



**CENTRO DE CIÊNCIAS EXATAS E DA TERRA
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM FÍSICA**

MÁRIO ANTONIO ALVES MONTEIRO

**EFEITOS DE INTERFACE EM BICAMADAS
MAGNÉTICAS ACOPLADAS**

NATAL-RN

2008.

Livros Grátis

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

Milhares de livros grátis para download.

MÁRIO ANTONIO ALVES MONTEIRO

EFEITOS DE INTERFACE EM BICAMADAS
MAGNÉTICAS ACOPLADAS

Tese de Doutorado apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Física da Universidade Federal do Rio Grande do Norte, como requisito parcial à obtenção do título de Doutor em Física.

Orientador:

Prof. Dr. Nilson Sena de Almeida

NATAL-RN

2008.

Este trabalho contou com o apoio do Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico (CNPq).

“A mente que se abre a uma nova idéia jamais voltará ao seu tamanho original.”

Albert Einstein.

À minha família: Antonio Monteiro da Silva e Maria de Lourdes Alves Monteiro (meus pais), Luatonia Alves Monteiro (minha irmã), Lúvia Alves da Costa (minha filha) e Keylla Costa do Carmo Alves (minha esposa).

AGRADECIMENTOS

- A Deus em primeiro lugar, por ter me concedido o dom da vida e as capacidades necessárias para que eu pudesse realizar este trabalho.
- Ao prof. Dr. Nilson S. de Almeida, não somente por sua orientação científica segura, mas por suas valiosas contribuições para a minha formação pessoal e para o meu desenvolvimento acadêmico.
- Aos profs. da Universidade Federal do Rio Grande do Norte (UFRN) que colaboraram para minha formação.
- A todos os profs. do Departamento de Física Teórica e Experimental da UFRN que contribuíram para minha formação profissional, em especial ao prof. Dr. Artur Carriço, pelos vários momentos que dedicou para me ajudar, os quais me possibilitaram ricos aprendizados acadêmicos e pessoais.
- Ao Programa de Pós-Graduação em Física da Universidade Federal do Ceará (UFC), onde cursei meu estágio de Doutorado Sanduíche, em especial aos profs. Drs. Gil A. Farias e Raimundo N. Costa Filho.
- Aos funcionários dos Departamentos de Física da UFRN e da UFC.
- Aos funcionários do CEFET Pesqueira, em especial aos profs. Erivan Rodrigues, Valdemir Mariano, Carlos Roberto, Joacir Galindo, Marlesson Castelo, Roberto Mauro

e Gilmário Lima, e aos servidores José Dijair, Gláuria Simões, Edilson Torres e Evandro Bezerra, pelo apoio e companheirismo.

- Aos colegas do curso, em especial a André Stuwart, Armando Araújo, Francisco Edcarlos e Marcelo Bruno, pelos momentos vividos.
- A minha família, pelo estímulo e pelo apoio incondicional durante todo o desenvolvimento deste trabalho.
- Ao CNPq pelo apoio financeiro.

RESUMO

Realizamos um estudo teórico de bicamadas acopladas, constituídas de um filme ferromagnético (F) crescido em contato direto sobre um antiferromagnético (AF). Investigamos os efeitos de interface nestes sistemas decorrentes do acoplamento inter-filmes. Modelamos o acoplamento através de uma interação tipo Heisenberg acrescida de uma anisotropia unidirecional. Em nosso estudo consideramos duas abordagens distintas: Na primeira, desenvolvemos um modelo fenomenológico, o qual considera que os filmes são espessos o bastante para serem descritos pelos seus parâmetros de volume, e que estão acoplados através da interação entre os momentos magnéticos vizinhos da interface. Este modelo permitiu o cálculo das permeabilidades magnéticas dos filmes, modificadas pela interação entre estes objetos. Usamos estes resultados para estudar os modos magnetostáticos que se propagam no sistema. O comportamento da frequência destes modos com a direção de propagação da componente do vetor de onda paralela à superfície, foi utilizado para investigar as modificações geradas pelos efeitos de interface; Na segunda abordagem, desenvolvemos o cálculo analítico da suscetibilidade média do sistema, utilizando um modelo quase microscópico. Analisamos o resultado da resposta dinâmica através do cálculo dos poláritons e da reflexão total atenuada (ATR). Adicionalmente, calculamos a refletividade direta do sistema para o caso de uma radiação incidente com direção arbitrária, a qual está relacionada com os modos magnetostáticos do sistema.

Palavras-chave: Efeitos de interface. Bicamadas magnéticas. Modos magnetostáticos. Poláritons. Refletividade.

ABSTRACT

We have developed a theoretical study of magnetic bilayers composed by a ferromagnetic film grown in direct contact on an antiferromagnetic one. We have investigated the interface effects in this systems due to the inter-films coupling. We describe the interface effects by a Heisenberg like coupling with an additional unidirectional anisotropy. In the first approach we assume that the magnetic layers are thick enough to be described by the bulk parameters and they are coupled through the interaction between the magnetic moments located at the interface. We use this approach to calculate the modified dynamical response of each material. We use the magnetic permeability of the layers (with corrections introduced by interface interactions) to obtain a correlation between the interface characteristics and the physical behavior of the magnetic excitations propagating in the system. In the second model, we calculated an effective susceptibility of the system considering a nearly microscopical approach. The dynamic response obtained by this approach was used to study the modifications in the spectrum of the polaritons and its consequences on the attenuated total reflection (ATR). In addition, we have calculated the oblique reflectivity. We compare our result with those obtained for the dispersion relation of the magnetostatic modes in these systems.

Key-words: Interface effects. Magnetic bilayers. Magnetostatic modes. Polaritons. Reflectivity.

SUMÁRIO

1	INTRODUÇÃO	1
1.1	ACOPLAMENTO EM SISTEMAS MAGNÉTICOS	3
1.1.1	“Exchange bias”	6
1.2	APLICABILIDADE DE BICAMADAS F/AF ACOPLADAS	15
1.3	EXCITAÇÕES MAGNÉTICAS NO ESTUDO DOS EFEITOS DE INTER- FACE	20
1.3.1	Ondas de “spins”	20
1.3.2	O limite magnetostático	25
1.3.3	Excitações em filmes ultrafinos	42
1.3.4	Excitações magnéticas no limite retardado	45
1.3.5	Excitações no estudo de sistemas F/AF acoplados	53
2	MODOS MAGNETOSTÁTICOS	59
2.1	COMPONENTES DO VETOR DE ONDA	59
2.2	MODIFICAÇÃO DAS PERMEABILIDADES	62
2.3	MODIFICAÇÃO DOS CAMPOS E CÁLCULO DOS MODOS	69
2.4	RESULTADOS NUMÉRICOS (MODOS MAGNETOSTÁTICOS)	75
3	RESPOSTA DINÂMICA DE BICAMADAS ACOPLADAS	94
3.1	CÁLCULO DA SUSCETIBILIDADE EFETIVA	95

4	RELAÇÃO DE DISPERSÃO DOS POLÁRITONS	108
4.1	CÁLCULO DA RELAÇÃO DE DISPERSÃO	109
4.2	CÁLCULO DOS CAMPOS	115
4.3	RESULTADOS NUMÉRICOS (POLÁRITONS)	116
5	REFLETIVIDADE DO SISTEMA	124
5.1	REFLEXÃO TOTAL ATENUADA (ATR)	124
5.1.1	Resultados numéricos (ATR)	130
5.2	REFLETIVIDADE DIRETA	134
5.2.1	Resultados numéricos (refletividade)	141
5.3	MODOS MAGNETOSTÁTICOS	147
5.3.1	Resultados numéricos (modos magnetostáticos)	150
6	CONCLUSÕES E PERSPECTIVAS	155
A	SUSCETIBILIDADES DOS MATERIAIS FERRO E ANTIFERRO	158
A.1	MATERIAIS FERROMAGNÉTICOS	158
A.2	MATERIAIS ANTIFERROMAGNÉTICOS	160
B	DEMONSTRAÇÕES DAS EQUAÇÕES (3.24) E (3.56)	164
B.1	DISCUSSÃO DA Eq.(3.24)	164
B.2	DISCUSSÃO DA Eq.(3.56)	165
	REFERÊNCIAS	167

CAPÍTULO 1

INTRODUÇÃO

Nos últimos anos, o estudo de estruturas magnéticas empilhadas vem se destacando, principalmente, devido ao crescente interesse na aplicação destes objetos em dispositivos como os sensores magnéticos e as memórias de acesso aleatório (memórias RAM). Por outro lado, novas descobertas vêm motivando pesquisadores a reverem conceitos no estudo de magnetismo, especialmente quando aplicados a filmes finos. Isso porque, fenômenos como a “exchange bias” em sistemas com acoplamento ferro/antiferromagnético[1, 2], têm se mostrado de difícil explicação quando modelados pelas teorias existentes, o que vem fazendo destes sistemas uma grande fonte de motivação para diversos trabalhos científicos.

Adicionalmente, a possibilidade de produzir sistemas constituídos de filmes magnéticos finos com superfícies cada vez mais perfeitas e de espessuras cada vez menores (da ordem de alguns planos atômicos), vem possibilitando a evolução nos estudos dos materiais magnéticos microscópicos. Grande parte deste avanço, deve-se ao maior controle no crescimento das amostras que, em geral, é devido à otimização dos equipamentos eletrônicos em uso e o desenvolvimento de dispositivos de fabricação mais eficazes. A grande eficiência na composição e na precisão das formas dos materiais magnéticos a nível atômico, contribuem para o sucesso da utilização destes sistemas em aplicações na indústria de dispositivos. Propriedades físicas como: magnetização de saturação, temperatura crítica, resposta dinâmica, entre outras, podem ser conseguidas nesses objetos, escolhendo-se materiais magnéticos apro-

priados, crescidos em direções cristalográficas pré-determinadas, ou sob a aplicação de campos magnéticos externos em temperaturas previamente reguladas.

Em se tratando dos sistemas magnéticos constituídos de filmes finos, as superfícies (ou interfaces, no caso dos filmes estarem acoplados) podem ter grande influência nas propriedades físicas macroscópicas desses objetos. Elas modificam a simetria do sistema e alteram o número de coordenação dos momentos magnéticos que se encontram nas extremidades da amostra. Conseqüentemente, os momentos magnéticos mais externos são acoplados de forma diferente daqueles mais internamente localizados. Dessa forma, quando os sistemas possuem a relação superfície/volume elevada, os efeitos de quebra de simetria podem modificar significativamente o comportamento coletivo dos momentos magnéticos, podendo produzir inclusive modificações em propriedades óticas importantes.

Os sistemas de filmes magnéticos empilhados, inclusive aqueles separados por um espaçador não-magnético de dimensão finita, podem apresentar propriedades macroscópicas bastante diferentes daquelas observadas nos mesmos filmes quando analisados separadamente. O simples fato de apresentarem quebra de simetria e/ou efeitos de interface gerados por um acoplamento, pode ser suficiente para modificar propriedades como a histerese magnética e a condutividade, por exemplo. No caso particular das bicamadas constituídas de um filme ferromagnético (F), crescido em contato direto sobre um filme antiferromagnético (AF), os efeitos podem ser ainda mais interessantes, devido à alta anisotropia usualmente observada nos AF's. A investigação da anisotropia e dos efeitos decorrentes do acoplamento entre os filmes das bicamadas magnéticas F/AF acopladas, constituem as principais motivações desta tese.

Neste capítulo, discutimos alguns tópicos de interesse geral, com base em trabalhos publicados na literatura específica. Começamos esta discussão na Seção 1.1, falando do acoplamento em diferentes tipos de sistemas magnéticos, e de algumas implicações decorrentes do mesmo. Em seguida, fazemos uma breve revisão sobre o fenômeno da “exchange bias” em materiais com acoplamento F/AF. Na Seção 1.2, mostramos alguns resultados de estudos já existentes sobre os efeitos de interface nas bicamadas de filmes finos acoplados.

Na Seção 1.3, revisamos alguns trabalhos onde as ondas de “spins” foram utilizadas para investigar sistemas de bicamadas acopladas e não acopladas.

Nos capítulos seguintes, mostramos nossos modelos fenomenológicos para descrever as interações presentes nos sistemas de filmes empilhados e, com base nos mesmos, apresentamos nossos estudos dos efeitos de interface presentes nas bicamadas F/AF acopladas. O primeiro modelo é apresentado no capítulo 2, onde investigamos as conseqüências do acoplamento entre os filmes no comportamento das excitações dos momentos magnéticos no limite de grandes comprimentos de onda. O segundo e mais refinado modelo, é mostrado no capítulo 3, onde desenvolvemos um procedimento para desacoplar as equações de movimento dos filmes, e com isso determinar uma expressão analítica para a suscetibilidade efetiva do sistema. No capítulo 4, estudamos os poláritons que se propagam nas bicamadas acopladas com base na nossa *resposta dinâmica modificada pelo acoplamento*, calculada no capítulo 3. O estudo dos poláritons é complementado no capítulo 5, pela investigação da reflexão total atenuada (ATR), onde pudemos observar modificações nos resultados devido à presença do acoplamento entre os filmes. Ainda no capítulo 5, e com base no segundo modelo da resposta dinâmica (modelo do capítulo 3), determinamos a influência dos efeitos de interface sobre a refletividade de uma radiação que incide diretamente no sistema numa direção arbitrária. Na Seção 5.3, estes resultados são comparados com a relação de dispersão dos modos magnetostáticos. Encerramos a tese com o capítulo 6, onde apresentamos nossas conclusões finais e perspectivas sobre os estudos das bicamadas acopladas.

1.1 ACOPLAMENTO EM SISTEMAS MAGNÉTICOS

Um exemplo onde o acoplamento produz efeitos significativos, é o caso das *multicamadas magnéticas*[14]-[27]. O estudo destes sistemas, tem como principal motivação a idéia que as propriedades destes objetos podem ser significativamente diferentes daquelas dos filmes isolados. Segundo Camley e Stamps[14], as principais razões para isso incluem:

- Contribuições de interface - Como os efeitos do acoplamento inter-filmes podem se estender em algumas camadas, em filmes finos de materiais magnéticos a interface pode influenciar profundamente todo o sistema;
- Contribuições coletivas - A simetria imposta pela estrutura empilhada pode permitir novas configurações de equilíbrio e novos modos dinâmicos;
- O controle nas propriedades físicas - A estrutura das multicamadas pode ser controlada na fabricação da amostra. Logo, os padrões de crescimento e empilhamento podem ser ajustados para se conseguir características específicas no sistema que resultem na obtenção de propriedades macroscópicas desejadas.

As propriedades físicas das interfaces podem ser bastante distintas das do volume. Por exemplo, a constante de acoplamento entre os filmes pode ser caracterizada por um sinal diferente, como ocorre em multicamadas de Fe/Gd e Co/Gd [15, 16], onde Gd, Fe e Co são ferromagnetos e, no entanto, o acoplamento nas interfaces destes sistemas apresenta-se, em geral, como antiferromagnético[17]. Adicionalmente, os campos de anisotropia que, dentro do volume, orientam os momentos magnéticos paralelamente às camadas, nas interfaces eles podem orientá-los em direção completamente diferente[18, 19].

Em termos dos aspectos coletivos relacionados às configurações de equilíbrio das multicamadas, um exemplo interessante é encontrado em super-redes de Gd/Y[20, 21, 22], com o material Y sendo magneticamente inativo. Nestes sistemas, verifica-se que em algumas situações, existem interações antiferromagnéticas efetivas entre camadas do Gd para certas espessuras das camadas de Y, mesmo Y sendo não-magnético. Assim sendo, na ausência de campo magnético externo, os filmes de Gd da multicamada podem ter as magnetizações em direções opostas, isto é, o sistema pode apresentar uma configuração antiferromagnética. Neste caso, se o campo magnético é aplicado paralelo às camadas, haverá uma intensidade do mesmo que levará o sistema para um estado equivalente ao estado de “spin-flop” observado em antiferromagnetos. Os momentos magnéticos do filme de Gd permanecem no plano, mas inclinados em relação à direção do campo aplicado.

As interações mencionadas acima, têm consequência no comportamento coletivo do sistema e podem ser analisadas através do estudo das excitações magnéticas[23, 24, 25]. Ressaltamos que, devido a interação dipolar (de longo alcance) que se soma a interação de troca (curto alcance), é possível a existência de modos coletivos em sistemas magnéticos constituídos de uma pilha de filmes magnéticos separados por filmes de materiais não magnéticos[14].

Devido à possibilidade de controle na construção dos sistemas magnéticos empilhados, existe atualmente uma grande variedade de aplicações destes objetos. Dentre elas, podemos citar os cabeçotes de leitura magnetoresistivos e os processos de leitura magnéticos, ou magneto-óticos. A construção de multicamadas, pode ser controlada e ajustada para se obter características físicas específicas. Dentre as propriedades magnéticas que podem ser alteradas, mudando-se, por exemplo, o padrão de empilhamento dos filmes, estão os campos coercivos, a magnetização de saturação, a dependência da magnetização com a temperatura e as suscetibilidades estática e dinâmica. Detalhes das técnicas de crescimento e caracterização experimental de sistemas empilhados, podem ser encontrados nos artigos de revisão das referências [26] e [27].

Um outro tipo de sistema onde os efeitos do acoplamento magnético produz consequências significativas, é o constituído de partículas com um núcleo ferromagnético recobertas com uma camada antiferromagnética, o qual é denominado muitas vezes na literatura de *sistema tipo “core-shell”*[35]. Em geral, estes objetos são da ordem de alguns nanômetros (entre 10 e 100 *nm*), e o acoplamento se deve à interação dos momentos magnéticos da partícula com os do óxido que a recobre. Os sistemas de partículas ferromagnéticas recobertas com seus óxidos de origem, que geralmente são antiferromagnéticos, são exemplos de sistema F-AF acoplados comumente encontrados na literatura. Entretanto, outros sistemas podem ser crescidos utilizando técnicas como: eletrodeposição, deposição a vapor e condensação de gás.

Particularmente, os sistemas de partículas constituídos de Co, recobertas com CoO, chamaram atenção para o fenômeno da “Exchange Bias” (EB)[1, 2]. Foi constatado, que

o surgimento da EB devia-se, principalmente, ao acoplamento F/AF entre o cobalto e o óxido de cobalto. Desde então, tem aparecido na literatura outros sistemas que apresentam comportamento similar. As bicamadas magnéticas F/AF são exemplos destes sistemas com potencialidade de aplicação em dispositivos. O fenômeno mencionado, constitui a principal motivação do nosso estudo. Na seção a seguir, discutimos a EB e fazemos uma revisão de alguns aspectos importantes para a descrição e entendimento dos sistemas magnéticos que investigamos.

1.1.1 “Exchange bias”

Quando um material F é crescido em contato direto com um AF, podem ser observadas algumas mudanças no ciclo de histerese associado ao material F. Dentre elas, podemos citar:

1. O ciclo de histerese pode ser deslocado de sua posição usual, levando à conclusão de que a presença do material AF produz um campo efetivo extra que age no material F. Este campo pode ser da ordem de algumas centenas de Gauss, dependendo dos materiais utilizados na composição do sistema;
2. A largura da curva de histerese pode ser substancialmente aumentada, podendo alcançar alguns milhares de gauss.

É importante ressaltar que, no caso de um sistema de filmes magnéticos acoplados, o deslocamento do ciclo de histerese diminui se a espessura do material AF é reduzida. Este efeito também diminui com o aumento da temperatura, desaparecendo completamente próximo da temperatura de Néel do antiferromagneto. Na literatura, o fenômeno responsável pelo deslocamento do ciclo de histerese em sistemas com acoplamento F/AF recebe o nome de “Exchange Bias” (EB), e o mesmo constitui um dos efeitos associados com a anisotropia que surge na interface destes sistemas quando eles são crescidos sob condições especiais. A EB foi observada pela primeira vez na década de 50 por Meiklejohn e Bean[1, 2], e sua principal característica é o deslocamento da região central do ciclo de histerese em relação à posição normal, em $H = 0$. Em seu trabalho original[1], Meiklejohn e Bean observaram

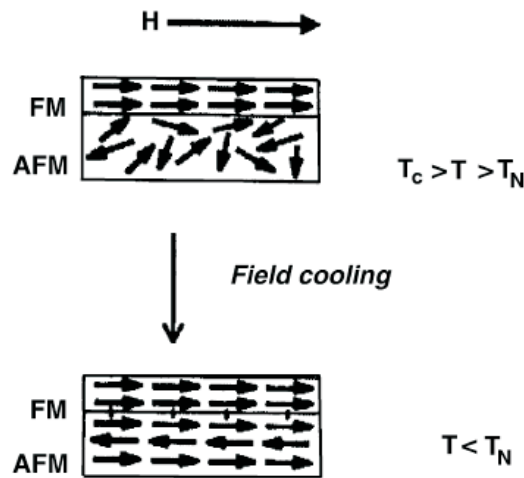


Figura 1.1: Fig. 2 da referência [38], mostrando o diagrama esquemático das configurações de “spins” para um sistema hipotético de filmes F/AF acoplados. São mostradas duas etapas da construção da bicamada: antes e depois do processo de resfriamento com campo.

a EB num sistema de nanopartículas de Co, que é ferromagnético, recobertas com CoO, o qual é antiferromagnético. Em 1962, seis anos após a descoberta do fenômeno, Meiklejohn apresentou alguns sistemas diferentes do original que exibiam a EB[32]. Desde então, uma grande variedade de materiais[31], das mais diversas composições e formatos, puderam ser crescidos de forma a apresentarem a EB.

A fenomenologia da EB tem sido extensivamente descrita em vários artigos de revisão[31] e se apresenta de várias formas, como a EB positiva[36], a EB gigante[37], entre outros. No entanto, de uma forma geral, a “marca registrada” da EB é o deslocamento do ciclo de histerese ao longo do eixo do campo magnético H . Em geral, o efeito pode ser obtido através do processo de resfriamento da amostra na presença de um campo magnético, onde o sistema é resfriado a partir de uma temperatura acima da temperatura de Néel do antiferromagneto, T_N , e abaixo da temperatura de Curie do ferromagneto, T_C . Nesta faixa de temperatura, o antiferromagneto torna-se paramagnético mas o ferromagneto mantém seu ordenamento.

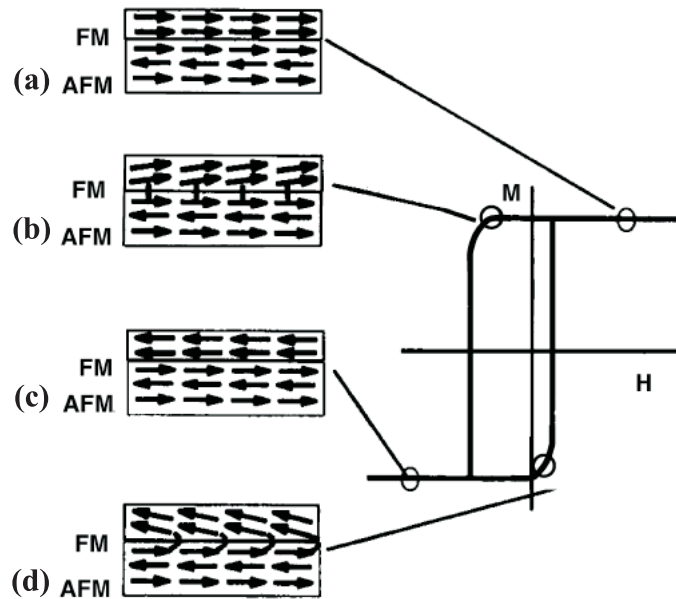


Figura 1.2: Fig. 3 da referência [38], mostrando as orientações dos momentos magnéticos para um sistema hipotético constituído de filmes F/AF acoplados, crescido pelo processo de resfriamento com campo. O filme AF possui uma *forte anisotropia* uniaxial. As partes (a), (b), (c) e (d), representam os diferentes estágios do ciclo de histerese indicados na figura.

A Fig. 1.1, mostra as configurações de “spins” de um sistema com acoplamento F/AF entre dois filmes magnéticos, antes e depois do processo de resfriamento com campo (“field cooling”). O esquema mostrado na figura, representa um campo magnético (H) aplicado no sistema, que é mantido acima da temperatura de Néel e abaixo da temperatura de Curie. Enquanto T é maior do que T_N , o antiferromagneto tem comportamento paramagnético e, ao ser resfriado na presença de H , este material passa a ter domínios com diferentes orientações. O resultado obtido, depende de como o processo é realizado, isto é, não depende apenas do início e do fim do processo.

A Fig. 1.2, ilustra as configurações dos momentos magnéticos de um sistema de filmes acoplados, para diferentes estágios do ciclo de histerese. Considerando um acoplamento ferromagnético entre os filmes, os momentos da interface ficam alinhados paralelamente durante o processo de resfriamento com campo, mantendo esta configuração no alinhamento final [Fig.

1.2(a)]. No caso da inversão no sentido do campo magnético externo do ciclo de histerese, os momentos do filme F começam a girar. Contudo, se a anisotropia do antiferromagneto, K_{AF} , é forte o bastante, os momentos deste material permanecem fixos. Conseqüentemente, devido ao acoplamento de interface, os momentos interfaciais do antiferro exercem um torque sobre os momentos do filme F tentando mantê-los em suas posições originais [Fig. 1.2(b)]. Assim, o campo magnético necessário para girar completamente os momentos do filme F será maior do que se não houvesse o acoplamento, isto é, um campo magnético extra é necessário para sobrepor o torque devido a presença da camada vizinha. Como resultado, o campo coercivo no lado negativo dos campos no ciclo de histerese aumenta [Fig. 1.2(c)]. Inversamente, quando o campo retoma valores positivos, a rotação dos momentos do ferromagneto torna-se mais fácil do que no caso de um sistema F sem acoplamento, ou seja, o antiferromagneto exerce um torque a favor do campo magnético aplicado [Fig. 1.2(d)]. Portanto, o campo coercivo no lado positivo dos campos no ciclo é reduzido. O efeito líquido será portanto, o deslocamento do ciclo de histerese. Assim sendo, podemos dizer que os momentos magnéticos do ferromagneto vizinhos da interface, “sentem” uma configuração estável no sentido do campo externo, a qual não possui energia equivalente no sentido oposto. Este comportamento pode ser descrito, considerando que a região inter-filmes está sujeita a uma *anisotropia unidirecional*.

Em se tratando dos antiferromagnetos com baixa anisotropia, o processo de resfriamento com campo para produzir a bicamada acoplada ocorre de forma semelhante ao descrito anteriormente. No entanto, o ciclo de histerese associado ao filme F do sistema é diferente, como mostra a Fig. 1.3. Quando os momentos do ferromagneto giram com a inversão do campo para valores negativos [Fig. 1.3(b)], os momentos da interface que se encontram no antiferromagneto também giram, devido ao torque nesta região induzido pelo acoplamento e a fraca anisotropia desse material. No entanto, devido a fraca anisotropia, todos os momentos do filme AF tendem a girar juntos [Fig. 1.3(c)]. Um comportamento análogo é observado quando o campo inverte novamente [Fig 1.3(d)]. Embora não haja deslocamento do ciclo de histerese, o campo magnético necessário para reverter as magnetizações,

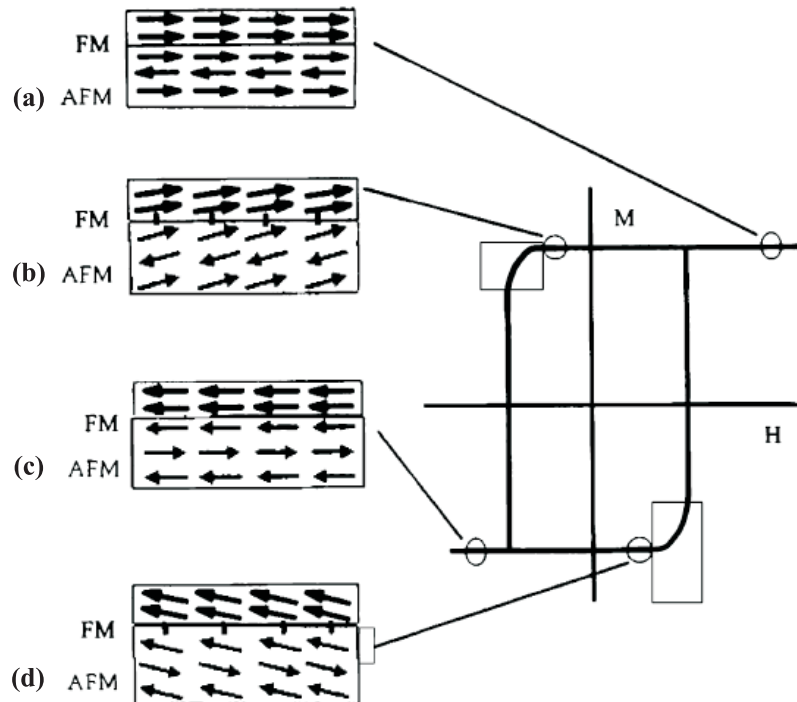


Figura 1.3: Fig. 4 da referência [38], mostrando as configurações dos momentos magnéticos para um sistema hipotético constituído de filmes F/AF acoplados, crescido pelo processo de resfriamento com campo. O filme AF tem *baixa anisotropia*. Os diferentes estágios do ciclo de histerese são indicados pelas partes (a), (b), (c) e (d).

tanto para campos positivos quanto para campos negativos, é maior do que o usual, ou seja, o ciclo de histerese torna-se mais largo. A energia extra associada com a criação de um giro irreversível na estrutura do filme AF, reflete numa *coercividade aumentada*.

