D. Stiles and R. D. McMichael, Phys. Rev. B **60**, 12950 (1999).
- [82] M. Fecioru-Morariu, S. R. Ali, C. Papusoi, M. Sperlich, and G. Güntherodt, Physycal Review Letters **99**, 097206 (2007).
- [83] J. guo Hu, G. Jin, A. Hu, and U.-Q. Ma, The European Physical Journal B **40**, 265 (2004).
- [84] M. Getzlaff, *Fundamentals of Magnetism*, Springer, 2008.
- [85] L. Neel, Journal de Physique et le Radium **15**, 225 (1954).
- [86] B. H. J. A. C. Bland (Author), *Ultrathin Magnetic Structures I: An Introduction to the Electronic, Magnetic and Structural Properties*, Springer-Verlag, 1994.
- [87] R. C. O. Handley, *Modern Magnetic Materials: Principles and Applications*, John Wiley, 2000.
- [88] P. Grünberg, R. Schreiber, Y. Pang, M. B. Brodsky, and H. Sowers, Phys. Rev. Lett. **57**, 2442 (1986).
- [89] W. Heisenberg, Zeitschrift fur Physik **49**, 619 (1928).
- [90] S. S. P. Parkin, N. More, and K. P. Roche, Phys. Rev. Lett. **64**, 2304 (1990).

Livros Grátis

(<http://www.livrosgratis.com.br>)

Milhares de Livros para Download:

[Baixar livros de Administração](#)

[Baixar livros de Agronomia](#)

[Baixar livros de Arquitetura](#)

[Baixar livros de Artes](#)

[Baixar livros de Astronomia](#)

[Baixar livros de Biologia Geral](#)

[Baixar livros de Ciência da Computação](#)

[Baixar livros de Ciência da Informação](#)

[Baixar livros de Ciência Política](#)

[Baixar livros de Ciências da Saúde](#)

[Baixar livros de Comunicação](#)

[Baixar livros do Conselho Nacional de Educação - CNE](#)

[Baixar livros de Defesa civil](#)

[Baixar livros de Direito](#)

[Baixar livros de Direitos humanos](#)

[Baixar livros de Economia](#)

[Baixar livros de Economia Doméstica](#)

[Baixar livros de Educação](#)

[Baixar livros de Educação - Trânsito](#)

[Baixar livros de Educação Física](#)

[Baixar livros de Engenharia Aeroespacial](#)

[Baixar livros de Farmácia](#)

[Baixar livros de Filosofia](#)

[Baixar livros de Física](#)

[Baixar livros de Geociências](#)

[Baixar livros de Geografia](#)

[Baixar livros de História](#)

[Baixar livros de Línguas](#)

[Baixar livros de Literatura](#)
[Baixar livros de Literatura de Cordel](#)
[Baixar livros de Literatura Infantil](#)
[Baixar livros de Matemática](#)
[Baixar livros de Medicina](#)
[Baixar livros de Medicina Veterinária](#)
[Baixar livros de Meio Ambiente](#)
[Baixar livros de Meteorologia](#)
[Baixar Monografias e TCC](#)
[Baixar livros Multidisciplinar](#)
[Baixar livros de Música](#)
[Baixar livros de Psicologia](#)
[Baixar livros de Química](#)
[Baixar livros de Saúde Coletiva](#)
[Baixar livros de Serviço Social](#)
[Baixar livros de Sociologia](#)
[Baixar livros de Teologia](#)
[Baixar livros de Trabalho](#)
[Baixar livros de Turismo](#)