A Fig. 1.4, retirada da referência [38], mostra a representação esquemática de alguns efeitos que podem ocorrer num sistema com acoplamento F/AF. No lado esquerdo da figura, os gráficos mostram as curvas previstas para o sistema numa temperatura menor do que T_N . No lado direito, estão as previsões para as mesmas medidas quando o sistema é mantido a uma temperatura maior do que T_N . A Fig. 1.4(a), mostra o deslocamento do ciclo de histerese, e a Fig. 1.4(b) mostra a coercividade aumentada. É importante observar, que não há deslocamento do ciclo nem aumento na coercividade para $T > T_N$. Na Fig. 1.4(c),

podemos observar a característica principal da EB: a *anisotropia unidirecional*. Em geral, os objetos que exibem a EB apresentam este tipo de anisotropia. A Fig. 1.4(c), mostra o torque magnético esperado, Γ , para os casos de um sistema com anisotropia uniaxial (lado esquerdo) e com anisotropia unidirecional (lado direito). Nestas curvas, θ é o ângulo entre a magnetização e o eixo de anisotropia, enquanto que K_{ud} e K_{ua} são, respectivamente, as constantes de anisotropias unidirecional e uniaxial na interface. A curva no lado direito da Fig. 1.4(c), apresenta uma dependência angular do torque tipo $-K_{ud}\text{sen}(\theta)$, diferentemente da dependência de $-K_{ua}\text{sen}(2\theta)$ exibida no lado esquerdo da figura, que é típica do caso de uma anisotropia uniaxial convencional. Através da análise das curvas de energia como função de θ , pode-se mostrar que o sistema com anisotropia uniaxial tem duas configurações de equilíbrio estável[2]: uma em $\theta = 0$, e outra em $\theta = 180^\circ$. No caso do sistema com anisotropia unidirecional, existe apenas um mínimo absoluto da energia: em $\theta = 0$.

Em alguns casos, quando a temperatura do sistema acoplado é mantida em torno de T_N , constata-se que a anisotropia do material AF diminui[39]. Logo, um sistema que pertence à primeira categoria (antiferromagneto com forte anisotropia) pode tender a se transformar num sistema da segunda espécie (antiferromagneto com anisotropia fraca) neste limite de temperatura. Isto resulta no que denominamos anteriormente de coercividade aumentada. No entanto, em geral, a existência dos efeitos relacionados à EB, e até mesmo da própria EB, estão associados com a ordem magnética do material AF. Portanto, é suficiente que a temperatura ultrapasse a temperatura de Néel para que desapareça, não só a EB, mas também os fenômenos associados ao acoplamento de troca na interface.

A temperatura na qual o campo de EB (ou “campo de bias”) torna-se zero, dito $H_E = 0$, é geralmente chamada na literatura de *temperatura de bloqueio*, T_B . E embora a temperatura de bloqueio em filmes finos tenha sido relacionada inicialmente com a variação nas dimensões do antiferromagneto[40]-[49], foi demonstrado posteriormente que este efeito pode ser bastante complexo[50, 51]. Por exemplo, em sistemas de bicamadas com o filme F fino (da ordem de algumas dezenas de angströms) e com a camada AF espessa (em comparação com a espessura do filme F), observa-se na maioria dos casos que $T_B \approx T_N$,

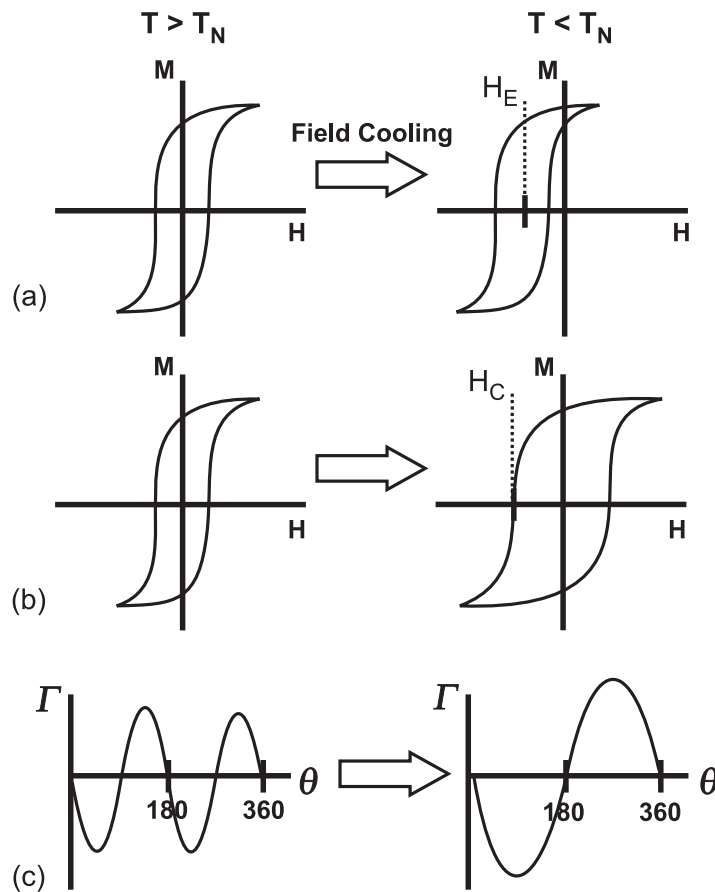


Figura 1.4: Fig. 1 da referência [38], mostrando a representação esquemática dos principais efeitos induzidos pelo acoplamento num sistema de filmes F/AF: (a) deslocamento do ciclo de histerese associado com o ferromagneto, quando o antiferromagneto tem forte anisotropia uniaxial; (b) coercividade aumentada, quando o filme AF tem baixa anisotropia uniaxial; (c) verificação das anisotropias uniaxial e unidirecional, respectivamente, através de curvas de torque.

enquanto que, para sistemas onde o filme AF é muito fino ou policristalino, $T_B \ll T_N$. Como outro exemplo, podemos citar a redução de T_B com a diminuição do tamanho dos grãos, relatado para alguns sistemas de partículas[52]. Este efeito pode ser encontrado também em sistemas de nanopartículas ferromagnéticas cobertas com uma camada antiferromagnética, mesmo que estas coberturas que envolvem as nanopartículas sejam películas extremamente finas (uns poucos nm), e algumas vezes policristalinas. Para os sistemas de filmes finos em geral, os efeitos da EB têm sido registrados a temperaturas menores do que T_N . No entanto, já foram publicados alguns estudos de efeitos dessa natureza em sistemas a temperaturas maiores do que T_N [53]-[57].

Desde a descoberta da EB por Meiklejohn e Bean em 1956[1, 2], várias teorias têm surgido na tentativa de modelar e explicar o fenômeno do deslocamento do ciclo de histerese magnética de forma sistemática e consistente. Esses modelos foram elaborados para os mais diversos tipos de sistemas com acoplamento F/AF. No entanto, a maioria deles têm como base as estruturas de filmes magnéticos empilhados. Na tabela 1.1, mostramos de forma resumida os principais modelos elaborados, e os mais importantes resultados obtidos com os mesmos. Podemos observar que, mesmo havendo vários modelos existentes, nenhum deles explica de forma completa todas as particularidades da EB. Os modelos existentes podem ser ajustados para explicar alguns resultados particulares, mas eles falham, principalmente, no que diz respeito às previsões de medidas do campo de “bias” (H_E) em situações em que alguns parâmetros do sistema são modificados.

Atualmente, existem várias questões relacionadas com a EB em sistemas de filmes empilhados que permanecem sem explicação. Dentre elas, podemos citar: o deslocamento do ciclo de histerese medido experimentalmente é, freqüentemente, várias ordens de grandeza maior do que o valor estimado[58]-[65]; apenas em alguns casos, os valores calculados e os medidos possuem uma boa concordância[66]-[69]; falta de consenso sobre alguns aspectos físicos dos sistemas, tais como: formação de domínios magnéticos e magnetização nas camadas da interface; medidas de H_E para superfícies AF totalmente compensadas (magnetização líquida nula nas superfícies)[70]-[75]; sinal de H_E [76]-[81]; dependência de H_E com a

Teoria	Principais Aspectos	Interface	Principais resultados
Trabalho pioneiro[1]	Rotação da magnetização F/AF coerente	SNC e $\vec{m}_F \parallel \vec{m}_{AF}$	$H_E \gg$ do que o medido experimentalmente
Modelo de Néel[5]	Aproximação de meio contínuo	SNC e $\vec{m}_F \parallel \vec{m}_{AF}$	Parede de domínio no AF; Requer F espessos
Modelo do campo aleatório[6]	Defeitos aleatórios geram campos aleatórios na interface	SNC e $\vec{m}_F \parallel \vec{m}_{AF}$	Razoáveis valores de H_E , os quais dependem dos defeitos na interface
Modelo das paredes de domínio no AF[7]	Acoplamento F; Filme F fino	SNC e $\vec{m}_F \parallel \vec{m}_{AF}$	Razoáveis valores de H_E
Magnetização ortogonal na interface	Inclinação dos momentos AF interfaciais[8]	SC e $\vec{m}_F \perp \vec{m}_{AF}$	Realística estrutura de interface
Modelos de interface aleatória[9]	Rugosidade na interface; Interação dipolar	SC e $\vec{m}_F \parallel \vec{m}_{AF}$ e $\vec{m}_F \perp \vec{m}_{AF}$	Razoáveis valores de H_E e coercividade finita, dependentes dos defeitos na interface
Interface “congelada”[10]	Momentos da interface como vidros de “spins”	SC e $\vec{m}_F \perp \vec{m}_{AF}$	Razoáveis valores de H_E
Varição local de campos fixos[11]	Domínios como elementos básicos	Direção do eixo fácil flutuante para os domínios na interface	Razoáveis valores de H_E e coercividade finita; Vários parâmetros ajustáveis

Tabela 1.1: Tabela do artigo de revisão da referência [4], mostrando um resumo dos principais modelos da EB e suas peculiaridades até 2008. Legenda: Superfície AF compensada = SC, Superfície AF não-compensada = SNC, e \vec{m}_k = magnetização da k-ésima camada.

rugosidade na interface[82]-[88]; complexidade da orientação dos momentos magnéticos em sistemas nanoestruturados.

Assim sendo, fica claro que a fenomenologia e os aspectos relacionados com a anisotropia de troca na interface dos sistemas que exibem a EB, continua despontando como uma rica área de estudos e uma intrigante fonte de pesquisas.

Apesar da EB poder ser obtida em sistemas de pequenas partículas, a dificuldade na determinação das espessuras exatas dos materiais F e AF usados na construção das matrizes de partículas, torna difícil a comparação de resultados quantitativos entre diferentes sistemas desta natureza. Isso sem falar que a caracterização de parâmetros como forma e homogeneidade são elementos que tornam os sistemas de pequenas partículas mais difíceis de serem utilizados em aplicações práticas. Esses fatores sozinhos, são suficientes para fazer dos sistemas de filmes magnéticos empilhados, objetos mais bem adaptados às tecnologias de crescimento e/ou construção de materiais voltados a possíveis aplicações industriais. Dentro dessa concepção, acreditamos que as bicamadas magnéticas acopladas podem ser extremamente relevantes na elaboração e aplicabilidade de dispositivos que utilizam como base de funcionamento o fenômeno da “exchange bias”. Na seção a seguir, apresentamos alguns destes sistemas e discutimos particularidades dos mesmos.

1.2 APLICABILIDADE DE BICAMADAS F/AF ACOPLADAS

As bicamadas F/AF acopladas, têm sido de grande interesse no que diz respeito a possibilidade de aplicações tecnológicas[28]. A principal razão disso, é que o campo interfacial de troca efetivo sobre o filme fino F (H_E), o chamado “*bias field*” (BF), tem se mostrado extremamente útil na construção de sensores, e na indústria de armazenamento magnético e leitura de dados[29, 30]. Nestes últimos, os dados nos discos de armazenamento de altas densidades, são lidos por cabeçotes de leitura que têm filmes F finos em sua constituição, os quais têm os movimentos de domínios estabilizados por um BF. Nestes filmes, a resistência

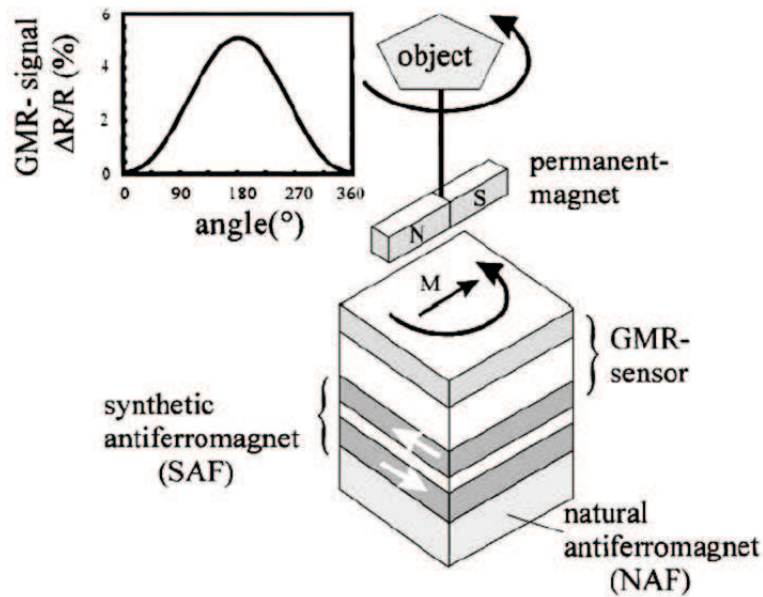


Figura 1.5: Arranjo das referências [29, 30], que mostra o esquema de um sensor baseado em MGR. O gráfico corresponde ao sinal de MGR como função do ângulo de rotação (φ) entre as magnetizações das camadas ferromagnéticas livre e fixa.

elétrica varia com a magnitude e direção de campos aplicados, constituindo o fenômeno conhecido por *Magnetoresistência* (MGR)[33, 34].

A Fig. 1.5, mostra o diagrama esquemático do sensor-MGR descrito nas referências [29, 30], o qual utiliza um sistema de bicamadas acopladas em sua constituição. No lado superior esquerdo da Fig. 1.5, encontram-se as medidas de MGR (na figura a designação é GMR) como função dos ângulos de rotação do objeto “lido” em graus. Estas medidas correspondem às variações no sinal de MGR quando o sensor é submedido a campos variáveis, obtidos a partir de um ímã permanente cujos campos somente são variáveis porque o ímã está acoplado a um sistema que gira. Por razões de praticidade, o modelo mostrado na figura é apenas a idealização de um aparato experimental.

A parte indicada na Fig. 1.5 como “GMR-sensor” consiste de: uma camada F livre, cuja magnetização reage ao campo externo; uma camada não-magnética; e uma camada F fixa, cuja magnetização não reage ao campo externo. A camada F fixa, é parte de um

antiferromagneto sintético (SAF) composto por dois filmes F com alinhamento anti-paralelo, o qual é induzido por um forte acoplamento AF. Como o SAF não possui magnetização líquida, ele também não reage ao campo externo. Assim sendo, os ângulos de rotação (φ) correspondem às inclinações entre as direções do campo magnético do ímã e a magnetização líquida do sensor.

A adição de um antiferromagneto natural (NAF) abaixo do SAF no sistema da Fig. 1.5, tem o intuito de introduzir uma anisotropia de troca e induzir um BF. Esta anisotropia é unidirecional e surge devido ao acoplamento F/AF entre os materiais NAF e SAF. Como resultado deste procedimento, pode-se conseguir uma restauração do alinhamento magnético da estrutura, no caso dele tender a ser destruído por um campo magnético externo intenso. Isto pode ocorrer, por exemplo, se o sensor for submetido a altos valores de campos magnéticos, gerados por grandes correntes nos mesmos. Um curto-circuito constitui uma outra fonte de campo magnético elevado que poderia produzir tal destruição. No entanto, devido a estabilidade associada à anisotropia de troca, o alinhamento prévio pode ser restaurado e o sensor não perde sua eficiência.

A Fig. 1.6, mostra um outro dispositivo com funcionabilidade baseada num BF, denominado de *válvula de “spins”*. De cima para baixo na Fig 1.6(a), o sistema consiste de um filme F livre, uma camada não magnética (NM), e um filme F acoplado a um filme AF. O BF “prende” a magnetização do filme F acoplado, e tem o papel de fixar o sentido desta magnetização devido à anisotropia unidirecional presente na interface entre os filmes. A camada livre é sensível a pequenos campos, enquanto que a camada fixa (“pinned layer” na figura), só gira completamente se o campo externo for superior ao campo de “bias”. A Fig. 1.7, mostra as configurações do sistema da Fig. 1.6 para: (a) campos negativos e entre 0 e 2 Oe, onde as magnetizações dos filmes F são paralelas; (b) campos entre 2 Oe e 600 Oe, onde as magnetizações são antiparalelas no início, e vão se reorientando paralelamente após 100 Oe; (c) campos acima de 600 Oe, onde as magnetizações voltam a ser paralelas. A curva de histerese associada à camada fixa (a de maior coercividade) é deslocada para campos positivos, devido a H_E ser diferente de zero. É importante observar na Fig. 1.6(c),

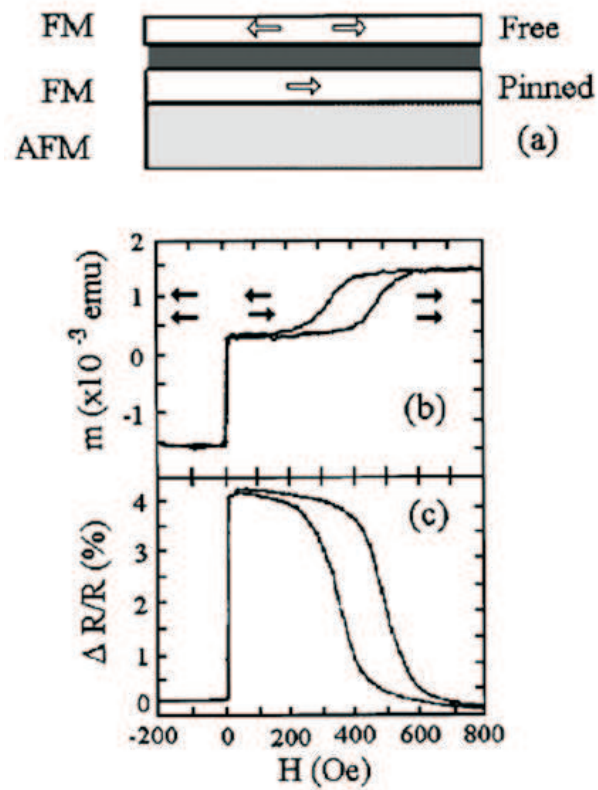


Figura 1.6: (a) Diagrama esquemático do dispositivo de válvula de “spins” mostrado na referência [28]. (b) Ciclo de histerese e (c) magnetoresistência de um sistema de 6 nm de $Fe_{20}Ni_{80}$, 2.2 nm de Cu , 4 nm de $Fe_{20}Ni_{80}$, e 7 nm de $FeMn$, à temperatura ambiente.

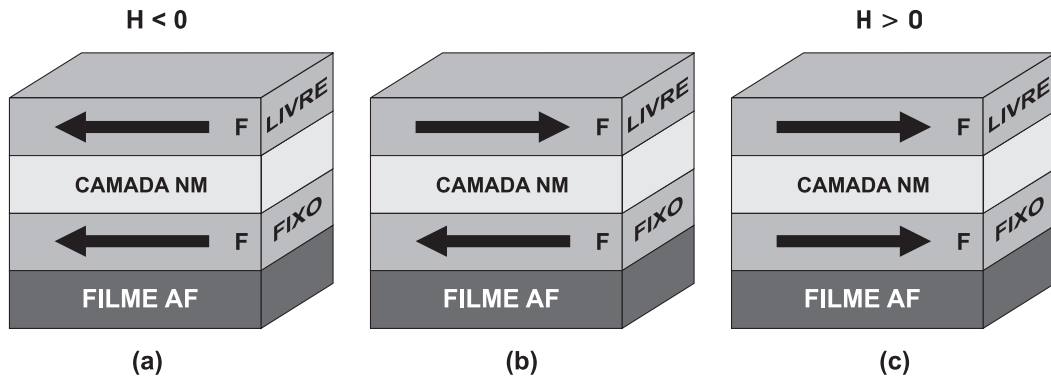


Figura 1.7: Diagrama esquemático das magnetizações dos filmes F da válvula de “spins” mostrada na Fig. 1.6. (a) configuração para campos menores do que 2 Oe e para campos negativos; (b) configuração para campos entre 2 Oe e 600 Oe; (c) configuração para campos acima de 600 Oe.

que o sistema apresenta uma variação na medida de MGR quando a camada F livre gira para um lado ou para o outro, de forma que a magnetoresistência é pequena nos casos em que o alinhamento entre as magnetizações dos filmes F é paralelo, e varia mais de 4 % quando o alinhamento é antiparalelo. Estas situações podem ser associadas, por exemplo, às leituras dos *bits* 0 e 1 gravados no disco rígido de um computador. Logo, pode-se dizer que a válvula de “spins” trabalha como um leitor de dados gravados magneticamente.

Adicionalmente, o acoplamento de um filme F com um AF pode minimizar o ruído Barkhausen presente na leitura dos dados de dispositivos baseados na MGR. Estes ruídos ocorrem devido ao movimento das paredes de domínio no ferromagneto, e são detectados através de descontinuidades no ciclo de histerese do sistema. Dessa forma, o acoplamento entre os filmes fornece um BF para estabilizar o processo microscópico de movimento dos momentos magnéticos e com isso, minimizar as descontinuidades nas linhas da curva de histerese.

Dadas algumas aplicabilidades das bicamadas F/AF acopladas, descrevemos a seguir, alguns estudos de sistemas com este tipo de acoplamento que são baseados nas excitações magnéticas que se propagam nos mesmos.

1.3 EXCITAÇÕES MAGNÉTICAS NO ESTUDO DOS EFEITOS DE INTERFACE

Antes de falar sobre as excitações magnéticas em sistemas acoplados, vamos revisar o conceito das *ondas de “spins”* em sólidos, e como esse fenômeno pode ser usado como ferramenta de estudo na investigação de sistemas magnéticos isolados, como os filmes de materiais ferromagnéticos (F) e antiferromagnéticos (AF), por exemplo. Em seguida, apresentaremos alguns resultados existentes para sistemas de filmes acoplados, baseados na teoria das ondas de “spins”. Estes estudos constituem fontes motivadoras para o desenvolvimento do nosso trabalho, uma vez que elaboramos um procedimento para investigar os efeitos de interface em bicamadas magnéticas acopladas utilizando as excitações coletivas do sistema no limite magnetostático, e considerando os efeitos de retardamento nas equações de Maxwell.

1.3.1 Ondas de “spins”

As excitações dos momentos magnéticos associados aos “spins” eletrônicos dos materiais magnéticos, podem ser utilizadas para estudar o comportamento do material quando submetido à ação de um estímulo externo, como um campo magnético, uma onda eletromagnética, um feixe de elétrons, etc. Este estudo também pode revelar propriedades intrínsecas dos materiais, como campos de anisotropia, interação de troca, magnetização de saturação, entre outros parâmetros.

As oscilações dos momentos magnéticos em torno de uma configuração de equilíbrio, constitui a base para o surgimento no material das excitações conhecidas como ondas de “spins”. Para entender a origem da precessão dos momentos magnéticos em torno de uma posição de equilíbrio, podemos analisar o problema com uma visão semiclássica[92] como segue.

Consideremos o caso de um momento magnético, $\vec{\mu}$, associado ao “spin”, \vec{S} , dado pela relação: $\vec{\mu} = g\mu_B\vec{S}$, onde g é o fator de Landé e μ_B o momento magnético de Bohr. Ao

interagir com um campo magnético \vec{H} , o momento magnético “sentirá” um torque, $\vec{\tau}$, caso o ângulo entre o momento magnético e o campo magnético seja diferente de zero. Este torque produzirá uma variação no momento angular do sistema, \vec{J} , dada por

$$\frac{d\vec{J}}{dt} = \vec{\tau}. \quad (1.1)$$

Como o momento angular é proporcional ao “spin” ($\vec{J} = \hbar\vec{S}$), e o torque do campo sobre o momento magnético é dado por $\vec{\tau} = \vec{\mu} \times \vec{H}$, podemos escrever a Eq.(1.1) como

$$\frac{d\vec{S}}{dt} = \gamma\vec{S} \times \vec{H}. \quad (1.2)$$

Onde $\gamma = g\mu_B/\hbar$ é o fator giromagnético (ou razão giromagnética, ou raio giromagnético) no sistema gaussiano de unidades, e $\hbar = h/2\pi$, onde h é a constante de Planck.

A Eq.(1.2) tem como solução uma precessão de \vec{S} em torno da direção de \vec{H} . Para $g = 2$, o valor de γ é $2\pi \cdot 2.8$ GHz/kOe[93, 94]. Portanto, para campos com intensidade de alguns kOe, como em eletromagnetos típicos de laboratório, a frequência de precessão situa-se na faixa de microondas (de 1 GHz a 30 GHz).

É importante observar que a posição de equilíbrio é aquela na qual o “spin” possui energia mínima. A energia de interação do momento magnético com o campo é dado por $E = -\vec{\mu} \cdot \vec{H}$. Logo, o mínimo de energia corresponde a configuração em que $\vec{\mu}$ e \vec{H} são paralelos, ou seja, para haver deslocamento do momento magnético em relação a direção do campo, é necessário que o momento esteja sob a ação de um estímulo externo que forneça a energia necessária para esse fim, como um campo magnético transversal oscilante ou uma excitação térmica, por exemplo.

Em sistemas onde os momentos magnéticos são acoplados via interação de troca, caracterizando uma forte interação entre os momentos vizinhos (como no caso de ferromagnetos típicos) as excitações correspondem a precessões coletivas em torno da posição de equilíbrio. As ondas de “spins” podem então ser entendidas como excitações coletivas dos momentos magnéticos em que a fase de precessão varia no espaço. A Fig. 1.8, mostra dois exemplos destas ondas. Na parte de cima [Fig. 1.8.(a)], está ilustrada uma onda de “spins” na qual

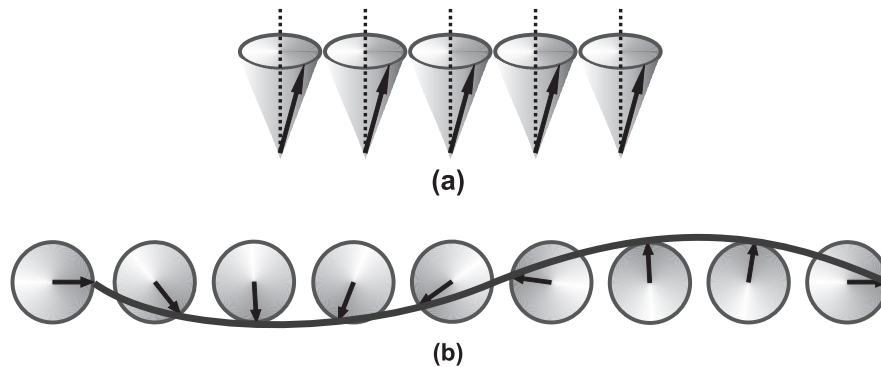


Figura 1.8: (a) Diagrama esquemático do modo uniforme (vista lateral); (b) ilustração de uma onda de “spins” num sistema ferromagnético com diferença de fase de 2π entre os momentos das extremidades (vista superior).

os momentos oscilam sem diferença de fase em torno da direção de um campo magnético externo (direção de equilíbrio). Esta oscilação é denominada de **modo uniforme**, e representa o caso particular de uma onda de “spins” de comprimento de onda infinito. A Fig. 1.8.(b), ilustra uma onda de “spins” com diferença de fase de 2π entre o primeiro e o último momento magnético.

A magnitude da interação entre os momentos vizinhos de um material magnético determina a diferença de fase da onda e a energia da excitação, ou seja, à medida que o comprimento de onda diminui, aumenta o ângulo entre “spins” vizinhos e, por conseguinte, aumenta a contribuição da energia de troca para a energia da excitação. Para os sistemas ferromagnéticos em geral, a energia de troca não costuma ter papel significativo para a energia da excitação no limite de longos comprimentos de onda.

As ondas de “spins”, dentre elas o modo uniforme, constituem as excitações elementares de um sistema magnético, sendo seu quantum chamado *mágnon*. Elas podem ser excitadas e detectadas por uma variedade de técnicas experimentais, tais como ressonância magnética, espalhamento de luz e espalhamento de nêutrons[92]. O modo uniforme é apenas um dos modos naturais de excitação do sistema. Nos materiais ferro, ferri, ou antiferromagnéticos, a interação entre “spins” vizinhos possibilita a existência de ondas propagantes

ou estacionárias nas quais a fase de precessão varia espacialmente.

As frequências das ondas de “spins” são sensíveis a muitos parâmetros, dentre os quais podemos citar os campos dipolares, as magnetizações, os acoplamentos de troca, as anisotropias e efeitos de quebra de simetria. Em geral, isso pode tornar o cálculo das frequências em questão um procedimento complicado. No entanto, para filmes F espessos (acima de 200 Å), existem casos onde expressões analíticas relativamente simples podem ser obtidas para essas frequências.

O movimento dos “spins” é analisado através das equações de movimento [Eq.(1.2)], as quais relacionam a magnetização dependente do tempo, \vec{M} , associada aos momentos de “spin”, \vec{S} , com o campo efetivo local, \vec{H}_{ef} . O campo \vec{H}_{ef} , é o campo magnético que é sentido pelo vetor \vec{M} . Ao considerarmos que a magnetização varia com o tempo, impomos com isso, uma variação temporal do campo que é sentido pelos momentos magnéticos do material. Dessa forma, a presença de \vec{H}_{ef} significa que o campo magnético que é sentido por cada um dos vetores magnetização pode variar no tempo. Assim, considerando a relação $\vec{M} = -g\mu_B\vec{S}$, a Eq.(1.2) torna-se

$$\frac{d}{dt}\vec{M}(t) = \gamma\vec{M} \times \vec{H}_{ef}. \quad (1.3)$$

Para um ferromagneto espesso (com algumas centenas de planos atômicos), o campo efetivo é o campo externo, \vec{H}_0 , que pode ser considerado na direção z . Este valor deve ser corrigido pelo campo $\vec{h}^d(t)$ devido as flutuações do material, o qual deve obedecer as equações de Maxwell. Caso uma excitação externa, $\vec{h}^e(t)$, seja adicionada, pode-se escrever $\vec{h}(t) = \vec{h}^d(t) + \vec{h}^e(t)$, e a equação de movimento torna-se

$$\frac{d}{dt}\vec{M}(t) = \gamma\vec{M}(t) \times [\vec{H}_0 + \vec{h}(t)]. \quad (1.4)$$

No limite de longos comprimentos de onda, os momentos vizinhos são todos paralelos, isto é, o campo de troca atua sempre na mesma direção da magnetização, uma vez que \vec{H}_{ex} é proporcional a \vec{M} . Assim, nestas condições, ele não produz torque líquido sobre a magnetização ($\vec{M} \times \vec{H}_{ex} = 0$).

A magnetização pode ser escrita como uma soma entre uma grande parcela que aponta na direção do campo magnético externo, e uma pequena contribuição dinâmica, ou seja,

$$\vec{M}(t) = \vec{M}_s \hat{z} + \vec{m}(t). \quad (1.5)$$

A substituição da Eq.(1.5) na Eq.(1.4), faz uma conexão entre a magnetização dinâmica e o campo de dipolo dinâmico $\vec{h}(t)$. Considerando-se soluções oscilatórias, pode-se dizer que todos os termos dinâmicos variam com $\exp(i\Omega t)$. Alguns autores preferem usar $\exp(-i\Omega t)$ como dependência oscilatória, no entanto, quando isso é feito, a Eq.(1.3) deve conter também o sinal de menos para se evitar divergências no resultado[104]. Além disso, linearizando-se o conjunto de equações obtido, e assumindo-se que os termos de segunda ordem (tipo $h_x m_y$) podem ser desprezados (considerando-se portanto, pequenas oscilações em torno da direção de equilíbrio), pode-se determinar a magnetização dinâmica e colocá-la na forma de um *tensor suscetibilidade dinâmico*, χ , onde seus elementos obedecem a relação:

$$m_x = \chi_{xx} h_x + \chi_{xy} h_y, \quad (1.6)$$

$$m_y = \chi_{yy} h_y + \chi_{yx} h_x. \quad (1.7)$$

Usando-se a definição usual: $\mu = 1 + 4\pi\chi$, obtém-se então, a permeabilidade dependente da frequência. **Para um ferromagneto simples (sem anisotropia)**, o resultado obtido é

$$\bar{\mu}^F(\omega) = \begin{pmatrix} \mu_1^F & -i\mu_2^F & 0 \\ i\mu_2^F & \mu_1^F & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}. \quad (1.8)$$

Onde os elementos da permeabilidade são dados por[ver apêndice A.1]

$$\mu_1^F(\omega) = 1 - 4\pi \left(\frac{\gamma^2 M_s^F H_0}{\omega^2 - \gamma^2 H_0^2} \right), \quad (1.9)$$

$$\mu_2^F(\omega) = 4\pi \left(\frac{\gamma \omega M_s^F}{\omega^2 - \gamma^2 H_0^2} \right). \quad (1.10)$$

É importante observar o comportamento de μ_1^F e μ_2^F quando o campo externo H_0 é invertido, procedimento que resulta na troca de sinal tanto de H_0 como de M_s^F . Isso

não altera μ_1^F , mas inverte o sinal de μ_2^F . O fato de μ_2^F ser ímpar com a inversão de H_0 , gera eventualmente efeitos interessantes de não-reciprocidade na relação de dispersão desses sistemas[96], como veremos adiante.

Para um antiferromagneto típico (com anisotropia uniaxial), usa-se em geral o modelo de sub-redes[127], onde supõe-se que o cristal encontra-se numa temperatura suficientemente baixa para que a magnetização em cada sub-rede possa ser considerada como saturada. Neste modelo, existem dois campos efetivos de origem interna relevantes que agem em cada sub-rede: o campo de anisotropia, H_A , que tende a alinhar as sub-redes numa determinada direção, e o campo de troca, H_E , originado das interações de troca entre os momentos magnéticos, o qual tende a alinhar os momentos de sub-redes diferentes antiparalelamente uns com os outros. No apêndice A.2, calculamos a suscetibilidade de um antiferromagneto puro, e a permeabilidade do mesmo é dada por

$$\bar{\mu}^A(\omega) = \begin{pmatrix} \mu_1^A & i\mu_2^A & 0 \\ -i\mu_2^A & \mu_1^A & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}. \quad (1.11)$$

Onde

$$\mu_1^A = 1 + 4\pi\Omega_S^2 \left[\frac{1}{\Omega_0^2 - (\Omega + \gamma H_0)^2} + \frac{1}{\Omega_0^2 - (\Omega - \gamma H_0)^2} \right]. \quad (1.12)$$

$$\mu_2^A = \Omega_S^2 \left[\frac{1}{\Omega_0^2 - (\Omega + \gamma H_0)^2} - \frac{1}{\Omega_0^2 - (\Omega - \gamma H_0)^2} \right]. \quad (1.13)$$

Nas equações acima, $\Omega_S^2 = \gamma^2 H_A M_S^A$ e $\Omega_0^2 = \gamma^2(2H_E H_A + H_A^2)$, onde M_S^A é a magnetização de saturação do antiferromagneto, H_E and H_A são os campos de troca e de anisotropia, respectivamente, e Ω_0 é a frequência de ressonância antiferromagnética para campo nulo.

1.3.2 O limite magnetostático

Uma vez obtida a resposta dinâmica do material, pode-se investigar as excitações magnéticas que se propagam no sistema o qual se deseja estudar[98, 99, 100, 105]. As excitações

magnéticas em sólidos no regime de frequências de microondas¹, têm aparecido na literatura como um tema de interesse contínuo desde a teoria pioneira de ondas de “spins”, realizada por Holstein e Primakoff[101]. A descoberta da ressonância ferromagnética por Griffiths[102] e a teoria da resposta linear de Kittel[103], também foram primordiais no desenvolvimento do que sabemos hoje sobre essas excitações.

Uma classe especial de excitações magnéticas que incluem os modos de longos comprimentos de onda, com o nome genérico de *modos magnetostáticos*, tem sido importante não apenas por razões fundamentais mas também para os estudos de materiais com possibilidade de aplicações em dispositivos. Apesar de serem designados como longos, estes modos têm, tipicamente, comprimentos de onda característicos que são, em geral, muito menores do que o comprimento das ondas eletromagnéticas ordinárias se propagando com a mesma frequência no meio. Essas excitações são denominadas de *magnetostáticas* porque, para um modo com um certo número de onda, a frequência do modo é *muito menor* do que a frequência eletromagnética correspondente[104].

As equações de Maxwell para os campos elétricos e magnéticos dinâmicos, ditos $\vec{e}(\vec{r}, t)$ e $\vec{h}(\vec{r}, t)$, para um isolante magnético com constante dielétrica ϵ , podem ser escritas como

$$\nabla \cdot \vec{e} = 0, \quad (1.14)$$

$$\nabla \times \vec{e} = -\frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} [\vec{h} + 4\pi\vec{m}], \quad (1.15)$$

$$\nabla \cdot [\vec{h} + 4\pi\vec{m}] = 0, \quad (1.16)$$

$$\nabla \times \vec{h} = \frac{\epsilon}{c} \frac{\partial}{\partial t} \vec{e}. \quad (1.17)$$

Onde c é a velocidade da luz no vácuo, e \vec{m} é a magnetização.

¹Regiões de frequências também designadas de SHF (“*Super High Frequency*”), são ondas eletromagnéticas com comprimentos de onda maiores do que os comprimentos de onda dos raios infravermelhos e menores do que o comprimento de onda das ondas de rádio; variando de 10 cm (3 GHz de frequência) até 1 mm (30 GHz de frequência). Para um ferrite, por exemplo, classe de materiais ferrimagnéticos muito importante para a eletrônica, a frequência natural de precessão gira em torno de 2.8 GHz[94].

No limite magnetostático, usa-se a aproximação de que os campos de Maxwell não variam significativamente no tempo, de um extremo ao outro da amostra. Matematicamente, tem-se que Ω/c é muito pequeno, pois $k = \Omega\sqrt{\epsilon}/c = 2\pi/\lambda$, e λ é muito grande. Para campos da forma $\vec{E} = \vec{E}_0 \exp[i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \Omega t)]$, o termo no lado direito da Eq.(1.17) é proporcional a Ω/c . Então, para se estudar as excitações em sistemas magnéticos no limite magnetostático, despreza-se a derivada temporal do campo elétrico na Eq.(1.17), e o cálculo dos modos resume-se a tarefa de resolver as equações de Maxwell na forma estática:

$$\nabla \cdot \vec{b} = 0, \quad (1.18)$$

$$\nabla \times \vec{h} = 0, \quad (1.19)$$

obedecendo-se a relação constitutiva $\vec{b} = \bar{\mu} \cdot \vec{h}$.

A Eq.(1.19) permite dizer que \vec{h} pode ser encontrado em termos de um potencial escalar magnético, isto é,

$$\vec{h} = -\nabla\phi. \quad (1.20)$$

Isto significa, que uma vez obtido esse potencial, os campos ficam imediatamente determinados.

Para materiais como os descritos na Seção 1.3.1, tem-se

$$\mu_1 \left(\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} \right) + \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} = 0. \quad (1.21)$$

A Eq.(1.21) tem a forma de uma equação anisotrópica de Laplace, e é conhecida na literatura como *Equação de Walker*[97].

As soluções para o potencial escalar que têm a forma de uma onda plana, são dadas por

$$\phi(x, y, z, t) = \phi_0(y) e^{i(k_x x + k_z z - \omega t)}. \quad (1.22)$$

A Fig. 1.9, mostra o diagrama esquemático do vetor de onda considerado para escrever a Eq.(1.22), assim como, dos eixos coordenados e do campo magnético externo.

Das Eqs.(1.21) e (1.22), com $k_y = 0$, obtém-se

$$\mu_1(\omega) = - \left(\frac{k_x}{k_z} \right)^2. \quad (1.23)$$

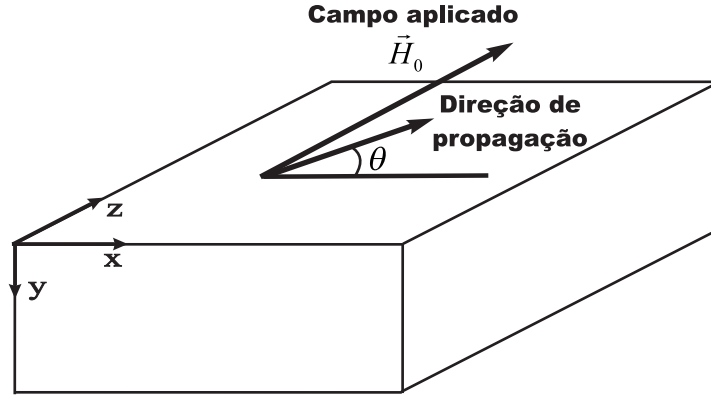


Figura 1.9: Geometria para o cálculo da relação de dispersão de um filme magnético espesso no limite de grandes comprimentos de onda. O campo externo é aplicado paralelamente à superfície do filme, e o vetor de onda paralelo à superfície faz um ângulo θ em relação ao sentido positivo do eixo x .

Onde,

$$k_x = k \cos \theta, \quad (1.24)$$

$$k_z = k \sin \theta. \quad (1.25)$$

Inicialmente, vamos falar das ondas de “spins” no limite de longos comprimentos de onda que se propagam em materiais magnéticos espessos (acima de 200 \AA). A seguir, estudaremos a propagação em filmes finos (em geral, entre 100 e 200 \AA) usando a mesma aproximação. Para isso, vamos supor que o material é espesso o suficiente para que possamos desprezar os efeitos de superfície, de forma que suas respostas dinâmicas possam ser consideradas na forma usual.

Usando-se as Eqs.(1.23)-(1.25) e (1.9) para um ferromagneto isotrópico, pode-se chegar à seguinte relação de dispersão:

$$\omega = \gamma \sqrt{H_0 (H_0 + 4\pi M_s \cos^2 \theta)}. \quad (1.26)$$

Desta equação, pode-se concluir diretamente que a frequência mínima permitida para as ondas é dada por γH_0 , para os casos particulares onde $\cos \theta = 0$. Analogamente,

a frequência máxima dessas ondas é $\gamma(H_0 B)^{1/2}$, onde $B = H_0 + 4\pi M_s$, para os casos onde $\cos\theta = 1$.

No caso de ondas em filmes magnéticos muito finos, a aproximação de que todos os “spins” oscilam paralelamente uns aos outros não pode ser usada[105]. Isso porque os modos de volume no interior do filme possuem comprimento de onda perpendicular à superfície da ordem da própria espessura do filme. Assim sendo, os “spins” vizinhos não são paralelos nesta configuração. A geometria para um sistema de dimensões finitas, apropriada para descrever filmes de qualquer espessura, pode ser a da Fig. 1.9, com $y = 0$ numa superfície, e $y = L$ na outra superfície do filme.

As ondas de superfície, são caracterizadas por funções que decrescem exponencialmente dentro do filme, e de soluções que decaem exponencialmente com a distância à superfície. No caso de um filme de espessura L , tem-se

$$\phi(x, y, z, t) = \phi_a e^{-\alpha y} e^{i(k_x x + k_z z - \omega t)}; \quad y > L, \quad (1.27)$$

$$\phi(x, y, z, t) = (\phi_b e^{-\beta y} + \phi_c e^{+\beta y}) e^{i(k_x x + k_z z - \omega t)}; \quad 0 < y < L, \quad (1.28)$$

$$\phi(x, y, z, t) = \phi_d e^{+\alpha y} e^{i(k_x x + k_z z - \omega t)}; \quad y < 0. \quad (1.29)$$

Para se obter as relações de dispersão dos modos de superfície e de volume, pode-se substituir as Eqs.(1.27)-(1.29) na equação anisotrópica de Laplace [Eq.(1.21)], e usar as condições de continuidade das componentes de \vec{H} tangencial e \vec{B} perpendicular nas interfaces. Para os modos de volume, β é imaginário, o que resulta em ondas que se propagam dentro do filme e possuem um comportamento oscilatório na direção perpendicular às superfícies do objeto (direção y). Em se tratando das ondas de superfície, β é real, o que gera um comportamento de ondas localizadas nas regiões de contorno do filme: elas decaem exponencialmente com a distância y (ver Fig. 1.9).

No caso particular dos filmes F finitos da referência [95], R.E. Camley obteve diferentes tipos de ondas que podem se propagar nestes sistemas, as quais estão ilustradas esquematicamente na Fig. 1.10. Um aspecto particularmente interessante, é que os modos de superfície são localizados na parte superior ou na parte inferior do filme, dependendo

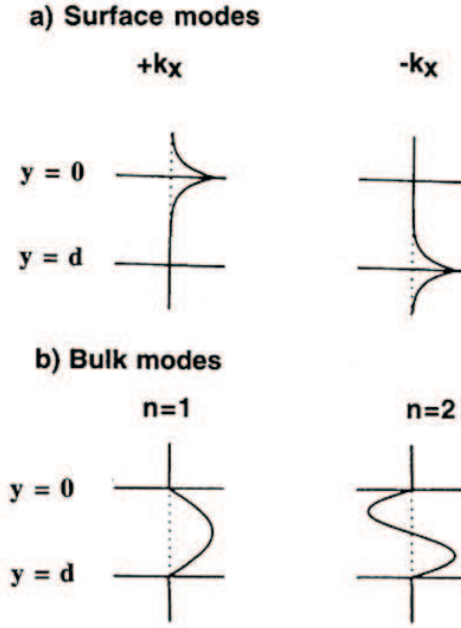


Figura 1.10: Fig. 2 da referência [95], que ilustra o comportamento do potencial escalar como função da distância y para os modos de superfície e de volume num ferromagneto moderadamente espesso ($k_x L = 3$). Observe que ao se inverter a direção de propagação da onda, a localização do modo também é invertida.

da direção de propagação, isto é, se k_x muda de sinal, a localização da onda troca de superfície[95, 96].

Para o caso de uma propagação perpendicular ao campo aplicado num filme F de espessura L , com o vetor de onda no plano xy , a relação de dispersão para os modos de superfície é dada por[95]

$$\omega_s = \gamma [(H_0 + 2\pi M_s)^2 - (2\pi M_s)^2 e^{-2|k_x|L}]^{1/2}. \quad (1.30)$$

Em relação ao comportamento da Eq.(1.30) com a espessura do filme, podemos concluir desta equação que, para filmes F espessos (onde o comprimento de onda é muito menor do que a espessura do filme), a frequência dos modos de superfície assume seu valor máximo em $\omega_s = \gamma(H_0 + 2\pi M_s)$. Para filmes F muito finos, os modos de superfície têm seu valor mínimo em $\omega_s = \gamma(H_0 B)^{1/2}$, que é também o topo da região que limita os modos de

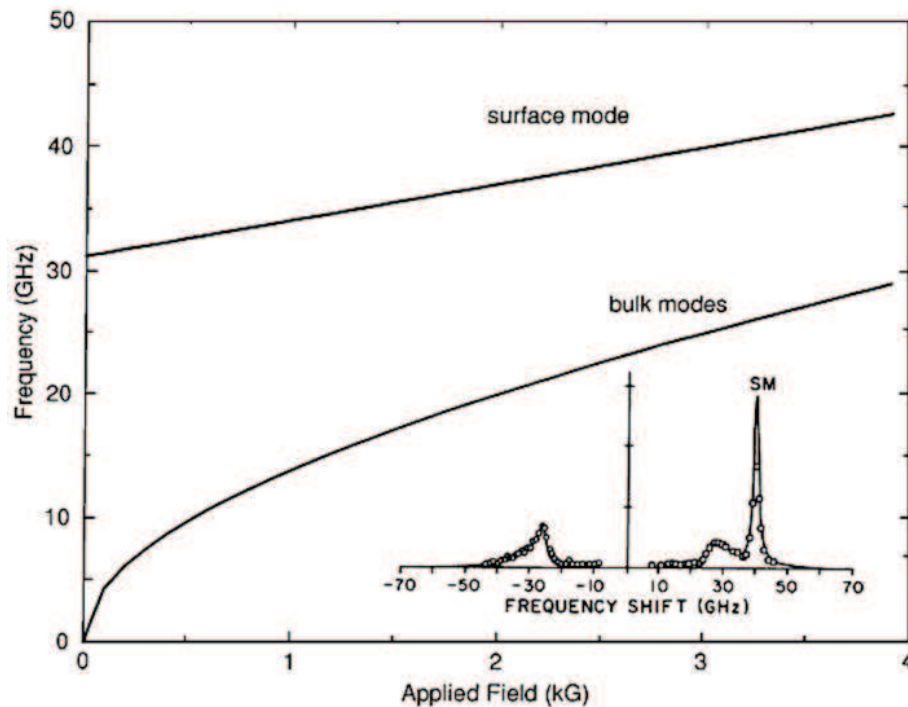


Figura 1.11: Fig. 3 da referência [95], mostrando as ondas de “spins” de superfície e de volume, como função do campo aplicado, para um ferromagneto espesso e sem anisotropia. Os picos mostrados na inserção são dos mágnons de volume.

volume[104].

Um exemplo da utilidade da Eq.(1.30), é a determinação da *razão giromagnética*, γ , a partir das frequências de volume e de superfície de um filme F espesso. A Fig. 1.11, mostra o gráfico destas frequências como função do campo aplicado, obtido num experimento de espalhamento de luz Brillouin (BLS)[107, 108, 109]. Na inserção da figura, é mostrado o resultado típico para um campo de 3 kG. É possível observar, que o pico do mágnon de superfície (SM) aparece apenas de um lado do espectro como resultado da não-reciprocidade dos modos de superfície discutida anteriormente. A inclinação da linha dos modos de superfície fornece o raio giromagnético, γ , que pode ser utilizado para determinar o valor absoluto da magnetização M_s a partir da Eq.(1.30).

O trabalho pioneiro que descreve o cálculo dos modos magnetostáticos que se

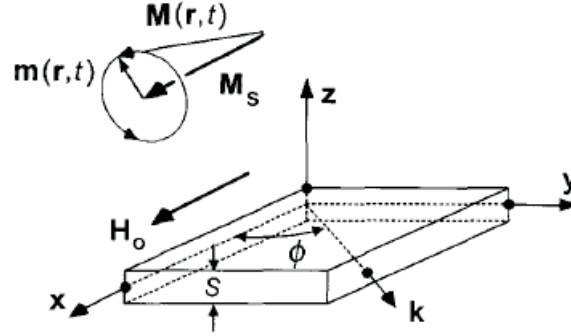


Figura 1.12: Fig. 1 da referência [104], que mostra a geometria para o cálculo dos modos de DE. O filme tem espessura S , os vetores no sistema de coordenadas x - y - z designam o campo magnético estático \vec{H}_0 , a magnetização de saturação \vec{M}_s , ambos na direção x , e o vetor de onda \vec{k} no plano xy . ϕ é o ângulo entre a direção de propagação e o eixo x . A inserção na parte superior esquerda da figura mostra esquematicamente, o vetor magnetização total $\vec{M}(\vec{r}, t)$, dividido em duas partes: a componente estática na direção x , que é igual a M_s , e a magnetização dinâmica, $\vec{m}(\vec{r}, t)$, cuja oscilação é no plano yz .

propagam em filmes F isotrópicos, está presente na referência [105]. Estes modos são conhecidos na literatura como os *Modos de Damon e Eshbach*. A referência [104], traz uma excelente revisão da teoria de Damon e Eshbach (DE), de onde destacamos alguns pontos que apresentaremos neste trabalho.

A teoria dos modos de DE, trata os filmes F finitos e isotrópicos como meios contínuos, e tem como resultado a relação de dispersão dos modos magnetostáticos. Adicionalmente, ela traça os perfis correspondentes da magnetização dinâmica nestes objetos. Dois tipos básicos de modos característicos são obtidos, os modos de volume, os quais apresentam características de funções harmônicas no interior do filme, e os de superfície, cujos aspectos característicos são funções localizadas numa superfície do filme ou na outra.

A geometria adotada por Hurben e Patton no cálculo dos modos de DE[104], é mostrada na Fig. 1.12. O filme é considerado como infinito nas direções x e y , e tem espessura S na direção z . As demais considerações de geometria são mostradas na figura.

O objetivo da teoria é determinar os modos normais que se propagam no filme. O vetor da magnetização dinâmica, $\vec{M}(\vec{r}, t)$, é tratado de forma clássica, assim, $|\vec{M}|$ é constante e igual a M_s , e a oscilação dependente do tempo, $\vec{m}(\vec{r}, t)$, precessiona no plano yz. No limite de baixos sinais, onde $|\vec{m}(\vec{r}, t)| \ll M_s$, \vec{m} deve ter apenas as componentes m_y e m_z . Esta resposta transversal é indicada pelo círculo de precessão na inserção da Fig. 1.12.

Na teoria de DE, os campos de troca (“exchange”) são desconsiderados. Os modos normais de vibração, consistem de ondas planas na forma $\vec{m}_{y,z} = \vec{m}_{y0,z0} \exp[i\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega(k)t]$, e o ponto de partida desta análise é a equação de movimento para a magnetização \vec{M}

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -\gamma(\vec{M} \times \vec{H}). \quad (1.31)$$

Como comentado anteriormente, o parâmetro γ na Eq.(1.31) indica a razão giro-magnética do material, que aqui é tomado como positivo. Para momentos de elétrons livres com fator de Landé correspondentes a $g = 2$, tem-se que $\gamma = 1.76 \times 10^7$ rad/Oe s.

A Eq.(1.31), leva a uma simples conexão entre \vec{m} e \vec{h} , que permite a obtenção da suscetibilidade magnética do filme como[106]

$$\begin{pmatrix} 4\pi m_y \\ 4\pi m_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \zeta & -i\nu \\ \nu & \zeta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} h_y \\ h_z \end{pmatrix}. \quad (1.32)$$

Com,

$$\zeta = \frac{\Omega_H}{\Omega_H^2 - \Omega^2}, \quad (1.33)$$

$$\nu = \frac{\Omega}{\Omega_H^2 - \Omega^2}. \quad (1.34)$$

Onde Ω e Ω_H representam, respectivamente, a frequência reduzida e o parâmetro de campo, dados por

$$\Omega = \frac{\omega/\gamma}{4\pi M_s}, \quad (1.35)$$

$$\Omega_H = \frac{H_0}{4\pi M_s}. \quad (1.36)$$

O próximo passo na teoria de DE, é resolver a equação de Maxwell para o rotacional de $\vec{h}(\vec{r}, t)$ no limite magnetostático. Como neste limite, $\nabla \times \vec{h}(\vec{r}, t) = 0$, pode-se escrever

$$\vec{h}(\vec{r}, t) = \nabla\psi(\vec{r})e^{-i\omega t}. \quad (1.37)$$

Onde $\psi(\vec{r})e^{-i\omega t}$ é o potencial escalar magnético.

Seguindo a notação de M.J. Hurben e C.E. Patton[104], as funções que representam os potenciais escalares dentro ($\psi^i(\vec{r})$) e fora ($\psi^e(\vec{r})$) do filme, respectivamente, são escritas como

$$\psi^i(\vec{r}) = e^{i(k\cos\phi x)} e^{i(k\sin\phi y)} Z^i(z), \quad (1.38)$$

$$\psi^e(\vec{r}) = e^{i(k\cos\phi x)} e^{i(k\sin\phi y)} Z^e(z). \quad (1.39)$$

Onde

$$Z^i(z) = a\sin(k_z^i z) + b\cos(k_z^i z), \text{ para } |z| < S/2; \quad (1.40)$$

$$Z^e(z) = ce^{-k_z^e z}, \text{ para } z > +S/2; \quad (1.41)$$

$$Z^e(z) = ce^{+k_z^e z}, \text{ para } z < -S/2. \quad (1.42)$$

Nas Eqs.(1.40)-(1.42), a , b e c são constantes, e k_z^e é a componente do vetor de onda perpendicular à superfície, a qual deve ser real e positiva para que os potenciais e campos decaiam exponencialmente com a distância z fora do filme. Quanto a esta componente dentro do filme, k_z^i , ela pode ser tanto real quanto imaginária. No caso de k_z^i ser real, as soluções para $Z^i(z)$ dentro do filme, correspondem a funções harmônicas, o que caracterizam os modos como sendo **modos de volume**. De outra forma, caso k_z^i seja imaginária, as soluções são funções que decaem exponencialmente nos limites do filme, caracterizando os modos como sendo **modos de superfície**. Resolvendo-se as equações para o $\nabla \cdot \vec{b}$, e após alguma álgebra, pode-se chegar a seguinte equação para k_z^i :

$$k_z^i = \sqrt{-\frac{1 + \zeta \sin^2\phi}{1 + \zeta}} k. \quad (1.43)$$

A partir dos potenciais escalares magnéticos, os campos podem ser obtidos. Em seguida, usa-se as condições de contorno apropriadas para se obter as relações de dispersão,

como descrito anteriormente na obtenção da Eq.(1.30). Realizando este procedimento, uma forma analítica relativamente simples para a **relação de dispersão dos modos que se propagam na direção ϕ** pode ser obtida. Como resultado disto, tem-se que

$$(1 + \zeta)^2 \left(-\frac{1 + \zeta \operatorname{sen}^2 \phi}{1 + \zeta} \right) + \nu^2 \operatorname{sen}^2 \phi - 1 - 2(1 + \zeta) \sqrt{-\frac{1 + \zeta \operatorname{sen}^2 \phi}{1 + \zeta}} \cot(k_z^i S) = 0. \quad (1.44)$$

A Fig. 1.13, mostra um gráfico dos dois limites da banda de volume, Ω_A e Ω_B , e a correspondente banda de volume como função do ângulo de propagação, ϕ . As curvas foram obtidas para um filme ferromagnético de “yttrium garnet” (YIG), com $H_0 = 1$ kOe e $4\pi M_s = 1.75$ kG. Ω_B tem valor fixo em 0.947, enquanto que Ω_A começa em $\Omega_H = 0.571$, para $\phi = 0$, e cresce em magnitude até encontrar-se com Ω_B , em $\phi = 90^\circ$. A Fig. 1.13 também mostra uma terceira curva, denominada de Ω_S , que começa no topo da banda de volume, em $\phi = \phi_C \approx 37^\circ$. O espaço entre Ω_B e Ω_S , corresponde a área delimitada pelo modo de superfície (Ω_S). O ângulo ϕ_C da propagação, no qual o modo de superfície inicia, é denominado de ângulo crítico.

Um resultado importante da análise original de DE, é a presença de um modo propagante não-recíproco com características de modo de superfície. No contexto acima, os modos são considerados de superfície, caso o parâmetro k_z^i , dado pela Eq.(1.43), seja imaginário. Como no caso dos modos de volume, os modos de superfície podem ser equacionados, e estas equações podem ser resolvidas numericamente. O limite superior de frequência, em $\phi = 90^\circ$, é comumente chamado de *frequência dos modos de superfície de Damon-Eshbach*, Ω_S , e esta é dada por

$$\Omega_S = \Omega_H + \frac{1}{2}. \quad (1.45)$$

Para o caso especial de uma propagação perpendicular ao campo H_0 , isto é, com $\phi = 90^\circ$, a dispersão dos modos de superfície tem a forma

$$\Omega^2 = \Omega_B^2 + \frac{1}{2 + 2\operatorname{coth}(\zeta_z^i S)}. \quad (1.46)$$

Onde,

$$\zeta_z^i = -i \sqrt{\frac{1 + \zeta \operatorname{sen}^2 \phi}{1 + \zeta}} k. \quad (1.47)$$

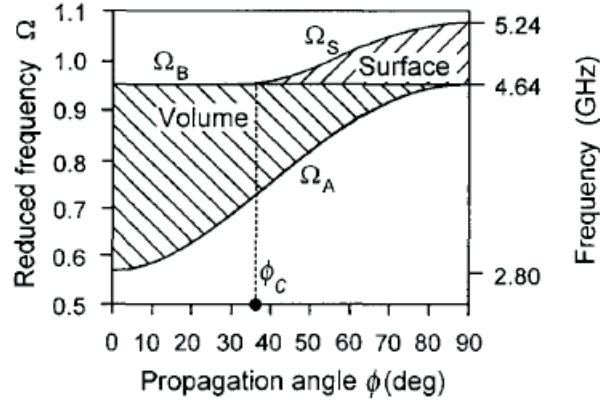


Figura 1.13: Fig. 2 da referência [104], mostrando os modos de superfície e de volume como função do ângulo de propagação, ϕ , num ferromagneto. Os parâmetros do material são os de um filme de “yttrium garnet”, com $H_0 = 1$ kOe e $4\pi M_s = 1.75$ kG. As curvas Ω_A e Ω_B , mostram os limites inferior e superior da banda de volume, respectivamente. A curva Ω_S mostra o topo da região limitada pelo modo de superfície, a qual começa no topo da banda de volume no ângulo crítico, ϕ_C . As frequências estão em GHz.

A Fig. 1.14 mostra, esquematicamente, a natureza não-recíproca da propagação, através da curva do potencial escalar como função da distância perpendicular, y , para o sistema da Fig. 1.13. Nela, podemos observar que o modo está localizado na superfície inferior do filme se a propagação é na direção de $+y$. No caso da propagação ser na direção de $-y$, a localização do modo é na superfície de cima do filme.

No caso dos filmes AF, o primeiro estudo de ondas de “spins” no limite de grandes comprimentos de onda, surgiu com o trabalho de R.E. Camley[110]. Neste trabalho, Camley define a geometria como segue. O plano xz é a superfície do antiferromagneto, o qual é considerado como um objeto semi-infinito. As magnetizações das sub-redes são denominadas de \vec{M}_1 e \vec{M}_2 , as quais são orientadas (no equilíbrio) nos sentidos de $+z$ e $-z$, respectivamente, e são paralelas à superfície. O eixo y aponta perpendicularmente à superfície.

As considerações teóricas são relativamente simples: O antiferromagneto tem

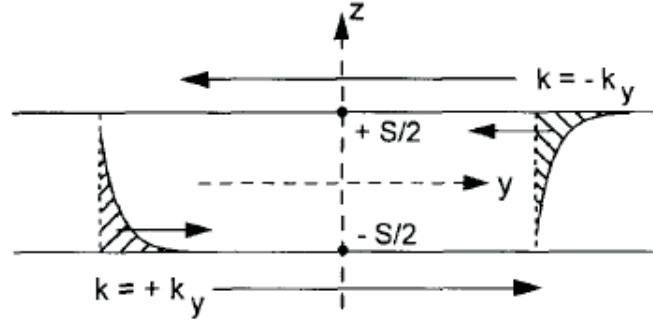


Figura 1.14: Fig. 7 da referência [104], mostrando o potencial escalar, $Z(z)$, como função da distância y , no caso de uma propagação perpendicular ao campo aplicado, para o mesmo sistema da Fig. 1.13. Para uma propagação no sentido positivo de y , o modo está localizado na superfície inferior do filme, em $z = -S/2$. Para uma propagação no sentido negativo de y , o modo está localizado na outra superfície, em $z = S/2$.

anisotropia uniaxial, e o campo efetivo agindo na sub-rede 1 é dado por

$$\vec{H}_1 = H_0 \hat{z} + \vec{H}_{e1} + H_a \hat{z} + \vec{h}_d + \vec{H}_{L1}. \quad (1.48)$$

Onde H_0 é o campo aplicado na direção z . \vec{H}_{e1} é o campo de troca efetivo que age na sub-rede 1. Na aproximação de campo médio: $\vec{H}_{e1} = -\lambda \vec{M}_2$, onde λ é a constante de troca; H_a é o campo de anisotropia uniaxial, e \vec{h}_d é o campo desmagnetizante causado pelo movimento dos momentos magnéticos. Finalmente, $\vec{H}_{L1} = \frac{4}{3}\pi \vec{M}_2$ é o campo de Lorentz[113] da sub-rede 2 que age na sub-rede 1. Análogamente, o campo efetivo na sub-rede 2 é dado por

$$\vec{H}_2 = H_0 \hat{z} + \vec{H}_{e2} - H_a \hat{z} + \vec{h}_d + \vec{H}_{L2}. \quad (1.49)$$

Usando as Eqs.(1.48) e (1.49), as equações de movimento tornam-se

$$\frac{d}{dt} \vec{M}_{1,2}(\vec{x}, t) = \gamma \vec{M}_{1,2}(\vec{x}, t) \times \vec{H}_{1,2}(\vec{x}, t), \quad (1.50)$$

onde γ é o raio giromagnético.

Adicionalmente, as equações de Maxwell na forma magnetostática devem ser satis-

feitas, ou seja,

$$\nabla \cdot \left\{ \vec{h}_d(\vec{x}, t) + 4\pi[\vec{M}_1(\vec{x}, t) + \vec{M}_2(\vec{x}, t)] \right\} = 0, \quad (1.51)$$

$$\nabla \times \vec{h}_d(\vec{x}, t) = 0. \quad (1.52)$$

Para os modos de volume, as soluções para \vec{h}_d , \vec{M}_1 e \vec{M}_2 são proporcionais a $\exp[i\vec{k} \cdot \vec{x} - i\omega_B t]$, onde \vec{k} é o vetor de onda da propagação, e ω_B é a frequência dos modos. Assim sendo, a relação de dispersão obtida para a propagação numa direção arbitrária, φ , com respeito à direção z , é dada por

$$\begin{aligned} \frac{\omega_B^2}{\gamma^2 H_a} &= 2H_{ex} + \frac{H_0^2}{H_a} + 4\pi M \text{sen}^2 \varphi \pm \\ &2 \left[\frac{(2H_{ex} + H_a)H_0^2}{H_a} + \frac{4\pi M H_0^2 \text{sen}^2 \varphi}{H_a} + 4\pi^2 M^2 \text{sen}^4 \varphi \right]^{1/2}. \end{aligned} \quad (1.53)$$

Onde φ é o ângulo entre \vec{k} e a direção z , e $M = |M_{1z}| = |M_{2z}|$.

Da Eq.(1.53), pode-se deduzir algumas conclusões importantes: no limite de longos comprimentos de onda, a frequência dos modos de volume num AF semi-infinito depende da direção, e não da magnitude do vetor de onda da propagação. Pode-se observar ainda que, na presença de um campo H_0 , existem pelo menos duas frequências para uma dada direção de propagação. Além disso, fazendo $M = 0$, o que corresponde a desprezar os campos dipolares, a Eq.(1.53) se reduz à relação usual para a ressonância antiferromagnética.

Para os modos de superfície em antiferromagnetos semi-infinitos, as soluções para os campos são da forma $\exp[i\vec{Q}_{||} \cdot \vec{x}_{||} - \alpha y - i\omega_S t]$. Onde, $\vec{Q}_{||} = Q_x \hat{x} + Q_z \hat{z}$ é o vetor de onda paralelo à superfície $\vec{x}_{||} = x\hat{x} + z\hat{z}$, α determina o decaimento da amplitude da onda quando a mesma penetra no interior do material, e ω_S é a frequência do modo de superfície. Fora do cristal, existe um campo magnético devido ao movimento dos “spins” internos. Assim, as condições de contorno devem conectar os campos dentro e fora do material; as componentes perpendiculares de \vec{B} e tangenciais de \vec{h}_d , devem ser contínuas na superfície. Das equações de movimento pode-se determinar então, o parâmetro de decaimento α como função de $\vec{Q}_{||}$ e ω_S , e assim usar as condições de contorno para obter a relação de dispersão para as frequências dos modos de superfície. Camley determinou, numericamente, o caso

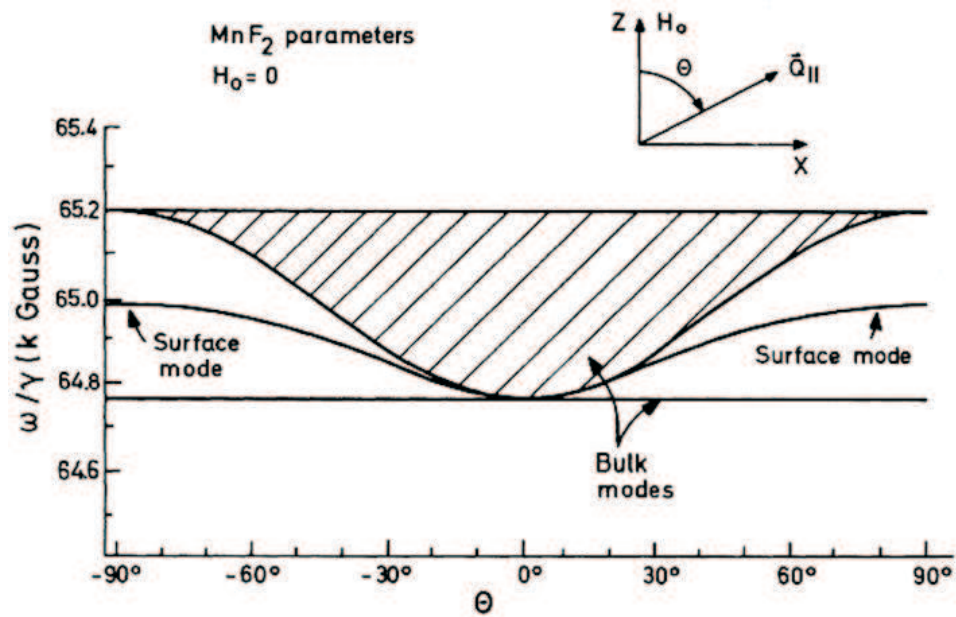


Figura 1.15: Fig. 1 da referência [110], mostrando as ondas de “spins” de superfície e de volume num antiferromagneto semi-infinito, como função do ângulo entre o vetor de onda paralelo à superfície, $\vec{Q}_{||}$, e a direção z . O campo aplicado é nulo, e os parâmetros utilizados foram os do MnF_2 ($H_{ex} = 550$ kG, $H_a = 3.8$ kG e $M = 600$ G).

geral de \vec{Q}_{\parallel} se propagando numa direção arbitrária, incluindo um campo dc externo aplicado no sistema[110]. Entretanto, alguns resultados analíticos podem ser obtidos em casos limites.

(1) Na ausência de campo aplicado:

$$\frac{\omega_S^2}{\gamma^2 H_a} = 2H_{ex} + H_a + \frac{8\pi M \sin^2 \theta}{1 + \sin^2 \theta}. \quad (1.54)$$

Onde θ é o ângulo entre \vec{Q}_{\parallel} e a direção z ; θ é positivo quando medido no sentido horário, como mostrado na Fig. 1.15, a qual mostra conjuntamente os modos de superfície e de volume, da frequência como função do ângulo θ . Da Eq.(1.54), podemos notar que a frequência é dependente apenas da direção de \vec{Q}_{\parallel} , e não de sua magnitude².

Na Fig. 1.15, vemos duas regiões de modos de volume e, entre elas, um modo de superfície. A região superior dos modos de volume aparece como uma banda espessa. Para ondas de volume, a componente perpendicular do vetor de onda pode assumir qualquer valor, e assim, pode ter uma variedade de valores de φ e de frequências.

(2) Propagação perpendicular ao campo aplicado:

Neste caso, a frequência dos modos de superfície é dada por

$$\frac{\omega_S}{|\gamma|} = H_0 \frac{Q_x}{|Q_x|} + [H_a(2H_{ex} + H_a + 4\pi M)]^{1/2}. \quad (1.55)$$

De onde podemos concluir, que as ondas propagando-se na direção de $+x$ têm frequência diferentes daquelas que se propagam em $-x$. Sendo este comportamento não-recíproco, semelhante ao que aparece nos modos de Damon e Eshbach[105] em ferromagnetos, no caso de uma propagação perpendicular ao campo, onde não há modos propagantes na direção de $-x$ (ver Fig. 1.14).

(3) Propagação com campo aplicado:

A Fig. 1.16, mostra os resultados dos modos de volume e superfície para um caso mais geral do que aquele da Fig. 1.15, obtidos da Eq.(1.53). Nela, o sistema está submetido a um campo de 200 G na direção z (conforme inserção da Fig. 1.16). Com uma comparação

²É importante ressaltar neste ponto que, quatro anos mais tarde, num trabalho de 1984[111], Camley mostrou que a frequência dos modos magnetostáticos em filmes AF finos e finitos pode depender também do módulo do vetor de onda paralelo à superfície.

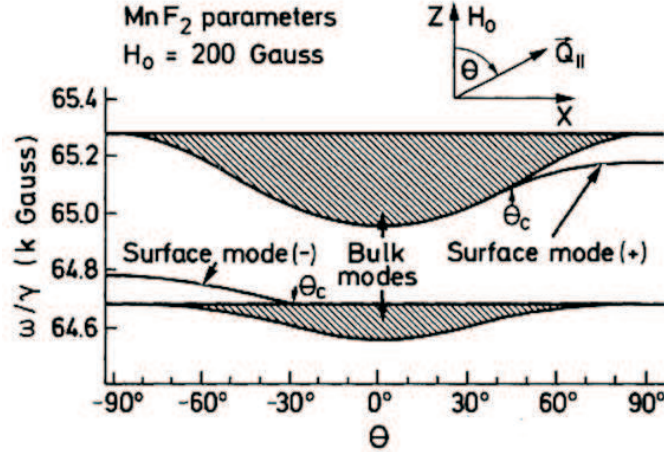


Figura 1.16: Fig. 2 da referência [110], mostrando as ondas de “spins” de superfície e de volume de um antiferromagneto semi-infinito, como função do ângulo entre o vetor de onda paralelo à superfície, $\vec{Q}_{||}$, e do ângulo entre este vetor e a direção z . O campo aplicado é igual a 200 G, e os parâmetros utilizados foram os do MnF_2 ($H_{ex} = 550$ kG, $H_a = 3.8$ kG e $M = 600$ G), assim como no resultado da Fig.1.15.

entre os resultados mostrados nas Figs. 1.15 e 1.16, podemos observar que, na presença do campo, o modo de superfície que antes era um só, é agora dividido, de forma que a propagação para θ positivo não é mais equivalente àquela para θ negativo. Estes modos de superfície não se propagam em todas as direções. Existem ângulos críticos, θ_c , onde os modos de superfície interceptam as regiões de modos de volume. Assim, para ondas de “spins” de superfície em antiferromagnetos semi-infinitos existem dois ângulos críticos, enquanto que, nos modos de Damon e Eshbach[105] em ferromagnetos, há apenas um, uma vez que apenas o modo para θ positivo é permitido.

A Fig. 1.17, mostra o comportamento dos ângulos críticos como função do campo aplicado, obtidos por Camley[110]. Podemos observar que, o aumento do campo magnético faz aumentar também o valor do ângulo crítico, seja para ângulos positivos ou negativos, isto é, o comportamento dos modos de superfície + e - da Fig. 1.16, não variam com H_0 seguindo uma mesma curva. No entanto, para campos elevados, os ângulos críticos nos dois casos se aproximam de $\theta = 90^\circ$.

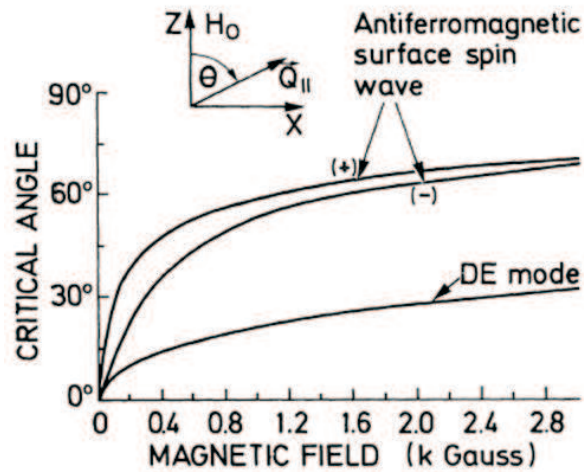


Figura 1.17: Fig. 3 da referência [110]. Gráfico dos ângulos críticos versus o campo aplicado. Também estão incluídos os ângulos críticos para os modos de Damon e Eshbach[105] para propagações onde $\theta > 0$, num ferromagneto com M_s igual à magnetização de uma sub-rede do MnF_2 .

1.3.3 Excitações em filmes ultrafinos

A teoria magnetostática fornece bons resultados para sistemas infinitos, semi-infinitos e aqueles de espessuras reduzidas (algumas centenas de camadas atômicas), mas que podem ainda serem tratados como meios contínuos. Neles, as permeabilidades dos filmes são as mesmas dos materiais na forma usual de volume, onde os efeitos de superfície podem ser desprezados sem maiores conseqüências na consistência dos resultados. Em geral, isso nem sempre aparece como uma boa aproximação, principalmente quando os sistemas tratados são finitos e possuem uma relação superfície/volume pequena.

Na seção anterior, exploramos alguns aspectos das excitações no limite de grandes comprimentos de onda em filmes magnéticos, sem a preocupação dos efeitos de quebra de simetria. Agora, discutiremos alguns aspectos da redução na espessura destes objetos nos modos de superfície e de volume. Apresentamos uma discussão dos sistemas de filmes ultrafinos (de 2 a 100 camadas atômicas), onde o tratamento de meio contínuo não produz resultados consistentes, e os sistemas são sempre tratados como elementos discretos.

Para descrever cada camada i do meio magnético de forma discreta, pode-se escrever uma densidade de energia local apropriada[114]-[118]. Esquemáticamente, temos

$$E(i) = E_{anisotropia} + E_{dipolar} + E_{exchange} + E_{Zeeman}. \quad (1.56)$$

O campo efetivo que age em cada camada pode ser encontrado pela definição usual:

$$\vec{H}_{ef}(i) = -\frac{\partial E(i)}{\partial \vec{M}(i)}. \quad (1.57)$$

E a equação de movimento para a magnetização da camada i , pode então ser escrita como

$$\frac{d\vec{M}(i)}{dt} = -\gamma[\vec{M}(i) \times \vec{H}_{ef}(i)]. \quad (1.58)$$

O procedimento acima, deve ser realizado para cada camada individualmente. Isto permite uma grande flexibilidade na descrição fenomenológica do sistema. Pode-se incluir facilmente uma anisotropia de superfície, ou campos de troca que agem nas camadas mais externas quando for conveniente. Pode-se ainda, incluir uma magnetização que varia em módulo ou direção, de camada a camada.

Os modos normais do sistema podem ser determinados de forma usual. Para isso, podemos assumir que todos os termos flutuantes tenham uma dependência de $\exp(-i\omega t)$. O que se obtém com isso, é um conjunto de equações de movimento acopladas, as quais podem ser linearizadas e colocadas numa forma de equação de autovalores como segue.

$$\begin{pmatrix} M_{11} - i\omega & M_{12} & M_{13} & \dots & M_{1p} \\ M_{21} & M_{22} - i\omega & M_{23} & \dots & M_{2p} \\ \cdot & \cdot & \cdot & \dots & \cdot \\ M_{p1} & M_{p2} & \cdot & \dots & M_{pp} - i\omega \end{pmatrix} \begin{pmatrix} m_x(1) \\ m_y(1) \\ \cdot \\ m_x(N) \\ m_y(N) \end{pmatrix} = 0. \quad (1.59)$$

Onde N é o número total de camadas magnéticas, e $p = 2N$. Para o caso geral, com a direção da magnetização oscilante podendo variar de camada a camada, deve-se incluir as componentes x, y e z da mesma, de forma que $p = 3N$.

A Eq.(1.59) pode ser resolvida numericamente, e o método apresentado acima, pode ser utilizado para uma vasta gama de sistemas, sendo necessário no entanto, determinar a configuração de equilíbrio para cada caso. Particularmente, o método é bastante confiável para os casos em que as magnetizações de cada camada não possuem grandes desvios em relação à posição de equilíbrio.

As referências [111] e [112], trazem alguns resultados do cálculo de ondas de “spins” em materiais AF de espessuras reduzidas, utilizando um formalismo semelhante ao discutido acima. A Fig. 1.18, mostra o comportamento das frequências dos modos de superfície e de volume para filmes finos de MnF_2 , obtidos por R.L. Stamps e R.E. Camley na referência [111]. O resultado da esquerda ($Q_{||}d = 8$) é para um filme mais espesso do que o resultado da direita ($Q_{||}d = 2$). Para estes resultados, o campo de anisotropia, a magnetização de saturação de cada sub-rede e o campo aplicado, são paralelos às superfícies dos filmes, as quais estão no plano xz . $Q_{||}$ é a componente do vetor de onda paralela ao plano xz , d mede a espessura do filme, e θ é o ângulo entre $Q_{||}$ e a direção de anisotropia uniaxial do material, a qual está na direção z . Esta também é a direção adotada para o campo externo H_0 .

É importante observar nos resultados da Fig. 1.18, que a região dos modos de volume fica menor com a diminuição da espessura do filme, o que também reflete nos valores dos modos de superfície. Adicionalmente, para cada gráfico, podemos notar dois ramos de modos de superfície, diferentemente do caso da Fig. 1.15. Isso porque, o sistema agora possui duas destas regiões, enquanto que no caso do sistema da Fig. 1.15, havia apenas uma superfície, pois o antiferromagneto era semi-infinito.

Na Fig. 1.19, retirada da referência [111], podemos ver as consequências da aplicação de um campo estático de 200 G nos modos do sistema da Fig. 1.18. O efeito mais significativo da aplicação do campo, é a transformação do modo de volume logo abaixo da curva d na Fig. 1.18, numa região de frequências com certa espessura - Os autores concluíram, que a espessura desta região depende da magnitude do campo. Também podemos notar, que os modos de superfície superiores em frequência, ficam limitados a regiões menores, com ângulos críticos maiores do que antes. Podemos observar ainda, o surgimento de novos

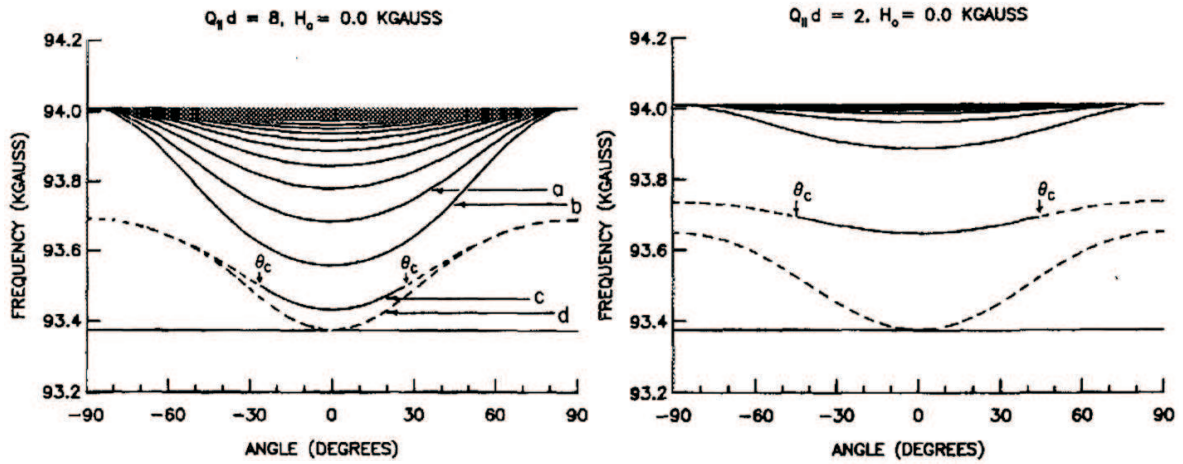


Figura 1.18: Figs. 2 e 3 da referência [111], mostrando as frequências dos modos de superfície (linhas tracejadas) e de volume (linhas sólidas) como função do ângulo de propagação (θ) de $Q_{||}$ com a direção z . Os resultados são para um filme fino de MnF_2 , com espessuras dadas por $Q_{||}d = 8$ e $Q_{||}d = 2$, da direita para a esquerda, respectivamente. Os modos de superfície mais acima, mudam para modos de volume em ângulos críticos denominados de θ_c .

ângulos críticos (θ'_c), devido à separação dos modos de superfície inferiores ocorrer, por causa da nova região de modos de volume.

Os resultados mostrados nesta seção, os quais constituem uma revisão dos principais resultados encontrados na literatura, serviram de base para nosso estudo dos meios magnéticos finitos no limite de grandes comprimentos de onda. No entanto, para um tratamento mais geral, faz-se necessário a investigação destes sistemas incluindo-se os efeitos de retardamento, onde o rotacional do campo \vec{H} não pode mais ser tomado como sendo igual a zero. Na seção a seguir, discutimos alguns aspectos fundamentais do estudo dos modos, considerando estes efeitos.

1.3.4 Excitações magnéticas no limite retardado

A interação dos campos elétrico e magnético de uma radiação que se propaga num meio material, podem excitar os graus de liberdade do meio. Um exemplo disso, é o que pode

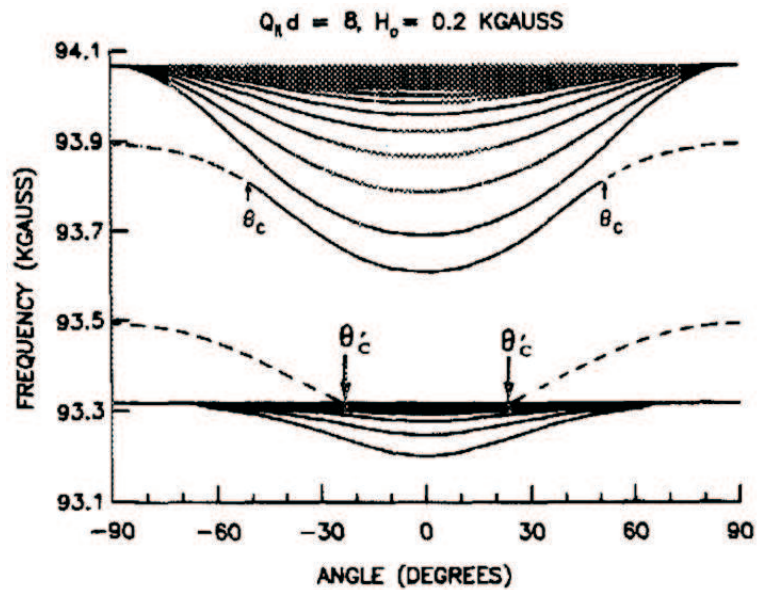


Figura 1.19: Fig. 4 da referência [111], mostrando as frequências dos modos de superfície e de volume num filme fino de MnF_2 , com espessura de $Q_{||}d = 8$, como função do ângulo de propagação (θ) de $Q_{||}$ com a direção z . O campo aplicado é de 200 G.

ocorrer quando as ondas de “spins” e uma onda eletromagnética se propagam num meio magnético. Como consequência da interação radiação-meio, podemos citar: as modificações da constante dielétrica e da suscetibilidade magnética do material. Somando-se a isto, a velocidade de fase da onda no material pode diferir da velocidade da luz no vácuo[127]. As regiões de frequências em que, tanto a suscetibilidade magnética quanto a suscetibilidade elétrica do material, possuem forte dependência com a frequência são de grande interesse físico pois, nesta região espectral, é possível se obter informações sobre os graus de liberdade internos do material com estudos da propagação eletromagnética e de algum tipo de espalhamento.

Ondas eletromagnéticas acopladas às excitações elementares de um material, são denominadas de *poláritons*. Estas excitações elementares podem ser, por exemplo, fônons (excitações mecânicas de átomos ou íons de uma rede cristalina), plásmos (excitações coletivas de elétrons atômicos) ou mágnons (excitações coletivas dos “spins” eletrônicos numa rede

crystalina). Em filmes finos, tanto os poláritons de volume quanto os de superfície podem ser encontrados.

O estudo da propagação de uma onda eletromagnética num meio material tem como base as equações de Maxwell, dadas por

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{B}}{\partial t}, \quad (1.60)$$

$$\nabla \times \vec{H} = \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}. \quad (1.61)$$

Onde os campos \vec{B} e \vec{D} obedecem às relações abaixo, considerando que \vec{k} é o vetor da onda e ω é a frequência de oscilação da mesma.

$$B_\alpha = \sum_{\beta} \mu_{\alpha\beta}(\vec{k}, \omega) H_\beta, \quad (1.62)$$

$$D_\alpha = \sum_{\beta} \epsilon_{\alpha\beta}(\vec{k}, \omega) E_\beta. \quad (1.63)$$

Nestas equações, $\mu_{\alpha\beta}(\vec{k}, \omega)$ e $\epsilon_{\alpha\beta}(\vec{k}, \omega)$ são os elementos do tensor permeabilidade magnética e do tensor dielétrico do meio (constante dielétrica), respectivamente. Em geral, estes tensores são anisotrópicos e dependem da frequência ω .

Cálculos de poláritons podem ser encontrados na literatura para diferentes sistemas. Na referência [127], os autores trazem uma excelente discussão sobre o tema, e desenvolvem estes cálculos tanto para sistemas simples, como um sólido isolante onde os tensores das Eqs.(1.62) e (1.63) são isotrópicos, quanto para sistemas mais complexos, como estruturas de sólidos diatômicos, como o *NaCl*. Somando-se a isto, a referência citada contém também o estudo dos poláritons em cristais magnéticos, particularmente, em materiais antiferromagnéticos (AF) e ferromagnéticos (F). Para os cristais magnéticos, a permeabilidade magnética varia significativamente com a frequência, especialmente para frequências próximas da ressonância do material. Nesta região de frequências, os poláritons contêm uma forte contribuição do movimento dos momentos magnéticos, e as curvas de dispersão dos sistemas magnéticos costumam exibir um comportamento análogo ao encontrado em estruturas constituídas de dielétricos isotrópicos.

Das Eqs.(1.60) e (1.61), considerando-se soluções tipo onda plana, tem-se que

$$\vec{k} \times [\vec{\mu}^{-1} \cdot (\vec{k} \times \vec{E})] + \frac{\omega^2}{c^2} \vec{\epsilon} \cdot \vec{E} = 0. \quad (1.64)$$

Ou ainda,

$$\vec{k} \times [\vec{\epsilon}^{-1} \cdot (\vec{k} \times \vec{H})] + \frac{\omega^2}{c^2} \vec{\mu} \cdot \vec{H} = 0. \quad (1.65)$$

A **relação de dispersão dos polárítons se propagando num cristal AF**, pode ser obtida da Eq.(1.65). Na referência [127], D.L. Mills e E. Burstein desenvolveram este cálculo, considerando inicialmente uma polarização TM (transversal magnética), onde o campo elétrico está contido no plano xz , e o campo magnético está na direção y . Eles consideraram que o material AF pode ser descrito através do modelo de sub-redes, onde os momentos magnéticos de uma camada apontam no sentido de $+z$, enquanto que os momentos da outra camada apontam para $-z$. Conseqüentemente, na configuração de equilíbrio sem campo aplicado, ou para campos suficientemente pequenos, os momentos realizam pequenas oscilações no plano xy em torno da direção z . O resultado obtido pelos autores em questão para este caso particular foi

$$\frac{c^2 k^2}{\omega^2} = \epsilon_0 \left(1 + \frac{\Omega_s^2}{\Omega_0^2 - \omega^2} \right). \quad (1.66)$$

Para chegar na Eq.(1.66), os autores assumiram que a constante dielétrica do material, ϵ_0 , é isotrópica e independente da frequência. Adicionalmente, eles fizeram

$$\Omega_0 = \gamma(2H_E H_A + H_A^2)^{1/2}, \quad (1.67)$$

$$\Omega_s = \gamma(8\pi H_A M_s)^{1/2}. \quad (1.68)$$

Onde γ , H_E , H_A e M_s são, respectivamente, o fator giromagnético, os campos de troca e de anisotropia, e a magnetização de saturação do antiferromagneto.

Para a polarização TE (transversal elétrica), com o campo elétrico normal ao plano xz , a relação de dispersão obtida foi um pouco mais complexa:

$$\frac{c^2 k^2}{\omega^2} = \epsilon_0 \frac{\Omega_0^2 + \Omega_s^2 - \omega^2}{\Omega_0^2 + \Omega_s^2 \text{sen}^2 \theta - \omega^2}. \quad (1.69)$$

Onde θ é o ângulo entre o vetor de onda e o eixo z , de forma que

$$k_x = k \cdot \text{sen}\theta, \quad (1.70)$$

$$k_z = k \cdot \text{cos}\theta. \quad (1.71)$$

Para um ferromagneto simples (sem anisotropia), e considerando uma propagação paralela à direção do campo H_0 (e também da magnetização), Mills e Burstein[127] obtiveram a seguinte relação de dispersão:

$$\frac{c^2 k^2}{\omega^2} = \epsilon_0 \left(1 + \frac{4\pi\gamma M_s}{\gamma H_0 - \omega} \right). \quad (1.72)$$

Em relação aos **sistemas magnéticos empilhados**, o cálculo dos poláritons foi desenvolvido pioneiramente em 1987, por Barnás[122]. Os sistemas escolhidos, foram as super-redes constituídas de materiais magnéticos e não magnéticos alternados. Neste mesmo ano, Raj e Tilley[123] obtiveram expressões analíticas para os poláritons magnéticos em super-redes da mesma natureza, considerando a configuração de Voigt, onde o plano de propagação é normal à direção do campo magnético.

Como dito anteriormente, o cálculo dos poláritons pode ser realizado em qualquer sistema magnético, seja ele constituído de um único meio material ou de um conjunto de materiais empilhados. No entanto, é necessário para isso, conhecer a resposta dinâmica média do conjunto. Assim, o problema muitas vezes consiste na obtenção da permeabilidade do sistema estudado.

Uma forma de descrever os sistemas empilhados que tem se destacado na literatura como um procedimento relativamente simples, mas bastante elegante, é a utilização da **teoria de meio efetivo**, a qual foi aplicada inicialmente para dielétricos[124]. Esta teoria também foi utilizada com sucesso em super-redes magnéticas[123, 125].

Em se tratando de **meios efetivos**, o trabalho de Elmzughiy e Camley[131] ganha destaque. Nele, os autores obtiveram as relações de dispersão dos poláritons de superfície e de volume para estruturas magnéticas empilhadas de tamanho finito, as quais foram descritas como *filmes de meio efetivo*. Para isto, eles utilizaram o procedimento mostrado a seguir.

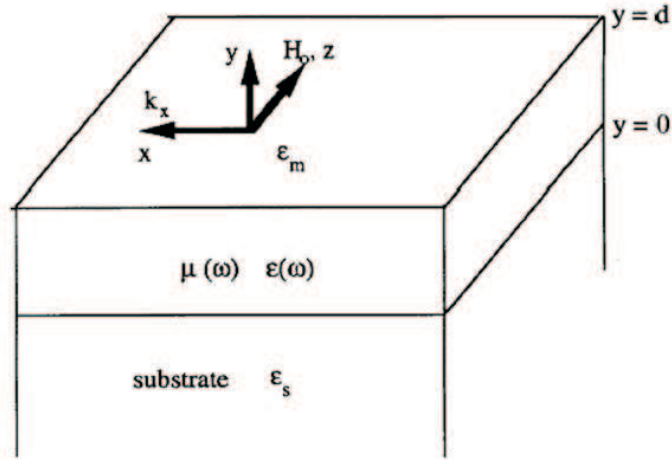


Figura 1.20: Fig. 1 da referência [131], mostrando a geometria do filme de meio efetivo para o cálculo dos poláritons. A origem do sistema de referência, é colocada na interface entre o filme e o substrato.

Para descrever fenomenologicamente o meio efetivo, Elmzughiy e Camley consideraram um filme localizado entre dois meios de constantes dielétricas ϵ_m e ϵ_s , este último atuando como substrato. Conforme mostra a Fig. 1.20, a geometria adotada foi a geometria de Voigt, com um campo externo dc (H_0) aplicado na direção z . As superfícies do filme de meio efetivo, estão no plano xz , em $y = 0$ e $y = d$, onde d é a espessura do mesmo.

O ponto chave da descrição adotada pelos autores em questão, foi considerar a magnetização estática no plano xz , de forma que o tensor permeabilidade pudesse ser o **tensor permeabilidade de meio efetivo** obtido nas referências [123, 125], e dado por

$$\bar{\mu}(\omega) = \begin{pmatrix} \mu_1 & -i\mu_T & 0 \\ +i\mu_T & \mu_1 & 0 \\ 0 & 0 & \mu_3 \end{pmatrix}, \quad (1.73)$$

com

$$\mu_1 = f_a\mu_1^a + f_b\mu_1^b - f_a f_b (\mu_2^a - \mu_2^b)^2 / (f_b\mu_1^a + f_a\mu_1^b), \quad (1.74)$$

$$\mu_2 = \mu_1^a \mu_1^b / (f_b\mu_1^a + f_a\mu_1^b), \quad (1.75)$$

$$\mu_3 = f_a \mu_3^a + f_b \mu_3^b, \quad (1.76)$$

$$\mu_T = (f_a \mu_2^a \mu_1^b + f_b \mu_1^a \mu_2^b) / (f_b \mu_1^a + f_a \mu_1^b). \quad (1.77)$$

Onde $f_a(f_b)$ é a fração do volume ocupada pela camada $a(b)$ em relação ao volume total da célula unitária do material. Cada camada $\alpha(= a \text{ ou } b)$ é caracterizada por uma constante dielétrica ε_α , e um tensor permeabilidade magnética $\mu^\alpha(\omega)$, dado por[155, 156]

$$\mu^\alpha(\omega) = \begin{pmatrix} \mu_1^\alpha & -i\mu_2^\alpha & 0 \\ +i\mu_2^\alpha & \mu_1^\alpha & 0 \\ 0 & 0 & \mu_3^\alpha \end{pmatrix}, \quad (1.78)$$

Adicionalmente, Elzughiy e Camley consideraram que o tensor dielétrico do meio efetivo, tem propriedades de um meio uniaxial convencional[157] com os valores: $\varepsilon_{||}$ para ε_{xx} e ε_{zz} , e ε_{\perp} para ε_{yy} , onde

$$\varepsilon_{\perp} = f_a \varepsilon_a + f_b \varepsilon_b, \quad (1.79)$$

$$\varepsilon_{||} = \varepsilon_a \varepsilon_b / (f_b \varepsilon_a + f_a \varepsilon_b). \quad (1.80)$$

Para obter a relação de dispersão, os autores seguiram o procedimento padrão, partindo das equações de Maxwell. Primeiro, eles eliminaram o campo elétrico das Eqs.(1.60) e (1.61), obtendo com isso:

$$\vec{k} \times \bar{\varepsilon}^{-1} \cdot (k \times \vec{H}) + q_0^2 \bar{\mu}(\omega) \cdot \vec{H} = 0. \quad (1.81)$$

Onde $q_0^2 = \omega/c$ é o número de onda no vácuo.

Em seguida, eles assumiram uma dependência espacial e temporal de \vec{H} na forma $\exp(i\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t)$. Assim, a Eq.(1.81) torna-se um conjunto de três equações lineares e homogêneas, satisfeitas pelo campo magnético no filme de meio efetivo. O mesmo conjunto de três equações também fornece soluções válidas nos meios de constantes dielétricas ε_m e ε_s , bastando para isto que se faça $\bar{\mu}(\omega) \rightarrow 1$ e $\bar{\varepsilon} \rightarrow \varepsilon_m$ ou ε_s .

Em relação à polarização dos campos, é interessante notar que a polarização TE, com \vec{E} na direção z e \vec{H} no plano xy , é a mais apropriada para a geometria adotada,

pois as oscilações dos momentos magnéticos são no mesmo plano de \vec{H} . Assim sendo, a partir da solução não-trivial do sistema de equações mencionado acima, Elmzughiy e Camley obtiveram

$$-k_y^2 = \beta^2 = (\mu_1/\mu_2)k_x^2 - q_0^2\varepsilon_\perp\mu_V, \text{ no filme;} \quad (1.82)$$

$$-k_y^2 = \beta_i^2 = k_x^2 - q_0^2\varepsilon_i, \quad i = m \text{ ou } s, \text{ fora do filme.} \quad (1.83)$$

Onde $\mu_V = (\mu_1\mu_2 - \mu_T^2)/\mu_2$ é a **Permeabilidade de Voigt**.

Para derivar a relação de dispersão dos polárítos, com uma polarização TE dos campos na configuração de Voigt, os autores escreveram o campo elétrico nos diferentes meios como

$$\vec{E} = E_{mz}e^{-\beta_my}e^{i(k_xx-\omega t)}\hat{z}, \quad y > +d; \quad (1.84)$$

$$\vec{E} = [E_{az}e^{\beta_y} + E_{bz}e^{-\beta_y}]e^{i(k_xx-\omega t)}\hat{z}, \quad d > y > 0; \quad (1.85)$$

$$\vec{E} = E_{sz}e^{+\beta_sy}e^{i(k_xx-\omega t)}\hat{z}, \quad y < 0. \quad (1.86)$$

Usando a equação de Maxwell para o rotacional de \vec{E} [Eq.(1.60)], o campo magnético nas três regiões pôde ser determinado. Para obter excitações limitadas com a distância (não divergentes), foi considerado que β_m e β_s são ambos reais e positivos. O último passo seguido, foi usar as condições de contorno apropriadas para os campos em $y = 0$ e $y = d$. Mais precisamente, a tarefa realizada foi a de usar a continuidade das componentes tangenciais de \vec{H} e \vec{E} nas regiões de contorno do filme de meio efetivo. Este procedimento resultou na **relação de dispersão**:

$$[\beta_m\beta_s(\mu_1\mu_2 - \mu_T^2) - k_x\mu_T(\beta_s - \beta_m) + k^2] \operatorname{tgh}(\beta d) + \mu_2\beta(\beta_m + \beta_s) = 0. \quad (1.87)$$

Onde

$$k^2 = k_x^2 - \mu_2\varepsilon_\perp q_0^2. \quad (1.88)$$

A Eq.(1.87), foi resolvida numericamente para um sistema constituído por uma fração f_a de MnF_2 (que é um material antiferromagnético), seguindo a relação: $f_a < 1.0$. Isto significa, que uma fração f_b de material não-magnético foi acrescentada. Os resultados

da frequência como função do vetor de onda para diferentes valores de f_a são mostrados na Fig. 1.21.

Na Fig. 1.21(a), o sistema representado é um filme de MnF_2 puro, isto é, $f_a = 1.0$. Por questão de orientação, são mostrados pelas linhas tracejadas os limites da banda de volume de um antiferromagneto infinito com os mesmos parâmetros. É interessante notar que, devido a espessura do filme ser finita, os modos de volume são quantizados, o que pode ser visualizado na figura pelas linhas sólidas individualizadas, ou seja, não contínuas. Os modos de superfície nos centros das Figs. 1.21(a), existem numa região de frequências fora da região dos modos de volume. Em relação aos modos de superfície no topo da figura ($\omega/\omega_0 = 1.01$), os autores concluíram que os mesmos não são puramente de superfície, por possuírem características adicionais de modos de volume, visualizadas através da análise do comportamento dos campos com a distância. Nas Figs. 1.21(b)-(d), é mostrado o comportamento dos modos com a diminuição da fração f_a , onde ela vai de $f_a = 0.7$, na Fig. 1.21(b), até $f_a = 0.3$, na Fig. 1.21(d).

Como mostrado nas Figs. 1.21(a)-(d), os modos apresentam um comportamento recíproco, no sentido de que $\omega(+k_x) = \omega(-k_x)$, isto é, as frequências dos modos independem da direção de propagação. Contudo, a localização das ondas depende fortemente do sentido da propagação, como é mostrado na Fig. 1.22. Nos casos (a), (b) e (c) desta figura (modos de superfície), a localização dos modos depende do sinal de k_x , ou seja, invertendo-se o sentido da propagação, inverte-se também a localização dos modos. Na Fig. 1.22(d), podemos ver o comportamento típico de um modo de volume.

1.3.5 Excitações no estudo de sistemas F/AF acoplados

Até meados dos anos 90, a forma mais usual de estudar o acoplamento F/AF em diversas estruturas, era através de medidas de histerese magnética[89]. Um resultado experimental de 1996[90] e um trabalho teórico de 1997[91], sugeriram uma forma alternativa de investigar efeitos relacionados ao acoplamento de interface entre Co (Cobalto, que é ferromagnético) e CoO (Óxido de cobalto, que é antiferromagnético) em estruturas com potencial para serem

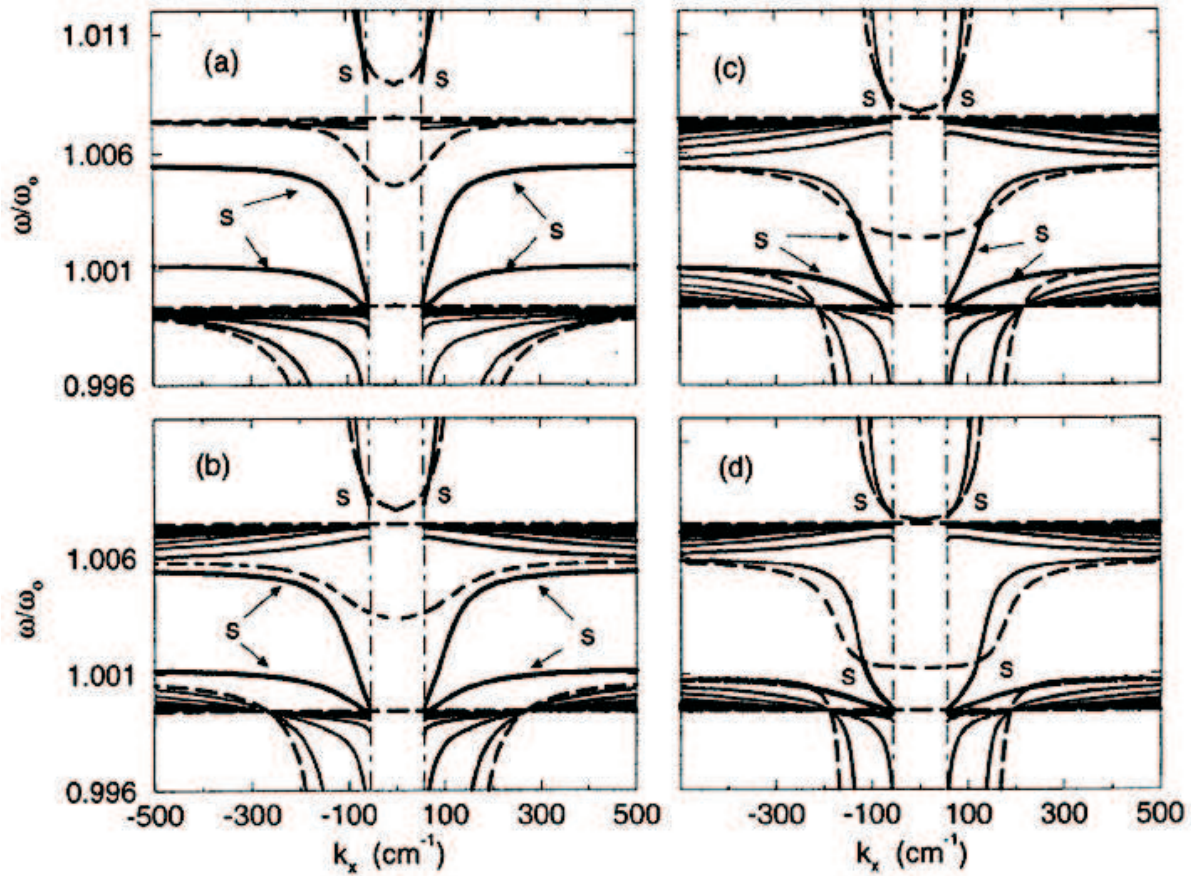


Figura 1.21: Fig. 2 da referência [131], mostrando as relações de dispersão para os poláritons magnéticos de um filme de meio efetivo no vácuo. As linhas tracejadas mais grossas mostram os limites das bandas de volume num meio efetivo infinito. As linhas tracejadas que estão, aproximadamente na vertical, são as linhas de luz no vácuo. (a) $f_a = 1.0$, corresponde a um filme de MnF_2 puro; (b) $f_a = 0.7$; (c) $f_a = 0.5$ e (d) $f_a = 0.3$. O campo aplicado é de 0.2 kG e a espessura do filme é de $200 \mu m$. Os modos de superfície são indicados pela letra S, e os modos de volume estão contidos dentro dos limites das bandas de volume.

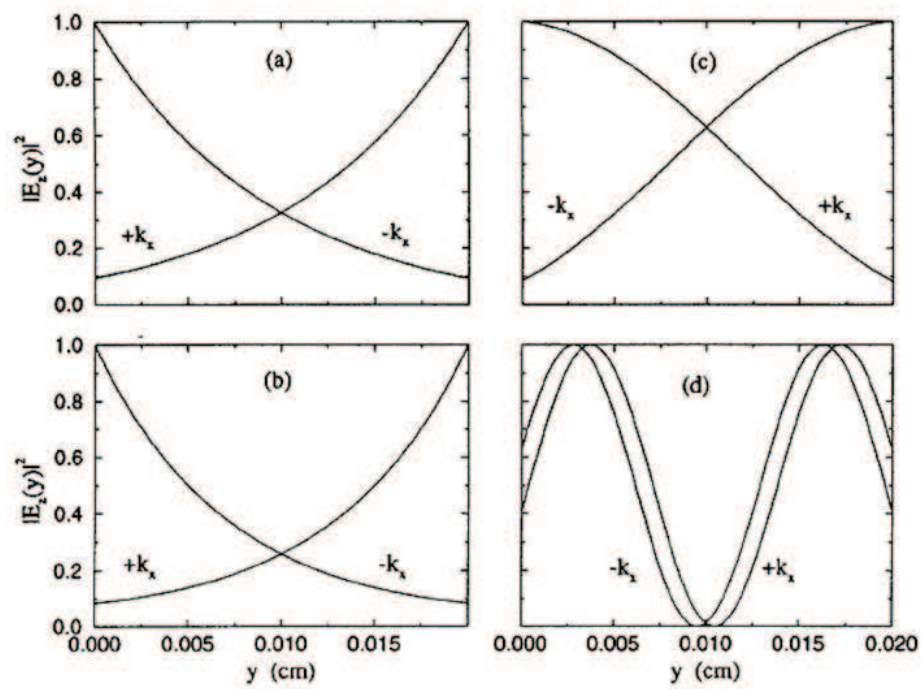


Figura 1.22: Fig. 3 da referência [131], mostrando o comportamento do campo elétrico para diferentes pontos da relação de dispersão da Fig. 1.21(c): (a) $k_x = 61 \text{ cm}^{-1}$ e $\omega/\omega_0 = 1.008216$; (b) $k_x = 113 \text{ cm}^{-1}$ e $\omega/\omega_0 = 1.002045$; (c) $k_x = 200 \text{ cm}^{-1}$ e $\omega/\omega_0 = 1.004817$; (d) $k_x = 89 \text{ cm}^{-1}$ e $\omega/\omega_0 = 0.9980063$.

usadas como válvulas de “spins”. Em geral, estes trabalhos apresentam modificações nos modos de longos comprimentos de onda associados ao ferromagneto, quando comparados com os modos de mesma natureza neste objeto sem a presença do material AF. Mais especificamente, foi observado um grande aumento na frequência dos modos de baixas frequências, associadas ao *Co*, quando a temperatura do sistema atinge valores abaixo da temperatura de Néel do *CoO*. Esses estudos mostram que o deslocamento das frequências pode estar associado a uma anisotropia efetiva na interface, a qual é introduzida pelo forte acoplamento entre o *Co* e o *CoO*. Dessa forma, as investigações sugeriram que as ondas de “spins” no *Co* deveriam incluir uma contribuição adicional de energia proveniente das anisotropias “sentidas” devido à existência do acoplamento com os momentos do *CoO*. Analogamente, esta teoria estendeu-se para outras estruturas com interfaces F/AF diferentes do sistema *Co/CoO*, com a justificativa de que não era a simples presença do material AF quem produzia as modificações nos modos, e sim o acoplamento na interface.

As referências [119, 120, 121], trazem exemplos do cálculo de ondas de “spins” em estruturas de bicamadas F/AF acopladas. A Fig. 1.23, mostra o caso particular das frequências dos modos fundamentais para um antiferromagneto acoplado a um ferromagneto. Os parâmetros do sistema, os quais estão contidos na referência [121], são os de uma bicamada de *Fe/FeF₂*. Em todos os resultados numéricos, os autores utilizam um filme de *Fe* com 20 camadas atômicas, e um de *FeF₂* com 30 camadas. Podemos observar no resultado da Fig. 1.23, que a inversão do campo aplicado para valores negativos reflete significativamente nas frequências dos modos, o que pode ser identificado no gráfico por um declínio abrupto do modo de mais baixa frequência. Isso evidencia, que a inversão dos momentos magnéticos do ferromagneto induz uma modificação no antiferromagneto, no sentido de tentar girá-lo na direção do campo, o que pode ser identificado no gráfico através da queda repentina das frequências para campos negativos.

A Fig. 1.24(a), mostra o modo de frequência mais baixa localizado no ferromagneto como função do campo aplicado, para o caso onde o ângulo (θ) entre o campo externo e a direção do eixo fácil do material AF é de 80° . A menor frequência no gráfico da Fig.

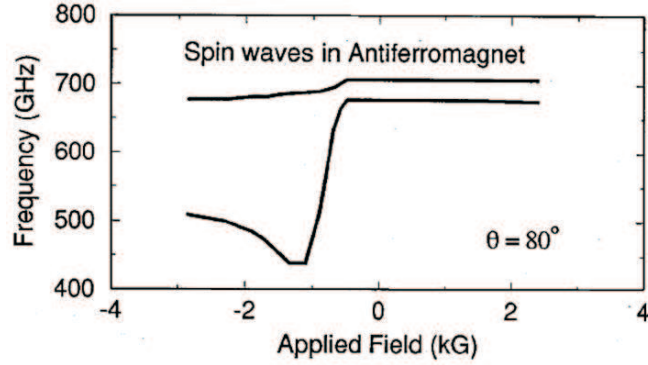


Figura 1.23: Fig. 3 da referência [121], mostrando as frequências dos dois modos fundamentais num antiferromagneto acoplado a um ferromagneto (20 F/ 30 AF), como função do campo aplicado. Quando o campo é invertido, um giro é induzido no antiferromagneto, o que pode ser visualizado pela queda abrupta das frequências. A direção do campo é fixa, e faz um ângulo $\theta = 80^\circ$ com a direção de anisotropia uniaxial do material AF.

1.24(a), em torno de $H = -0.8$ kG, indica a transição de fase em que a magnetização no ferromagneto começa a girar. Podemos observar que o gráfico não é simétrico em torno de $H = 0$, o que levou os autores a uma estimativa para o *campo de "bias"* de $H_{bias} = +0.8$ kG - O campo de "bias" é o mesmo campo de anisotropia de troca (H_E) relacionado ao fenômeno da *Exchange Bias*, discutido na Seção 1.1.1. A estimativa deste campo foi feita, através de uma comparação entre as duas equações abaixo.

$$\omega = \gamma \sqrt{H(H + 4\pi M)}. \quad (1.89)$$

$$\omega = \gamma \sqrt{(H + H_{bias})(H + H_{bias} + 4\pi M)}. \quad (1.90)$$

A Eq.(1.89), é a equação da frequência das ondas de "spins" para um filme F ultra-fino (entre 2 e 100 camadas atômicas). Enquanto que a Eq.(1.90), que é a Eq.(2) da referência [121], foi usada para traçar a linha mostrada na Fig. 1.24(a) com a indicação de Eq.(2). Portanto, a Eq.(1.90) foi obtida através de um ajuste dos pontos no lado direito do gráfico da Fig.1.24(a).

A Fig. 1.24(b), mostra os modos no filme F, para o caso em que o ângulo entre o campo externo e a direção do eixo fácil do material AF é 0° . Podemos ver que, mesmo para

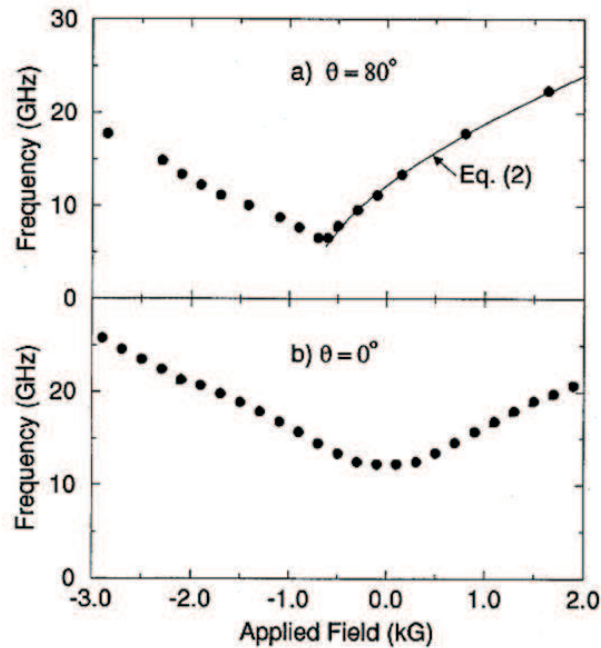


Figura 1.24: Fig. 2 da referência [121], mostrando as freqüências do modo fundamental num ferromagneto acoplado a um antiferromagneto como função do campo aplicado. (a) O campo aplicado faz um ângulo $\theta = 80^\circ$ com a direção ao eixo fácil do AF. (b) $\theta = 0^\circ$.

campo nulo, a freqüência do modo fundamental tem um valor diferente de zero. Isto é uma forma de evidenciar o acoplamento, uma vez que para filmes F não acoplados, a freqüência para $H = 0$ é nula. O autor também apresenta uma estimativa de $H_{bias} = +0.8$ kG, obtida da análise do modo fundamental no ferromagneto, que coincide com o valor obtido através dos modos de menor freqüência que se propagam no material AF.

A identificação e a estimativa do campo de “bias” existente no sistema apresentado acima, as quais foram obtidas através da análise do comportamento das freqüências dos modos de ondas de “spins”, sugerem que o estudo das excitações coletivas pode ser usado como uma importante ferramenta na investigação dos fenômenos relacionados aos efeitos de interface. Generalizando, podemos dizer que esse tratamento pode ser utilizado no estudo de qualquer bicamada acoplada, como sugerimos neste trabalho de tese.

CAPÍTULO 2

MODOS MAGNETOSTÁTICOS

Neste capítulo, investigamos as bicamadas F/AF com uma visão macroscópica. A idéia principal é determinar como os efeitos de interface modificam as excitações do sistema no limite de longos comprimentos de onda. Para isto, consideramos que os filmes são espessos o bastante para serem descritos pelos parâmetros de volume dos materiais que os constituem, e que as permeabilidades dos filmes são alteradas devido à presença do filme vizinho e, conseqüentemente, do acoplamento. Adicionalmente, consideramos que os campos efetivos na interface são modificados pela interação entre os filmes, e usamos as condições de contorno destes campos em condições apropriadas para o cálculo dos modos magnetostáticos.

2.1 COMPONENTES DO VETOR DE ONDA

A Fig. 2.1, mostra a geometria que utilizamos para descrever o sistema. Nela, a interface e as superfícies dos filmes estão no plano xz , enquanto que a direção y é perpendicular a este plano. A componente do vetor de onda paralela à interface, $\vec{k}_{||}$, faz um ângulo θ com a direção z , a qual coincide com o eixo de fácil magnetização (anisotropia uniaxial) do filme AF. As espessuras dos filmes são denominadas d_2 e d_3 , onde o índice 2 representa o filme F, e o índice 3 o filme AF. A origem é colocada exatamente na interface entre os filmes ($y = 0$), e os índices 1 e 4 designam os meios a direita ($y < -d_3$) e a esquerda ($y > d_2$) da

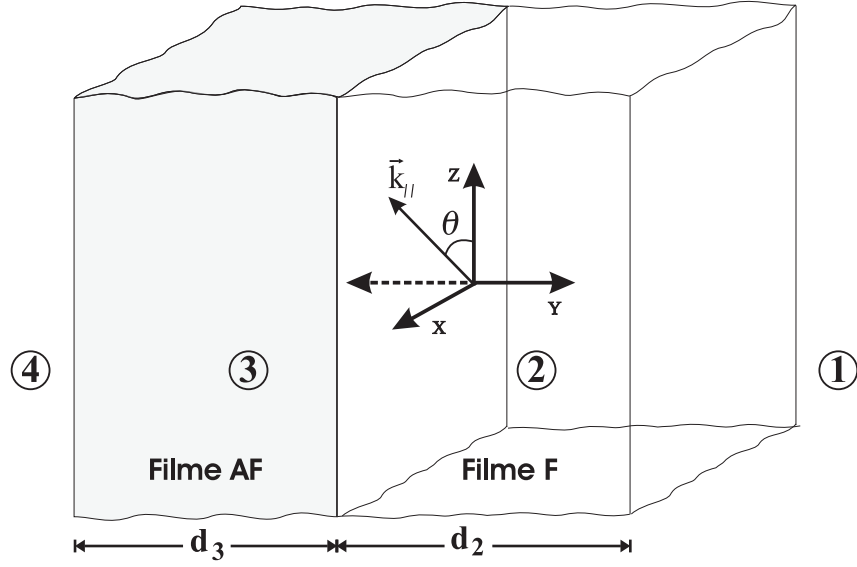


Figura 2.1: Definições de geometria dos eixos mencionados no texto. A direção y é perpendicular às superfícies dos filmes e à interface, as quais estão no plano xz . Os meios 2 e 3 descrevem os filmes ferromagnético e antiferromagnético, respectivamente, enquanto que os meios 1 e 4 são meios não-magnéticos. A componente paralela do vetor de onda, $\vec{k}_{||}$, faz um ângulo θ com a direção $+z$, que é a mesma do campo dc externo, \vec{H}_0 . O filme antiferro tem anisotropia uniaxial, H_A , a qual é considerada no eixo z .

bicamada, respectivamente. O meio 1 é o vácuo, e o meio 4 pode ser vácuo ou um substrato não-magnético.

Denominamos \vec{h} o campo gerado pelas oscilações da magnetização, e usamos as equações de Maxwell para determinar este campo. No limite de grandes comprimentos de onda, estas equações podem ser escritas como

$$\nabla \times \vec{h} = 0. \quad (2.1)$$

$$\nabla \cdot (\vec{\mu}^{(j)} \cdot \vec{h}) = 0. \quad (2.2)$$

Onde $\bar{\mu}^{(j)}$ representa a permeabilidade magnética do meio j , dada por

$$\bar{\mu}^{(j)} = \begin{pmatrix} \mu_{xx}^{(j)} & i\mu_{\perp}^{(j)} & 0 \\ -i\mu_{\perp}^{(j)} & \mu_{yy}^{(j)} & 0 \\ 0 & 0 & \mu_0 \end{pmatrix}. \quad (2.3)$$

Para $j = 2$ (filme F), os elementos da permeabilidade não corrigida pelos efeitos de interface, são dados pelas formas usuais[127], onde

$$\mu_{xx}^{(2)} = \mu_{yy}^{(2)} = \frac{\omega_0^2 - \Omega^2 + 4\pi\omega_S^F\omega_0}{\omega_0^2 - \Omega^2}. \quad (2.4)$$

$$\mu_{\perp}^{(2)} = \frac{4\pi\omega_S^F\Omega}{\omega_0^2 - \Omega^2}. \quad (2.5)$$

Onde $\omega_0 = \gamma H_0$, e $\omega_S^F = \gamma M_S^F$ (γ é o fator giromagnético e M_S^F a magnetização de saturação do ferromagneto).

Analogamente, para $j = 3$ (filme AF), os elementos da permeabilidade não corrigida pelos efeitos de interface, com campo externo dc paralelo à anisotropia uniaxial (direção z), são dados por[127]

$$\mu_{xx}^{(3)} = \mu_{yy}^{(3)} = 1 + 4\pi \left[\frac{\omega_S^A\omega_A}{\Omega_0^2 - (\Omega - \omega_0)^2} + \frac{\omega_S^A\omega_A}{\Omega_0^2 - (\Omega + \omega_0)^2} \right]. \quad (2.6)$$

$$\mu_{\perp}^{(3)} = 4\pi \left[\frac{\omega_S^A\omega_A}{\Omega_0^2 - (\Omega - \omega_0)^2} - \frac{\omega_S^A\omega_A}{\Omega_0^2 - (\Omega + \omega_0)^2} \right]. \quad (2.7)$$

Onde $\omega_S^A = \gamma M_S^A$, $\Omega_0^2 = \gamma^2(2H_E H_A + H_A^2)$ e $\omega_A = \gamma H_A$, em que M_S^A é a magnetização de saturação do antiferromagneto, H_E e H_A são os campos de troca e de anisotropia, respectivamente, e Ω_0 é a frequência de ressonância antiferromagnética a campo nulo.

O tensor identidade descreve a permeabilidade dos meios não-magnéticos vizinhos da bicamada (meios 1 e 4).

Da Eq.(2.1), podemos escrever que $\vec{h} = -\nabla\phi_m$, onde ϕ_m obedece à equação:

$$\mu_{xx}^{(j)} \frac{\partial^2 \phi^{(j)}}{\partial x^2} + \mu_{yy}^{(j)} \frac{\partial^2 \phi^{(j)}}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \phi^{(j)}}{\partial z^2} = 0. \quad (2.8)$$

Na Eq.(2.8) fizemos $\mu_0 = 1$, e denominamos de $\phi^{(j)}$ o *potencial escalar magnético*, ϕ_m , na região j . Assim, buscamos as soluções da Eq.(2.8) da forma $\phi^{(j)} = e^{i(\vec{k}_{\parallel} \cdot \vec{r} - \Omega t)} \phi$, com

ϕ dado por

$$\phi = \begin{cases} A_1 e^{-k_{||}(y-d_2)}, & y \geq d_2 \\ A_{21} e^{ik_y^{(2)}y} + A_{22} e^{-ik_y^{(2)}y}, & 0 \leq y \leq d_2 \\ A_{31} e^{ik_y^{(3)}y} + A_{32} e^{-ik_y^{(3)}y}, & -d_3 \leq y \leq 0 \\ A_4 e^{[k_{||}(y+d_3)]}, & y \leq -d_3 \end{cases} \quad (2.9)$$

Substituindo $\phi^{(j)} = e^{i(\vec{k}_{||} \cdot \vec{r} - \Omega t)} \phi$ na Eq.(2.8), obtemos

$$\mu_{xx}^{(j)} k_x^2 + \mu_{yy}^{(j)} [k_y^{(j)}]^2 + k_z^2 = 0. \quad (2.10)$$

Onde $k_x = k_{||} \sin \theta$ e $k_z = k_{||} \cos \theta$ não mudam nos diferentes meios. Logo, as componentes perpendiculares do vetor de onda são

$$\left[\frac{k_y^{(j)}}{k_{||}} \right]^2 = - \left(\frac{\mu_{xx}^{(j)} \sin^2 \theta + \cos^2 \theta}{\mu_{yy}^{(j)}} \right). \quad (2.11)$$

A partir das Eqs.(2.9), os campos $\vec{h} = -\nabla \phi$ e $\vec{b} = \vec{\mu} \cdot \vec{h}$ nos diferentes meios são determinados. No entanto, considerando que um dos efeitos do acoplamento inter-filmes é modificar as respostas dinâmicas destes objetos, precisamos obter estas modificações. Na próxima seção, desenvolvemos o cálculo analítico das *permeabilidades modificadas*. Na Seção 2.3, mostramos como os campos efetivos dependentes do tempo são modificados na interface devido ao acoplamento, e calculamos a relação de dispersão do sistema usando a continuidade destes campos nas regiões de contorno dos filmes.

2.2 MODIFICAÇÃO DAS PERMEABILIDADES

Em nosso modelo para o cálculo da resposta dinâmica do sistema modificada pelos efeitos de interface, consideramos um cristal com magnetização paralela à direção z para descrever o filme F . Em se tratando de um ferromagneto simples, como Fe (ferro) ou Co (cobalto), por exemplo, o modelo de uma rede é suficiente para representá-lo, e o campo de anisotropia pode ser considerado nulo[127]. Entretanto, como o cristal AF possui momentos magnéticos que apontam nos dois sentidos do eixo z , necessitamos de uma descrição baseada no modelo de

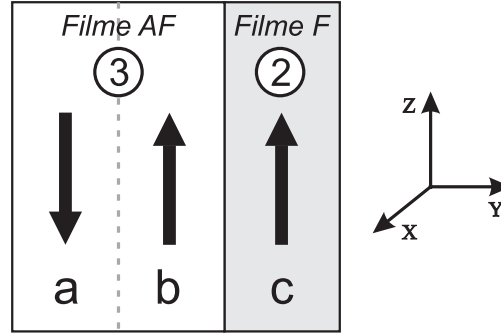


Figura 2.2: Modelo de sub-redes para os filmes de uma bicamada acoplada. As superfícies são paralelas ao plano xz , e os vetores indicados por a , b e c , representam os momentos magnéticos por unidade de volume das células unitárias dos filmes nas quais os momentos apontam num mesmo sentido.

duas sub-redes. Para antiferromagnetos tradicionais, como MnF_2 (difluoreto de manganês) ou FeF_2 (difluoreto de ferro), podemos pensar no filme AF como duas sub-redes a e b , onde a primeira aponta no sentido negativo de z e a segunda no sentido positivo desta direção. A Fig. 2.2, mostra um esquema desta descrição para o filme AF (meio 3), assim como o modelo de uma sub-rede aplicado para o filme F (meio 2), onde este último é representado por apenas um vetor magnetização que aponta para $+z$. Essa figura representa uma bicamada composta de um filme AF em contato direto com um filme F, onde a direção y é perpendicular às superfícies dos filmes, as quais estão no plano xz .

Para descrever o que ocorre na interface, consideramos que o acoplamento possui uma energia de interação tipo Heisenberg, e que os momentos magnéticos nesta região “sentem” a presença de uma anisotropia unidirecional. Segundo este modelo, os dois efeitos somados são responsáveis pelo deslocamento do ciclo de histerese associado ao filme F (*exchange bias*), descrito na Seção 1.1.1. Denominamos \vec{M}_k , com $k = 2$ e 3 , as magnetizações nas superfícies da interface, sendo o índice 2 referente ao filme F e o índice 3 ao filme AF. Consideramos que o campo efetivo “sentido” pelos momentos magnéticos localizados no meio j , depende dos momentos magnéticos localizados no meio vizinho j' ($j \neq j'$). Assumimos que a contribuição

da interface e da camada magnética vizinha para o campo efetivo “sentido” por todos os momentos magnéticos de um meio é igual para todos os momentos desse meio, inclusive os momentos que se encontram na interface. Esta aproximação pode ser usada no estudo de bicamadas magnéticas com espessuras muito menores do que o comprimento de onda das excitações. Uma boa discussão sobre a validade deste procedimento pode ser encontrada no trabalho de Stamps e Usadel[13], assim como nas referências do mesmo.

Assim sendo, a interação entre as camadas da interface tem uma energia de troca dada por

$$E_i = - \frac{H_i}{\sqrt{M_S^F M_S^A}} \vec{M}_2 \cdot \vec{M}_3. \quad (2.12)$$

Onde H_i é o parâmetro que mede a energia necessária para girar de 180° uma magnetização em relação a outra. Na Eq.(2.12), H_i tem dimensão de campo. A presença deste campo de troca na equação da energia magnética total, implica numa dependência direta em H_i das frequências dos modos, como mostraremos adiante.

De uma forma geral, considerando que as magnetizações possuem uma contribuição independente do tempo e outra que depende deste parâmetro, dito $\vec{M}_k = \vec{m}_k^0 + \vec{\eta}_k(t)$ (para $k = 2, 3$), a introdução de H_i na equação da energia total do sistema tem duas contribuições: primeiro, a contribuição estática do acoplamento modifica o tensor permeabilidade dos filmes, o que representa a tendência da magnetização de maior valor estabilizar a de menor valor; e segundo, a parte dinâmica de H_i contribui para os valores dos campos dependentes do tempo (\vec{b} e \vec{h}), os quais são modificados devido às oscilações dos momentos magnéticos acoplados por H_i . Paralelo a isso, a anisotropia unidirecional na interface (H_{ad}) contribui para estabilizar os momentos magnéticos em ambos os filmes e também modifica o tensor permeabilidade magnética, uma vez que ela muda o campo efetivo “sentido” pelos momentos.

Nesta seção, analisamos a contribuição estática de E_i e os efeitos de H_{ad} para a permeabilidade magnética dos filmes, e na Seção 2.3 analisaremos as modificações nos campos efetivos devido as oscilações dos momentos magnéticos.

A equação de movimento para os vetores \vec{M}_k são dadas em função do campo efetivo,

\vec{H}_k^{ef} , “sentido” pelas magnetizações, por

$$\frac{d}{dt}\vec{M}_k = \gamma\vec{M}_k \times \vec{H}_k^{ef}. \quad (2.13)$$

A energia magnética do sistema, pode ser escrita da forma [126]

$$E = - \sum_i \vec{M}_i \cdot \vec{H}_i^{ef}. \quad (2.14)$$

Onde o índice i indica que a somatória é feita considerando todos os momentos magnéticos dos filmes. Logo, os campos efetivos são calculados a partir da energia pela relação

$$\vec{H}_i^{ef} = -\nabla_{\vec{M}_i} E. \quad (2.15)$$

Da Eq.(2.15), é fácil ver que, uma vez escrita a equação da energia magnética total do sistema, os campos efetivos ficam determinados. Portanto, considerando uma anisotropia uniaxial no antiferromagneto, e introduzindo os efeitos decorrentes do acoplamento através de termos proporcionais a H_i e H_{ad} , essa equação pode ser escrita como

$$\begin{aligned} E = & \frac{H_E^A}{M_S^A} \vec{M}_a \cdot \vec{M}_b - \frac{H_A}{2M_s^A} [(m_a^z)^2 + (m_b^z)^2] - \vec{H} \cdot [\vec{M}_a + \vec{M}_b + \vec{M}_c] - \frac{H_i}{\sqrt{M_S^F M_S^A}} \vec{m}_b \cdot \vec{m}_c \\ & + \frac{H_i}{\sqrt{M_S^F M_S^A}} \vec{m}_a \cdot \vec{m}_c + \vec{H}_{ad} \cdot [\vec{m}_b + \vec{m}_c] - \vec{H}_{ad} \cdot \vec{m}_a. \end{aligned} \quad (2.16)$$

Onde E é a energia magnética por unidade de volume, e H_E^A e H_A são o campo de troca e o campo de anisotropia uniaxial do filme AF, respectivamente, enquanto que os vetores \vec{H}_{ad} e \vec{H} são o campo de anisotropia unidirecional na interface e o campo magnético externo, nesta ordem.

A presença do quinto e do último termo na Eq.(2.16), é a contribuição da interface para o campo efetivo “sentido” pela magnetização da sub-rede a do filme AF, indicando que todos os momentos magnéticos deste filme “sentem” a presença do filme vizinho da mesma forma, não importando se o momento está na interface ou no interior do antiferromagneto. Isso significa, que tanto a sub-rede b , que é vizinha imediata do filme F, quanto a sub-rede a , “sentem” os efeitos do acoplamento igualmente. Dessa forma, das Eqs.(2.15) e (2.16), e

considerando $\vec{H}_0 = H_0 \hat{z}$, as equações do torque para os vetores da interface (b e c), e para o primeiro vizinho da interface no filme AF (a), podem ser escritas como

$$\frac{d}{dt} \vec{\eta}_a(t) = \gamma [\vec{m}_a + \vec{\eta}_a(t)] \times \left[-\frac{H_E^A}{M_S^A} \vec{M}_b - H_A \hat{z} + H_0'' \hat{z} + \vec{h}(t) \right]. \quad (2.17)$$

$$\frac{d}{dt} \vec{\eta}_b(t) = \gamma [\vec{m}_b + \vec{\eta}_b(t)] \times \left[-\frac{H_E^A}{M_S^A} \vec{M}_b + H_A \hat{z} + H_0'' \hat{z} + \vec{h}(t) \right]. \quad (2.18)$$

$$\frac{d}{dt} \vec{\eta}_c(t) = \gamma [\vec{m}_c + \vec{\eta}_c(t)] \times [H_0' \hat{z} + \vec{h}(t)]. \quad (2.19)$$

Onde,

$$H_0' = H_0 + H_i \sqrt{\frac{M_S^A}{M_S^F}} + H_{ad}. \quad (2.20)$$

$$H_0'' = H_0 + H_i \sqrt{\frac{M_S^F}{M_S^A}} + H_{ad}. \quad (2.21)$$

Da Eq.(2.19), com $\vec{\eta}_c(t) \sim e^{-i\Omega t}$, temos

$$-i\Omega \vec{\eta}_c = \gamma [\vec{m}_c \times \vec{h}_c + \vec{\eta}_c \times \vec{H}_0']. \quad (2.22)$$

Considerando valores de campo externo H_0 com magnitudes insuficientes para tirar a configuração de equilíbrio do eixo z , e assumindo que as oscilações dos momentos possuem pequenas amplitudes no plano xy , a Eq.(2.22) leva a

$$i\Omega \eta_c^x = \gamma M_S^F h_c^y - \gamma H_0' \eta_c^y. \quad (2.23)$$

$$-i\Omega \eta_c^y = \gamma M_S^F h_c^x - \gamma H_0' \eta_c^x. \quad (2.24)$$

Na forma matricial, estas equações podem ser escritas como

$$\begin{pmatrix} \gamma H_0' & -i\Omega \\ i\Omega & \gamma H_0' \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \eta_c^x \\ \eta_c^y \end{pmatrix} = \gamma M_S^F \begin{pmatrix} h^x \\ h^y \end{pmatrix}.$$

Logo,

$$\begin{pmatrix} \eta_c^x \\ \eta_c^y \end{pmatrix} = \frac{\gamma M_S^F}{[\gamma H_0']^2 - \Omega^2} \begin{pmatrix} \gamma H_0' & i\Omega \\ -i\Omega & \gamma H_0' \end{pmatrix} \begin{pmatrix} h^x \\ h^y \end{pmatrix}. \quad (2.25)$$

E como: $\vec{\eta} = \bar{\chi} \cdot \vec{h}$, então a suscetibilidade do filme F modificada pelo acoplamento ($\tilde{\chi}^F$) é dada por

$$\tilde{\chi}^F = \frac{\gamma M_S^F}{[\gamma H_0']^2 - \Omega^2} \begin{pmatrix} \gamma H_0' & i\Omega \\ -i\Omega & \gamma H_0' \end{pmatrix}. \quad (2.26)$$

Mas $\tilde{\mu} = \mathbb{I} + 4\pi\tilde{\chi}$, onde $\tilde{\mu}$ é a permeabilidade magnética do sistema, e \mathbb{I} é a matriz identidade. Portanto, a **permeabilidade do filme F modificada pelo acoplamento** ($\tilde{\mu}^F$) é dada por

$$\tilde{\mu}^F = \begin{pmatrix} \tilde{\mu}_{xx}^F & i\tilde{\mu}_{xy}^F \\ -i\tilde{\mu}_{xy}^F & \tilde{\mu}_{xx}^F \end{pmatrix}. \quad (2.27)$$

Onde,

$$\tilde{\mu}_{xx}^F = 1 + \frac{4\pi\gamma^2 M_S^F H_0'}{[\gamma H_0']^2 - \Omega^2}. \quad (2.28)$$

$$\tilde{\mu}_{xy}^F = \frac{4\pi\gamma M_S^F \Omega}{[\gamma H_0']^2 - \Omega^2}. \quad (2.29)$$

Fazendo uma comparação entre os elementos da permeabilidade modificada, mostrados nas Eqs.(2.28) e (2.29), e aqueles da permeabilidade usual de um filme F, mostrados na referência [127], podemos concluir que o principal efeito gerado pela contribuição estática do acoplamento na permeabilidade do material F é a troca do campo \vec{H}_0 pelo campo \vec{H}_0' , dado pela Eq.(2.20). Sendo que, para $H_i = H_{ad} = 0$, o campo \vec{H}_0' torna-se igual ao campo \vec{H}_0 . Isso significa, que a ausência dos efeitos de interface faz com que o filme F não “enxergue” o filme AF, de forma que a resposta dinâmica desse objeto seja a mesma de um ferromagneto usual feito do mesmo material.

Das Eqs.(2.17) e (2.18) para o filme AF, com $\vec{\eta}_{a,b}(t) \sim e^{i\Omega t}$, temos

$$\begin{aligned} \frac{i\Omega}{\gamma} \eta_a^x &= -H_E^A \eta_b^y + M_S^A h^y - H_E^A \eta_a^y + (H_0'' - H_A) \eta_a^y. \\ \frac{i\Omega}{\gamma} \eta_a^y &= H_E^A \eta_b^x - M_S^A h^x + H_E^A \eta_a^x - (H_0'' - H_A) \eta_a^x. \\ \frac{i\Omega}{\gamma} \eta_b^x &= H_E^A \eta_a^y - M_S^A h^y + H_E^A \eta_b^y + (H_0'' + H_A) \eta_b^y. \\ \frac{i\Omega}{\gamma} \eta_b^y &= -H_E^A \eta_a^x + M_S^A h^x - H_E^A \eta_b^x - (H_0'' + H_A) \eta_b^x. \end{aligned}$$

Ou ainda,

$$\frac{i\Omega}{\gamma}\eta_a^x - (H_0'' - H_E^A - H_A)\eta_a^y + H_E^A\eta_b^y = M_S^A h^y. \quad (2.30)$$

$$(H_0'' - H_E^A - H_A)\eta_a^x + \frac{i\Omega}{\gamma}\eta_a^y - H_E^A\eta_b^x = -M_S^A h^x. \quad (2.31)$$

$$\frac{i\Omega}{\gamma}\eta_b^x - (H_0'' + H_E^A + H_A)\eta_b^y - H_E^A\eta_a^y = -M_S^A h^y. \quad (2.32)$$

$$(H_0'' + H_E^A + H_A)\eta_b^x + \frac{i\Omega}{\gamma}\eta_b^y + H_E^A\eta_a^x = M_S^A h^x. \quad (2.33)$$

Somando as Eqs.(2.30) com (2.32), e (2.31) com (2.33), ficamos com

$$\frac{i\Omega}{\gamma}M^x - H_0''M^y + H_A\xi^y = 0. \quad (2.34)$$

$$H_0''M^x + \frac{i\Omega}{\gamma}M^y - H_A\xi^x = 0. \quad (2.35)$$

Onde fizemos $M^{x,y} = \eta_a^{x,y} + \eta_b^{x,y}$ e $\xi^{x,y} = \eta_a^{x,y} - \eta_b^{x,y}$.

Subtraindo a Eq.(2.30) da (2.32), e a (2.31) da (2.33), obtemos

$$(2H_E^A + H_A)M^y + \frac{i\Omega}{\gamma}\xi^x - H_0''\xi^y = 2M_S^A h^y. \quad (2.36)$$

$$-(2H_E^A + H_A)M^x + H_0''\xi^x + \frac{i\Omega}{\gamma}\xi^y = -2M_S^A h^x. \quad (2.37)$$

As Eqs.(2.34) e (2.35), podem ser escritas na forma matricial como

$$H_A \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \xi^x \\ \xi^y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -\frac{i\Omega}{\gamma} & H_0'' \\ -H_0'' & -\frac{i\Omega}{\gamma} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} M^x \\ M^y \end{pmatrix}.$$

Logo,

$$\begin{pmatrix} \xi^x \\ \xi^y \end{pmatrix} = \frac{1}{H_A} \begin{pmatrix} H_0'' & \frac{i\Omega}{\gamma} \\ -\frac{i\Omega}{\gamma} & H_0'' \end{pmatrix} \begin{pmatrix} M^x \\ M^y \end{pmatrix}. \quad (2.38)$$

Adicionalmente, As Eqs.(2.36) e (2.37) podem ser escritas como

$$(2H_E^A + H_A) \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} M^x \\ M^y \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \frac{i\Omega}{\gamma} & -H_0'' \\ H_0'' & \frac{i\Omega}{\gamma} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \xi^x \\ \xi^y \end{pmatrix} = 2M_S^A \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} h^x \\ h^y \end{pmatrix}. \quad (2.39)$$

Substituindo a Eq.(2.38) na (2.39), obtemos

$$\begin{pmatrix} 2i\Omega\gamma H_0'' & \Omega_0^2 - \gamma^2 H_0''^2 - \Omega^2 \\ -[\Omega_0^2 - \gamma^2 H_0''^2 - \Omega^2] & 2i\Omega\gamma H_0'' \end{pmatrix} \begin{pmatrix} M^x \\ M^y \end{pmatrix} = 2\Omega_S^2 \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} h^x \\ h^y \end{pmatrix}. \quad (2.40)$$

Com $\Omega_0^2 = \gamma^2(2H_A H_E^A + H_A^2)$ e $\Omega_S^2 = \gamma^2 H_A M_S^A$.

A Eq.(2.40) fornece a suscetibilidade usual de um antiferromagneto (ver apêndice A, Seção A.2) com H_0'' no lugar de H_0 . Portanto, a **permeabilidade do filme AF modificada pelos efeitos de interface** ($\tilde{\mu}^A$) é a mesma de um antiferromagneto usual, trocando-se H_0 por H_0'' . Assim sendo, essa quantidade é dada por

$$\tilde{\mu}^A = \begin{pmatrix} \tilde{\mu}_{xx}^A & i\tilde{\mu}_{xy}^A \\ -i\tilde{\mu}_{xy}^A & \tilde{\mu}_{xx}^A \end{pmatrix}. \quad (2.41)$$

Onde

$$\tilde{\mu}_{xx}^A = 1 + 4\pi\Omega_S^2 \left\{ \frac{1}{\Omega_0^2 - [\Omega + \gamma H_0'']^2} + \frac{1}{\Omega_0^2 - [\Omega - \gamma H_0'']^2} \right\}. \quad (2.42)$$

$$\tilde{\mu}_{xy}^A = \Omega_S^2 \left\{ \frac{1}{\Omega_0^2 - [\Omega + \gamma H_0'']^2} - \frac{1}{\Omega_0^2 - [\Omega - \gamma H_0'']^2} \right\}. \quad (2.43)$$

2.3 MODIFICAÇÃO DOS CAMPOS E CÁLCULO DOS MODOS

Consideramos que os campos efetivos dependentes do tempo “sentidos” pelos momentos magnéticos dos filmes são alterados pelos efeitos de interface. Dessa forma, podemos escrever o campo magnético (\vec{h}) e o campo de indução magnética (\vec{b}) como

$$\vec{h}(\varepsilon_+) = -\nabla\phi^{(2)} + \vec{h}_i^{(2)}. \quad (2.44)$$

$$\vec{h}(\varepsilon_-) = -\nabla\phi^{(3)} + \vec{h}_i^{(3)}. \quad (2.45)$$

$$\vec{b}(\varepsilon_+) = -\tilde{\mu}^{(2)} \cdot \nabla\phi^{(2)} + \vec{b}_i^{(2)}. \quad (2.46)$$

$$\vec{b}(\varepsilon_-) = -\tilde{\mu}^{(3)} \cdot \nabla\phi^{(3)} + \vec{b}_i^{(3)}. \quad (2.47)$$

Onde ε_+ e ε_- quer dizer que os campos são calculados imediatamente acima e imediatamente abaixo da interface, respectivamente (ver geometria na Fig. 2.1). Os vetores $\vec{h}_i^{(j)}$ e $\vec{b}_i^{(j)}$, para $j = 2$ e 3 , referem-se aos campos adicionais introduzidos nos campos usuais de Maxwell do meio j , devido ao acoplamento com o meio j' , com $j' \neq j$. Os tensores $\tilde{\mu}^{(j)}$ são as permeabilidades modificadas dos filmes F e AF, calculadas na seção anterior.

De uma forma geral [com $\vec{M} = \vec{m} + \vec{\eta}(t)$], temos que: $\vec{b} = \vec{h} + 4\pi\vec{\eta}$, ou $4\pi\vec{\eta} = (\tilde{\mu} - \mathbb{I}) \cdot \vec{h}$, onde \mathbb{I} representa a matriz identidade. Adicionalmente, $\vec{h}_i = -\nabla_{\vec{\eta}} E_i$. Logo, usando a Eq.(2.12) para E_i , podemos escrever os campos adicionais devido ao acoplamento como

$$\begin{aligned}\vec{h}_i^{(j)} &= -\nabla_{\vec{\eta}^{(j)}} E_i, \\ \vec{h}_i^{(j)} &= -\nabla_{\vec{\eta}^{(j)}} \left[-\frac{H_i}{\sqrt{M_S^F M_S^A}} \vec{\eta}^{(j)} \cdot \vec{\eta}^{(j')} \right], \\ \vec{h}_i^{(j)} &= \frac{H_i}{\sqrt{M_S^F M_S^A}} \vec{\eta}^{(j')}, \\ \vec{h}_i^{(j)} &= -\frac{H_i}{4\pi\sqrt{M_S^F M_S^A}} [\tilde{\mu}^{(j')} - I] \cdot \nabla\phi^{(j')}.\end{aligned}\tag{2.48}$$

Adicionalmente,

$$\vec{b}_i^{(j)} = -\frac{H_i}{4\pi\sqrt{M_S^F M_S^A}} \tilde{\mu}^{(j)} \cdot [\tilde{\mu}^{(j')} - I] \cdot \nabla\phi^{(j')}.\tag{2.49}$$

Dessa forma, as Eqs.(2.44-2.47) podem ser escritas como

$$\vec{h}(\varepsilon_+) = -\nabla\phi^{(2)} - \frac{H_i}{4\pi\sqrt{M_S^F M_S^A}} [\tilde{\mu}^{(3)} - I] \cdot \nabla\phi^{(3)}.\tag{2.50}$$

$$\vec{b}(\varepsilon_+) = -\tilde{\mu}^{(2)} \cdot \nabla\phi^{(2)} - \frac{H_i}{4\pi\sqrt{M_S^F M_S^A}} \tilde{\mu}^{(2)} \cdot [\tilde{\mu}^{(3)} - I] \cdot \nabla\phi^{(3)}.\tag{2.51}$$

$$\vec{h}(\varepsilon_-) = -\nabla\phi^{(3)} - \frac{H_i}{4\pi\sqrt{M_S^F M_S^A}} [\tilde{\mu}^{(2)} - I] \cdot \nabla\phi^{(2)}.\tag{2.52}$$

$$\vec{b}(\varepsilon_-) = -\tilde{\mu}^{(3)} \cdot \nabla\phi^{(3)} - \frac{H_i}{4\pi\sqrt{M_S^F M_S^A}} \tilde{\mu}^{(3)} \cdot [\tilde{\mu}^{(2)} - I] \cdot \nabla\phi^{(2)}.\tag{2.53}$$

Substituindo as Eqs.(2.9) nas Eqs.(2.50-2.53), e usando a continuidade das compo-

nentes $h_z^{(n)}$ e $b_y^{(n)}$, com $n = 1, \dots, 4$, obtemos o sistema de equações a seguir.

$$A_1 = A_{21}e^{ik_y^{(2)}d_2} + A_{22}e^{-ik_y^{(2)}d_2}. \quad (2.54)$$

$$A_{31} + A_{32} = A_{21} + A_{22}. \quad (2.55)$$

$$A_4 = A_{31}e^{-ik_y^{(3)}d_3} + A_{32}e^{ik_y^{(3)}d_3}. \quad (2.56)$$

$$\begin{aligned} k_{||}A_1 &= (ik_y^{(2)}\tilde{\mu}_{xx}^{(2)} - k_x\tilde{\mu}_{xy}^{(2)})A_{22}e^{-ik_y^{(2)}d_2} - \\ &\quad (ik_y^{(2)}\tilde{\mu}_{xx}^{(2)} + k_x\tilde{\mu}_{xy}^{(2)})A_{21}e^{ik_y^{(2)}d_2}. \end{aligned} \quad (2.57)$$

$$cA_{31} + c^*A_{32} = -dA_{22} - d^*A_{21}. \quad (2.58)$$

$$\begin{aligned} k_{||}A_4 &= (ik_y^{(3)}\tilde{\mu}_{xx}^{(3)} + k_x\tilde{\mu}_{xy}^{(3)})A_{31}e^{-ik_y^{(3)}d_3} - \\ &\quad (ik_y^{(3)}\tilde{\mu}_{xx}^{(3)} - k_x\tilde{\mu}_{xy}^{(3)})A_{32}e^{ik_y^{(3)}d_3}. \end{aligned} \quad (2.59)$$

Onde fizemos

$$\begin{aligned} c &= ik_y^{(3)}\tilde{\mu}_{xx}^{(3)} + k_x\tilde{\mu}_{xy}^{(3)} - \\ &\quad \frac{H_i}{4\pi} \{ ik_y^{(3)} [\tilde{\mu}_{xx}^{(2)}(\tilde{\mu}_{xx}^{(3)} - 1) + \tilde{\mu}_{xy}^{(2)}\tilde{\mu}_{xy}^{(3)}] + k_x [\tilde{\mu}_{xx}^{(2)}\tilde{\mu}_{xy}^{(3)} + \tilde{\mu}_{xy}^{(2)}(\tilde{\mu}_{xx}^{(3)} - 1)] \}. \end{aligned} \quad (2.60)$$

$$\begin{aligned} d &= ik_y^{(2)}\tilde{\mu}_{xx}^{(2)} - k_x\tilde{\mu}_{xy}^{(2)} - \\ &\quad \frac{H_i}{4\pi} \{ ik_y^{(2)} [\tilde{\mu}_{xx}^{(3)}(\tilde{\mu}_{xx}^{(2)} - 1) + \tilde{\mu}_{xy}^{(2)}\tilde{\mu}_{xy}^{(3)}] - k_x [\tilde{\mu}_{xx}^{(3)}\tilde{\mu}_{xy}^{(2)} + \tilde{\mu}_{xy}^{(3)}(\tilde{\mu}_{xx}^{(2)} - 1)] \}. \end{aligned} \quad (2.61)$$

Substituindo a Eq.(2.54) na (2.57), ficamos com

$$A_{22} = -\frac{a^*}{a}e^{2ik_y^{(2)}d_2}A_{21}. \quad (2.62)$$

Onde

$$a = ik_y^{(2)}\tilde{\mu}_{xx}^{(2)} - k_x\tilde{\mu}_{xy}^{(2)} - k_{||}. \quad (2.63)$$

Substituindo a Eq.(2.56) na (2.59), ficamos com

$$A_{31} = -\frac{b^*}{b}e^{2ik_y^{(3)}d_3}A_{32}. \quad (2.64)$$

Das Eqs.(2.62) e (2.64) na Eq.(2.58), temos

$$\left(\frac{bc^* - b^*ce^{2ik_y^{(3)}d_3}}{b} \right) A_{32} + \left(\frac{ad^* - a^*de^{2ik_y^{(2)}d_2}}{a} \right) A_{21} = 0. \quad (2.65)$$

Das Eqs.(2.62) e (2.64) na Eq.(2.55), temos

$$\left(\frac{b - b^* e^{2ik_y^{(3)} d_3}}{b} \right) A_{32} - \left(\frac{a - a^* d e^{2ik_y^{(2)} d_2}}{a} \right) A_{21} = 0. \quad (2.66)$$

A solução não-trivial do sistema formado pelas Eqs.(2.65) e (2.66), fornece a **relação de dispersão implícita dos modos magnetostáticos**:

$$\begin{aligned} & \left\{ ad^* e^{-ik_y^{(2)} d_2} - a^* d e^{ik_y^{(2)} d_2} \right\} \left\{ b e^{-ik_y^{(3)} d_3} - b^* e^{ik_y^{(3)} d_3} \right\} \\ & + \left\{ bc^* e^{-ik_y^{(3)} d_3} - b^* c e^{ik_y^{(3)} d_3} \right\} \left\{ a e^{-ik_y^{(2)} d_2} - a^* e^{ik_y^{(2)} d_2} \right\} = 0. \end{aligned} \quad (2.67)$$

É importante observar, que o acoplamento entre os filmes aparece na Eq.(2.67) de duas formas: Na primeira, o campo de troca da interface (H_i) está contido nas variáveis c e d , definidas pelas Eqs.(2.60) e (2.61). Na segunda, tanto o campo de troca como o de anisotropia unidirecional (H_{ad}) estão presentes, implicitamente, nos elementos das permeabilidades modificadas ($\tilde{\mu}_{i,j}^{(k)}$, onde $i, j = x$ e y , e $k = 2$ e 3).

Com o intuito de saber a localização espacial dos modos magnetostáticos, dados pela Eq.(2.67), calculamos os campos $\vec{h}^{(n)}$, para $n = 1, \dots, 4$, isto é, determinamos os campos dentro dos filmes e nos entornos da bicamada. Uma vez calculados os campos, podemos analisar o comportamento dos módulos quadrados dos mesmos com a distância y para determinar onde eles estão localizados. No entanto, como os campos podem ser calculados através dos potenciais magnéticos ($\vec{h}^{(n)} = -\nabla\phi^{(n)}$), e estes dependem das constantes A_n dos meios, definidas nas Eqs.(2.9), devemos primeiro determiná-las. Uma forma de fazer isso, é escrever as outras constantes em função de A_1 e, conseqüentemente, os campos tornam-se também funções de A_1 . Depois de alguma álgebra com as Eqs.(2.54-2.59), obtemos

$$A_{21} = \frac{a e^{-ik_y^{(2)} d_2}}{a - a^*} A_1. \quad (2.68)$$

$$A_{22} = -\frac{a^* e^{ik_y^{(2)} d_2}}{a - a^*} A_1. \quad (2.69)$$

$$A_{31} = -\frac{b^* \left(a e^{-ik_y^{(2)} d_2} - a^* e^{ik_y^{(2)} d_2} \right) e^{2ik_y^{(3)} d_3}}{(a - a^*) \left(b - b^* e^{2ik_y^{(3)} d_3} \right)} A_1. \quad (2.70)$$

$$A_{32} = \frac{b \left(a e^{-ik_y^{(2)} d_2} - a^* e^{ik_y^{(2)} d_2} \right)}{(a - a^*) \left(b - b^* e^{2ik_y^{(3)} d_3} \right)} A_1. \quad (2.71)$$

$$A_4 = \frac{(b - b^*) \left(a e^{-ik_y^{(2)} d_2} - a^* e^{ik_y^{(2)} d_2} \right) e^{ik_y^{(3)} d_3}}{(a - a^*) \left(b - b^* e^{2ik_y^{(3)} d_3} \right)} A_1. \quad (2.72)$$

Dessa forma, as componentes dos campos nas diferentes regiões são:

MEIO 1 (vácuo):

$$h_x^{(1)} = -ik_x e^{-k_{||}(y-d_2)} A_1. \quad (2.73)$$

$$h_y^{(1)} = k_{||} e^{-k_{||}(y-d_2)} A_1. \quad (2.74)$$

$$h_z^{(1)} = -ik_z e^{-k_{||}(y-d_2)} A_1. \quad (2.75)$$

MEIO 2 (filme F):

$$h_x^{(2)} = -i \frac{k_x \left\{ \Re(a) \operatorname{sen}[k_y^{(2)}(y - d_2)] + \Im(a) \operatorname{cos}[k_y^{(2)}(y - d_2)] \right\}}{\Im(a)} A_1. \quad (2.76)$$

$$h_y^{(2)} = - \frac{k_y^{(2)} \left\{ \Re(a) \operatorname{cos}[k_y^{(2)}(y - d_2)] - \Im(a) \operatorname{sen}[k_y^{(2)}(y - d_2)] \right\}}{\Im(a)} A_1. \quad (2.77)$$

$$h_z^{(2)} = -i \frac{k_z \left\{ \Re(a) \operatorname{sen}[k_y^{(2)}(y - d_2)] + \Im(a) \operatorname{cos}[k_y^{(2)}(y - d_2)] \right\}}{\Im(a)} A_1. \quad (2.78)$$

Onde $\Re(j)$ e $\Im(j)$, para $j = a, b$, representam as partes real e imagin ria de j , respectivamente.

MEIO 3 (filme AF):

$$h_x^{(3)} = -i \frac{k_x \left\{ \Im(b) \operatorname{cos}[k_y^{(3)}(y + d_3)] - \Re(b) \operatorname{sen}[k_y^{(3)}(y + d_3)] \right\}}{\Im(a)} \times \frac{\left\{ \Im(a) \operatorname{cos}[k_y^{(2)} d_2] - \Re(a) \operatorname{sen}[k_y^{(2)} d_2] \right\}}{\left\{ \Im(b) \operatorname{cos}[k_y^{(3)} d_3] - \Re(b) \operatorname{sen}[k_y^{(3)} d_3] \right\}} A_1. \quad (2.79)$$

$$h_y^{(3)} = \frac{k_y^{(3)} \left\{ \Re(b) \cos[k_y^{(3)}(y + d_3)] + \Im(b) \operatorname{sen}[k_y^{(3)}(y + d_3)] \right\}}{\Im(a)} \times \frac{\left\{ \Im(a) \cos[k_y^{(2)} d_2] - \Re(a) \operatorname{sen}[k_y^{(2)} d_2] \right\}}{\left\{ \Im(b) \cos[k_y^{(3)} d_3] - \Re(b) \operatorname{sen}[k_y^{(3)} d_3] \right\}} A_1. \quad (2.80)$$

$$h_z^{(3)} = -i \frac{k_z \left\{ \Im(b) \cos[k_y^{(3)}(y + d_3)] - \Re(b) \operatorname{sen}[k_y^{(3)}(y + d_3)] \right\}}{\Im(a)} \times \frac{\left\{ \Im(a) \cos[k_y^{(2)} d_2] - \Re(a) \operatorname{sen}[k_y^{(2)} d_2] \right\}}{\left\{ \Im(b) \cos[k_y^{(3)} d_3] - \Re(b) \operatorname{sen}[k_y^{(3)} d_3] \right\}} A_1. \quad (2.81)$$

MEIO 4 (vácuo ou substrato):

$$h_x^{(4)} = -i \frac{\Im(b) k_x \left\{ \Im(a) \cos[k_y^{(2)} d_2] - \Re(a) \operatorname{sen}[k_y^{(2)} d_2] \right\}}{\Im(a) \left\{ \Im(b) \cos[k_y^{(3)} d_3] - \Re(b) \operatorname{sen}[k_y^{(3)} d_3] \right\}} e^{k_{\parallel}(y+d_3)} A_1. \quad (2.82)$$

$$h_y^{(4)} = - \frac{\Im(b) k_{\parallel} \left\{ \Im(a) \cos[k_y^{(2)} d_2] - \Re(a) \operatorname{sen}[k_y^{(2)} d_2] \right\}}{\Im(a) \left\{ \Im(b) \cos[k_y^{(3)} d_3] - \Re(b) \operatorname{sen}[k_y^{(3)} d_3] \right\}} e^{k_{\parallel}(y+d_3)} A_1. \quad (2.83)$$

$$h_z^{(4)} = -i \frac{\Im(b) k_z \left\{ \Im(a) \cos[k_y^{(2)} d_2] - \Re(a) \operatorname{sen}[k_y^{(2)} d_2] \right\}}{\Im(a) \left\{ \Im(b) \cos[k_y^{(3)} d_3] - \Re(b) \operatorname{sen}[k_y^{(3)} d_3] \right\}} e^{k_{\parallel}(y+d_3)} A_1. \quad (2.84)$$

Para obter as equações acima, fizemos $x = z = 0$ e $t = 0$. Esta situação corresponde ao caso da variação dos campos com a distância y para valores fixos de θ , k_{\parallel} e Ω , ou seja, os campos são calculados para pontos predeterminados da relação de dispersão.

Com as componentes dos campos em mãos, dadas pelas Eqs.(2.73)-(2.84), calculamos o módulo quadrado dos mesmos e, como resultado, chegamos às equações abaixo.

$$|\vec{h}^{(1)}|^2 = 2k_{\parallel}^2 A_1^2 e^{-2k_{\parallel}(y-d_2)}. \quad (2.85)$$

$$|\vec{h}^{(2)}|^2 = \frac{k_{\parallel}^2 A_1^2}{\Im(a)^2} \left\{ \left[\Re(a) \operatorname{sen}[k_y^{(2)}(y - d_2)] + \Im(a) \cos[k_y^{(2)}(y - d_2)] \right]^2 \right. \\ \left. + \frac{k_y^{(2)}}{k_{\parallel}} \left[\Re(a) \cos[k_y^{(2)}(y - d_2)] - \Im(a) \operatorname{sen}[k_y^{(2)}(y - d_2)] \right]^2 \right\}. \quad (2.86)$$

$$\begin{aligned}
 |\vec{h}^{(3)}|^2 &= \frac{k_{\parallel}^2 A_1^2}{\Im(a)^2} \left\{ \frac{\Im(a)\cos[k_y^{(2)}d_2] - \Re(a)\sen[k_y^{(2)}d_2]}{\Im(b)\cos[k_y^{(3)}d_3] - \Re(b)\sen[k_y^{(3)}d_3]} \right\}^2 \times \\
 &\quad \left\{ [\Im(b)\cos[k_y^{(3)}(y+d_3)] - \Re(b)\sen[k_y^{(3)}(y+d_3)]]^2 \right\} \\
 &\quad \left\{ + \frac{k_y^{(3)}}{k_{\parallel}} [\Re(b)\cos[k_y^{(3)}(y+d_3)] + \Im(b)\sen[k_y^{(3)}(y+d_3)]]^2 \right\}. \quad (2.87)
 \end{aligned}$$

$$|\vec{h}^{(4)}|^2 = \frac{2k_{\parallel}^2 \Im(b)^2 A_1^2}{\Im(a)^2} \left\{ \frac{\Im(a)\cos[k_y^{(2)}d_2] - \Re(a)\sen[k_y^{(2)}d_2]}{\Im(b)\cos[k_y^{(3)}d_3] - \Re(b)\sen[k_y^{(3)}d_3]} \right\}^2 e^{2k_{\parallel}(y+d_3)}. \quad (2.88)$$

Na seção a seguir, mostramos os resultados obtidos para os modos magnetostáticos, e analisamos os principais efeitos introduzidos pelo acoplamento entre os filmes e pela introdução da anisotropia unidirecional na interface. Somando-se a isso, esboçamos o comportamento dos campos como função da distância perpendicular às superfícies da bicamada (eixo y , na Fig. 2.1) e identificamos a localização dos modos. Verificamos também, a reciprocidade ou não-reciprocidade destas excitações quanto a direção da propagação.

2.4 RESULTADOS NUMÉRICOS (MODOS MAGNETOSTÁTICOS)

As relações de dispersão foram obtidas da Eq.(2.67). Para resolver numericamente esta equação, primeiro analisamos a natureza das componentes perpendiculares do vetor de onda (k_y) nos diferentes meios. Fizemos esta análise, com base na Eq.(2.11). É importante observar, que para termos modos que decaiam exponencialmente nos extremos da bicamada com o aumento da distância y , ou seja, valores de $k_y^{(1)}$ e $k_y^{(4)}$ que gerem modos localizados nas superfícies quando $y = d_2$ e $y = -d_3$ e que façam os campos decaírem exponencialmente a zero com o aumento do módulo de y , é necessário que tenhamos $k_y^{(1)}$ e $k_y^{(4)}$ reais.

Com relação a $k_y^{(2)}$ e $k_y^{(3)}$, que representam as componentes perpendiculares do vetor de onda nos filmes F e AF, respectivamente, a análise é um pouco mais elaborada, pois podemos ter as duas componentes reais ou as duas imaginárias, como também apenas uma

delas real e a outra imaginária, o que leva a quatro possibilidades no total. Portanto, seguindo este raciocínio, podemos escrever a Eq.(2.67) de quatro formas distintas, ou como quatro casos diferentes, descritos como segue.

CASO 1 ($k_y^{(2)}$ e $k_y^{(3)}$ imaginários):

Da Eq.(2.11), para $j = 2$ e 3 , temos

$$k_y^{(j)} = k_{\parallel} \sqrt{-\frac{1}{\mu_{xx}^{(j)}} [\mu_{xx}^{(j)} \text{sen}^2\theta + \text{cos}^2\theta]}. \quad (2.89)$$

Onde

$$-\frac{1}{\mu_{xx}^{(j)}} [\mu_{xx}^{(j)} \text{sen}^2\theta + \text{cos}^2\theta] < 0. \quad (2.90)$$

Dessa forma, podemos escrever

$$k_y^{(j)} = ik_{\parallel}\beta_j. \quad (2.91)$$

Onde, β_j é uma quantidade real, dada por

$$\beta_j = \sqrt{\left| -\frac{1}{\mu_{xx}^{(j)}} [\mu_{xx}^{(j)} \text{sen}^2\theta + \text{cos}^2\theta] \right|}. \quad (2.92)$$

Com $k_y^{(j)}$ dado pela Eq.(2.91), e após alguma álgebra, a Eq.(2.67) torna-se

$$\begin{aligned} & \{ [\Re(a)\Im(d) - \Im(a)\Re(d)] \cosh(\beta_2 k_{\parallel} d_2) + [\Re(a)\Re(d) - \Im(a)\Im(d)] \sinh(\beta_2 k_{\parallel} d_2) \} \times \\ & \quad \{ \Re(b)\sinh(\beta_3 k_{\parallel} d_3) - \Im(b)\cosh(\beta_3 k_{\parallel} d_3) \} + \\ & \{ [\Re(b)\Im(c) - \Im(b)\Re(c)] \cosh(\beta_3 k_{\parallel} d_3) + [\Re(b)\Re(c) - \Im(b)\Im(c)] \sinh(\beta_3 k_{\parallel} d_3) \} \times \\ & \quad \{ \Re(a)\sinh(\beta_2 k_{\parallel} d_2) - \Im(a)\cosh(\beta_2 k_{\parallel} d_2) \} = 0. \end{aligned} \quad (2.93)$$

A Eq.(2.93) fornece os **modos localizados** nas superfícies dos filmes.

CASO 2 ($k_y^{(2)}$ e $k_y^{(3)}$ reais):

Da Eq.(2.10), temos

$$\mu_{xx}^{(j)} k_x^2 + \mu_{xx}^{(j)} [k_y^{(j)}]^2 + k_z^2 = 0. \quad (2.94)$$

Logo, como k_x e k_z são reais, para termos k_y real devemos ter, necessariamente, que $\mu_{xx}^{(j)} < 0$. De outra forma, o lado esquerdo da Eq.(2.94) jamais se anulará. Assim sendo, podemos fazer:

$$k_y^{(j)} = k_{||} \sqrt{\frac{\cos^2\theta}{|\mu_{xx}^{(j)}|} - \text{sen}^2\theta}. \quad (2.95)$$

Onde

$$\frac{\cos^2\theta}{|\mu_{xx}^{(j)}|} - \text{sen}^2\theta > 0. \quad (2.96)$$

Dessa forma, podemos escrever

$$k_y^{(j)} = k_{||}\beta_j. \quad (2.97)$$

Onde, β_j é uma quantidade real, dada por

$$\beta_j = \sqrt{\frac{\cos^2\theta}{|\mu_{xx}^{(j)}|} - \text{sen}^2\theta}. \quad (2.98)$$

Com $k_y^{(j)}$ dado pela Eq.(2.95), e após alguma álgebra, a Eq.(2.67) torna-se

$$\begin{aligned} & \{[\Im(a)\Re(d) - \Re(a)\Im(d)] \cos(\beta_2 k_{||} d_2) - [\Re(a)\Re(d) + \Im(a)\Im(d)] \text{sen}(\beta_2 k_{||} d_2)\} \times \\ & \{ \Im(b) \cos(\beta_3 k_{||} d_3) - \Re(b) \text{sen}(\beta_3 k_{||} d_3) \} + \{ \Im(a) \cos(\beta_2 k_{||} d_2) - \Re(a) \text{sen}(\beta_2 k_{||} d_2) \} \times \\ & \{ [\Im(b)\Re(c) - \Re(b)\Im(c)] \cos(\beta_3 k_{||} d_3) - [\Re(b)\Re(c) + \Im(b)\Im(c)] \text{sen}(\beta_3 k_{||} d_3) \} = 0. \end{aligned} \quad (2.99)$$

A Eq.(2.99) fornece os **modos de volume** no interior da bicamada.

CASO 3 ($k_y^{(2)}$ imaginário e $k_y^{(3)}$ real):

Neste caso, podemos fazer $k_y^{(2)} = ik_{||}\beta_2$ e $k_y^{(3)} = k_{||}\beta_3$, onde β_2 e β_3 são números reais, dados por

$$\beta_2 = \sqrt{\left| -\frac{1}{\mu_{xx}^{(2)}} \left[\mu_{xx}^{(2)} \text{sen}^2\theta + \cos^2\theta \right] \right|}. \quad (2.100)$$

$$\beta_3 = \sqrt{\frac{\cos^2\theta}{|\mu_{xx}^{(3)}|} - \text{sen}^2\theta}. \quad (2.101)$$

A partir dessas considerações, a Eq.(2.67) torna-se

$$\begin{aligned} & \{[\Re(a)\Re(d) - \Im(a)\Im(d)] \sinh(\beta_2 k_{\parallel} d_2) + [\Re(a)\Im(d) - \Im(a)\Re(d)] \cosh(\beta_2 k_{\parallel} d_2)\} \times \\ & \{\Im(b)\cos(\beta_3 k_{\parallel} d_3) - \Re(b)\sin(\beta_3 k_{\parallel} d_3)\} - \{\Re(a)\sinh(\beta_2 k_{\parallel} d_2) - \Im(a)\cosh(\beta_2 k_{\parallel} d_2)\} \times \\ & \{[\Re(b)\Im(c) - \Im(b)\Re(c)] \cos(\beta_3 k_{\parallel} d_3) + [\Re(b)\Re(c) + \Im(b)\Im(c)] \sin(\beta_3 k_{\parallel} d_3)\} = 0. \end{aligned} \quad (2.102)$$

A Eq.(2.102) fornece **modos confinados** que, pelas características dos mesmos, são espacialmente localizados no filme AF.

CASO 4 ($k_y^{(2)}$ real e $k_y^{(3)}$ imaginário):

Aqui podemos fazer $k_y^{(2)} = k_{\parallel}\beta_2$ e $k_y^{(3)} = ik_{\parallel}\beta_3$, onde β_2 e β_3 são números reais, dados por

$$\beta_2 = \sqrt{\frac{\cos^2\theta}{|\mu_{xx}^{(2)}|} - \sin^2\theta}. \quad (2.103)$$

$$\beta_3 = \sqrt{\left| -\frac{1}{\mu_{xx}^{(3)}} [\mu_{xx}^{(3)} \sin^2\theta + \cos^2\theta] \right|}. \quad (2.104)$$

Assim, a Eq.(2.67) torna-se

$$\begin{aligned} & \{[\Re(a)\Re(d) + \Im(a)\Im(d)] \sin(\beta_2 k_{\parallel} d_2) + [\Re(a)\Im(d) - \Im(a)\Re(d)] \cos(\beta_2 k_{\parallel} d_2)\} \times \\ & \{\Re(b)\sinh(\beta_3 k_{\parallel} d_3) - \Im(b)\cosh(\beta_3 k_{\parallel} d_3)\} + \{\Re(a)\sinh(\beta_2 k_{\parallel} d_2) - \Im(a)\cos(\beta_2 k_{\parallel} d_2)\} \times \\ & \{[\Re(b)\Re(c) - \Im(b)\Im(c)] \sinh(\beta_3 k_{\parallel} d_3) + [\Re(b)\Im(c) - \Im(b)\Re(c)] \cosh(\beta_3 k_{\parallel} d_3)\} = 0. \end{aligned} \quad (2.105)$$

A Eq.(2.105) fornece os **modos confinados** no filme F.

Usamos as Eqs.(2.93), (2.99), (2.102) e (2.105) para obter os modos magnetostáticos que se propagam em bicamadas constituídas de um filme de Fe acoplado a um de FeF_2 . Para o filme AF, usamos os parâmetros: $H_E^A = 540 \text{ kG}$, $H_A = 200 \text{ kG}$ e $M_S^A = 0.624 \text{ kG}$. Onde H_E^A , H_A e M_S^A representam, respectivamente, o campo de troca, o campo de anisotropia uniaxial e a magnetização de saturação do sistema. Consideramos que o filme

F não tem anisotropia, e tem $M_S^F = 1.6 \text{ kG}$. Estudamos as frequências destes modos como função da direção de propagação, θ , da componente do vetor de onda paralela a superfície, \vec{k}_{\parallel} .

Na Fig. 2.3, mostramos a relação de dispersão para uma bicamada de filmes não-interagentes, isto significa que fizemos $H_i = H_{ad} = 0$. Adicionalmente, consideramos $k_{\parallel}d_2 = 1$ e $k_{\parallel}d_3 = 2$. Como a quantidade $k_{\parallel}d_j$ está relacionada com a dimensão do filme j na direção y , esboçamos com isso, os modos magnetostáticos numa bicamada onde a espessura do filme de FeF_2 é duas vezes maior do que a espessura do filme de Fe .

De uma forma geral, as conseqüências do aumento na espessura do filme AF em relação a espessura do filme F são: Aproximar os modos localizados que se encontram na faixa superior de frequências e enlargar a banda de volume acima deles. Isso pode ser verificado se compararmos as Figs. 2.3 e 2.4. Nesta última, tomamos $k_{\parallel}d_2 = 1$ e $k_{\parallel}d_3 = 4$, sendo os outros parâmetros iguais aos da Fig. 2.3 ($k_{\parallel}d_2 = 1$ e $k_{\parallel}d_3 = 2$).

O aumento na espessura do filme F acarreta uma sensível modificação nos modos localizados que se encontram na região de frequências mais baixas, o que pode ser verificado comparando-se as Figs. 2.4 e 2.5. Nesta última, os modos em questão atingem valores de frequência superiores aos atingidos pelos modos mostrados na Fig. 2.4, chegando a $\Omega/\gamma = 10.05 \text{ kG}$, enquanto que na Fig. 2.4, as frequências dos modos atingem, no máximo, o valor $\Omega/\gamma = 9.34 \text{ kG}$. É importante ressaltar, que a diferença entre os resultados das Figs. 2.4 e 2.5 está, unicamente, na espessura do filme F: Na Fig. 2.5, fizemos $k_{\parallel}d_2 = 4$ e mantivemos $k_{\parallel}d_3 = 4$ como na Fig. 2.4.

O fato da alteração na espessura do filme AF modificar essencialmente a região de altas frequências, e da modificação na espessura do filme F alterar apenas a região de baixas frequências, indica que as oscilações de menores frequências estão localizadas no filme F, enquanto que as de maiores frequências estão localizadas no filme AF. Mais adiante, com os resultados dos campos em função da distância y , mostraremos que isso não é totalmente a verdade, pois os ramos de frequências mais baixas são modos de interface e os de frequências mais altas estão localizados tanto na interface quanto no filme AF.

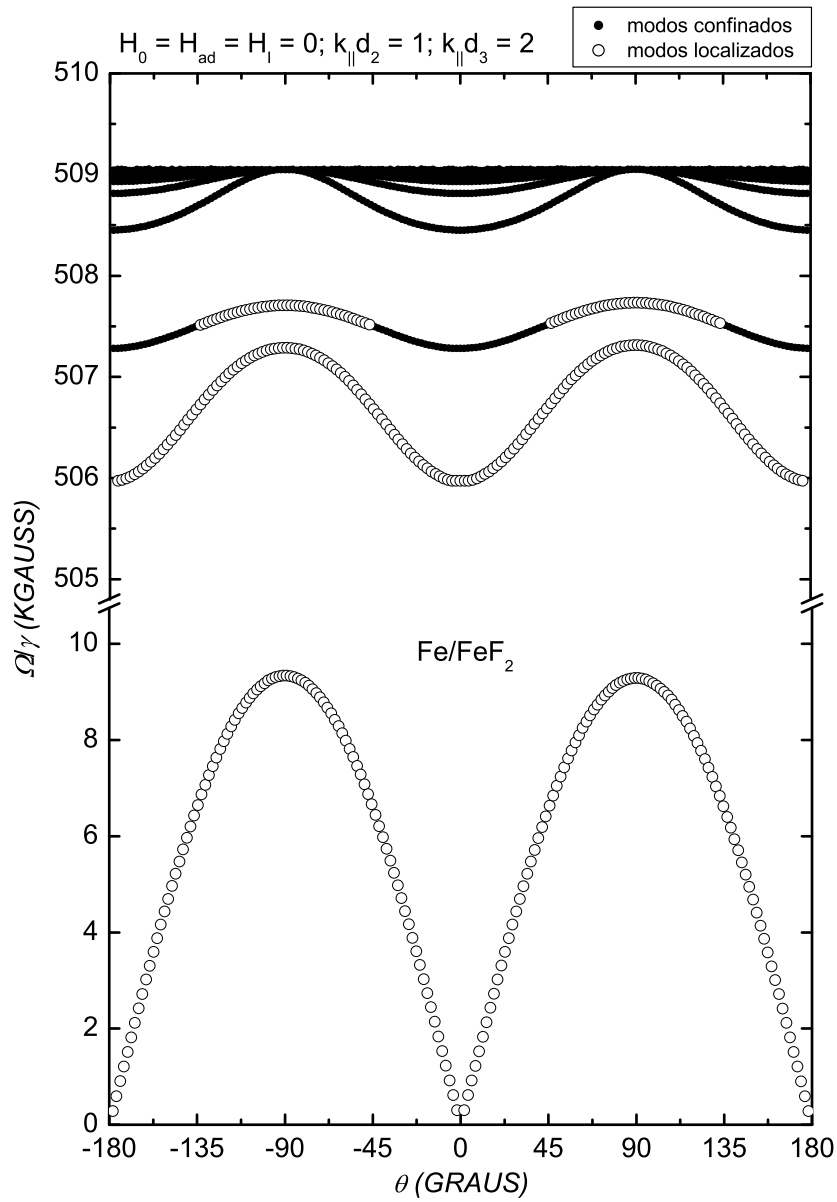


Figura 2.3: Relação de dispersão dos modos magnetostáticos que se propagam paralelamente à superfície, para diferentes valores do ângulo (θ) entre o vetor de onda e a direção z. O sistema não possui anisotropia unidirecional nem acoplamento na interface ($H_{ad} = H_i = 0$). Os círculos abertos são modos localizados, enquanto que os círculos fechados são modos confinados. Os parâmetros $k_{||}d_2 = 1$ e $k_{||}d_3 = 2$, medem as espessuras dos filmes F e AF, respectivamente.

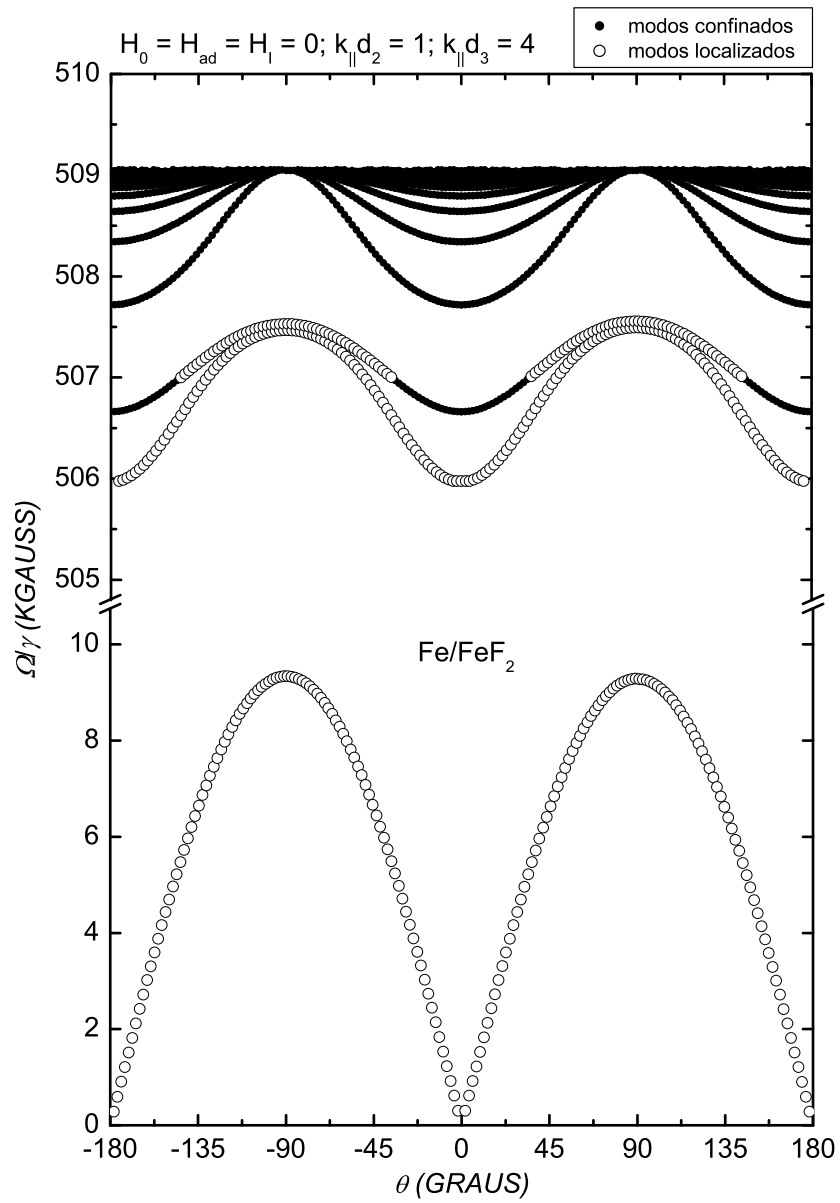


Figura 2.4: Relação de dispersão para o mesmo sistema da Fig. 2.3, aumentando a espessura do filme AF para $k_{\parallel}d_3 = 4$.

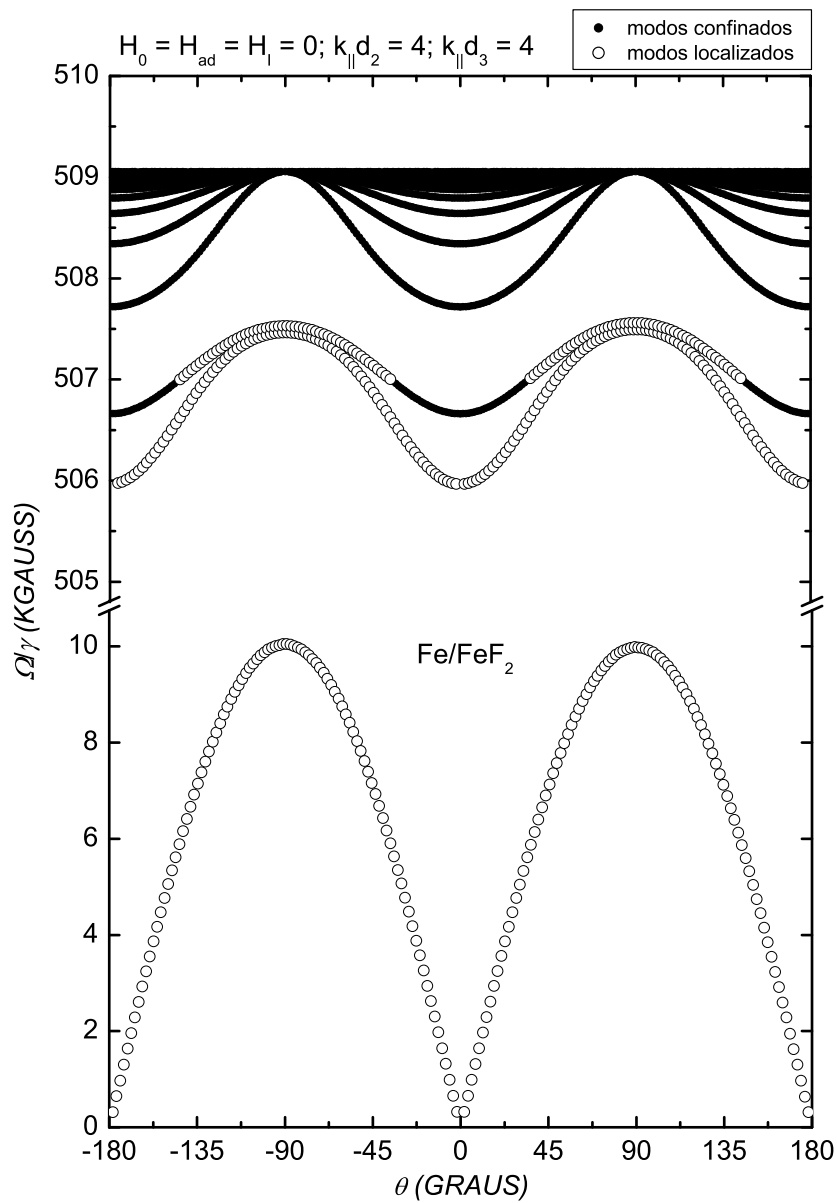


Figura 2.5: Relação de dispersão para o mesmo sistema da Fig. 2.4, aumentando a espessura do filme F para $k_{||}d_2 = 4$.

Estudando o comportamento dos modos magnetostáticos com a espessura dos filmes em bicamadas não-interagentes, pudemos sistematizar os parâmetros que melhor descrevem estes sistemas. No entanto, o foco principal do nosso trabalho baseia-se no entendimento dos efeitos de interface gerados pelo acoplamento inter-filmes. Assim sendo, exploramos mais intensamente as modificações nas relações de dispersão geradas pela anisotropia unidirecional na interface (H_{ad}) e pelo acoplamento de troca entre os filmes (H_i). Vale salientar neste ponto, que a inclusão desta anisotropia não constitui um acoplamento propriamente dito, mas é consequência do mesmo, como discutido no capítulo 1 quando falamos da “exchange bias” em sistemas com acoplamento F/AF.

A Fig. 2.6, mostra o resultado obtido para um sistema com os mesmos parâmetros da Fig. 2.4, adicionando-se um campo de anisotropia unidirecional com magnitude $H_{ad} = 500$ G. Este resultado mostra que a principal consequência da introdução desta anisotropia é criar ramos adicionais de modos confinados que se propagam numa região de dimensão finita, isto é, a adição de uma anisotropia unidirecional na interface gera uma nova banda de modos confinados no limite superior de frequências das relações de dispersão. O aumento na intensidade desta anisotropia aumenta a largura angular das novas bandas, ou seja, enquanto maior o valor de H_{ad} , maior o valor do ângulo limite que caracteriza a direção de propagação dos modos.

O efeito da anisotropia unidirecional sobre os modos magnetostáticos de frequências mais altas é semelhante ao de um campo magnético externo dc aplicado num sistema antiferromagnético puro de dimensão finita, como mostrado na referência[128]. E como a intensidade dessa anisotropia determina o tamanho da região angular onde os modos confinados adicionais mencionados acima podem se propagar, mostramos na Fig. 2.7 os valores limites desta região angular ($\pm\theta_L$) para vários valores de anisotropia unidirecional. Podemos concluir desta figura, que o aumento de H_{ad} produz um alargamento na região angular permitida para os modos adicionais no sistema. No entanto, esta dependência não é uma função linear. Verificamos através das simulações numéricas que, quanto maior o valor de H_{ad} , mais o módulo de θ_L se aproxima de 90° (ver Fig. 2.7). Para o caso particular da Fig.

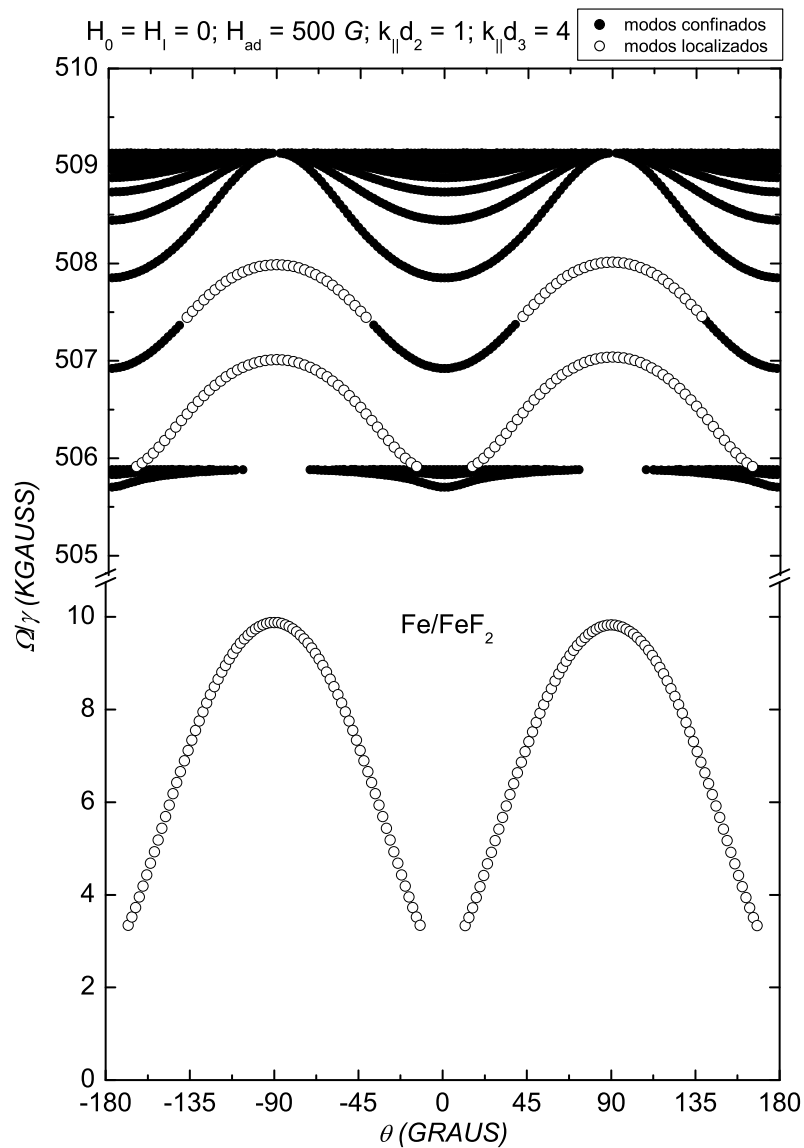


Figura 2.6: Relação de dispersão dos modos magnetostáticos que se propagam paralelamente à superfície, para diferentes valores do ângulo (θ) entre o vetor de onda e a direção z . O sistema não possui acoplamento de troca, mas possui uma anisotropia unidirecional na interface de $H_{ad} = 500 \text{ G}$. Os círculos abertos são modos localizados, enquanto que os círculos fechados são modos confinados. Os parâmetros que medem as espessuras são: $k_{||}d_2 = 1$ e $k_{||}d_3 = 4$.

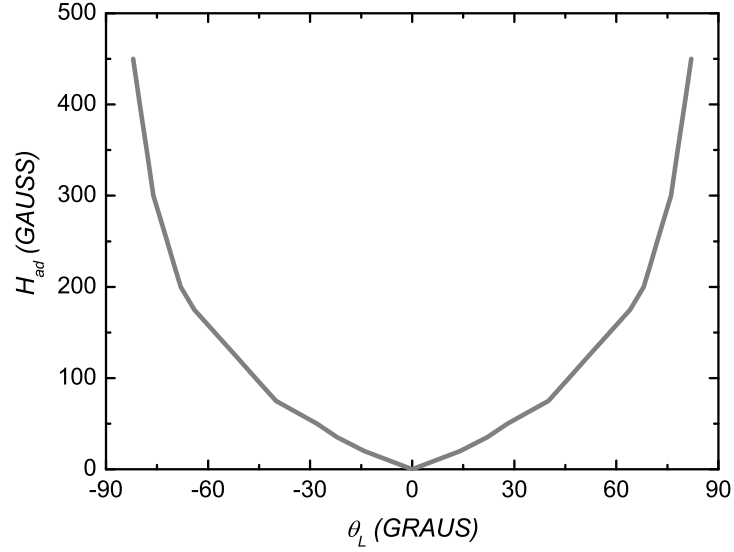


Figura 2.7: Comportamento dos ângulos limites ($\pm\theta_L$) como função da anisotropia unidirecional (H_{ad}). Estes ângulos definem a largura (no eixo θ) dos novos ramos de modos confinados criados pela introdução de H_{ad} em torno de $\theta = 0$. O caso particular desta nova região de modos confinados para $H_{ad} = 500$ G é mostrado na Fig. 2.6 entre as frequências $\Omega/\gamma = 505.5$ kG e $\Omega/\gamma = 506$ kG.

2.6, onde $H_{ad} = 500$ G, a Fig. 2.7 não mostra os valores de θ_L , mas este tem valor em torno de $\theta_L = \pm 75^\circ$.

A introdução de um acoplamento de troca na interface (H_i) produz uma assimetria nas relações de dispersão. Para mostrar este efeito, esboçamos na Fig. 2.8 o comportamento dos modos como função da direção de propagação para o mesmo sistema mostrado na Fig. 2.4, adicionando ao mesmo um campo de troca com intensidade de $H_i = 300$ G. Este resultado mostra claramente uma assimetria nos modos localizados, uma vez que os modos do lado direito da figura não são simétricos em relação aos ramos mostrados do lado esquerdo. Em outras palavras, podemos dizer que o acoplamento entre os filmes é responsável pelo surgimento de um comportamento não-recíproco na direção de propagação dos modos, isto é, $\Omega(\vec{k}) \neq \Omega(-\vec{k})$. A propagação em direções opostas que nos referimos aqui, é dada como na Fig. 2.9, a qual mostra dois pares destas propagações: um deles é o par $\theta = 60^\circ$ e -120° ,

e o outro é $\theta = 90^\circ$ e -90° .

Mostramos na Fig. 2.10, a diferença entre as frequências dos modos que se propagam em direções opostas como função da intensidade da interação inter-filmes para diferentes direções de propagação. Esboçamos nesta figura, três pares de propagações: $\theta = 90^\circ$ e -90° , $\theta = 60^\circ$ e -120° , e $\theta = 45^\circ$ e -135° . Estamos chamando de θ_+ a propagação com direção que varia no sentido anti-horário de θ , e de θ_- a propagação com direção que varia no sentido horário de θ (ver Fig. 2.9). Ω_+ e Ω_- representam, respectivamente, as frequências dos modos localizados que se propagam nas direções de θ_+ e de θ_- para a região de frequência que varia de $\Omega/\gamma = 0$ até $\Omega/\gamma = 10$ kG na Fig. 2.8.

Como comentamos anteriormente, a localização dos modos pode ser visualizada através da construção de gráficos do campo magnético como função da distância y . A Fig. 2.11, mostra o mesmo resultado da Fig. 2.8, com alguns pontos em destaque. Estes pontos correspondem às frequências da propagação na direção de $\theta = 45^\circ$ e na direção oposta, $\theta = -135^\circ$. Para cada ponto destacado, construímos o respectivo campo magnético associado como função da distância y . Os resultados destes campos são mostrados nas Figs. 2.12 e 2.13. Os campos dos pontos 21 (Fig. 2.12) e 103 (Fig. 2.13), indicam claramente que os mesmos pertencem a ramos de modos localizados na interface ($y = 0$). Assim, podemos concluir que os modos de frequências entre 0 e 10 kG estão localizados na interface. Estes modos percebem a forte anisotropia do material AF via interação inter-filmes, e o resultado disto aparece como o comportamento não-recíproco mostrado na Fig. 2.8. Um efeito similar é observado nos modos com frequências próximas da ressonância antiferromagnética (em torno de 507 kG). Estes modos são fortemente dependentes das características do meio AF, mas a presença da camada ferromagnética produz um campo extra que introduz uma anisotropia adicional a qual é transmitida para o filme AF via a interação de contato H_i . Como resultado, para $\theta > 0$ e Ω/γ entre 506 e 507 kG , o ramo de frequências mais baixas existe apenas numa região angular finita. Este ramo corresponde a um modo localizado na interface, como podemos concluir no gráfico do campo mostrado na Fig. 2.13, o qual foi construído com os dados do ponto 150 indicado na Fig. 2.11. Por outro lado, os modos se

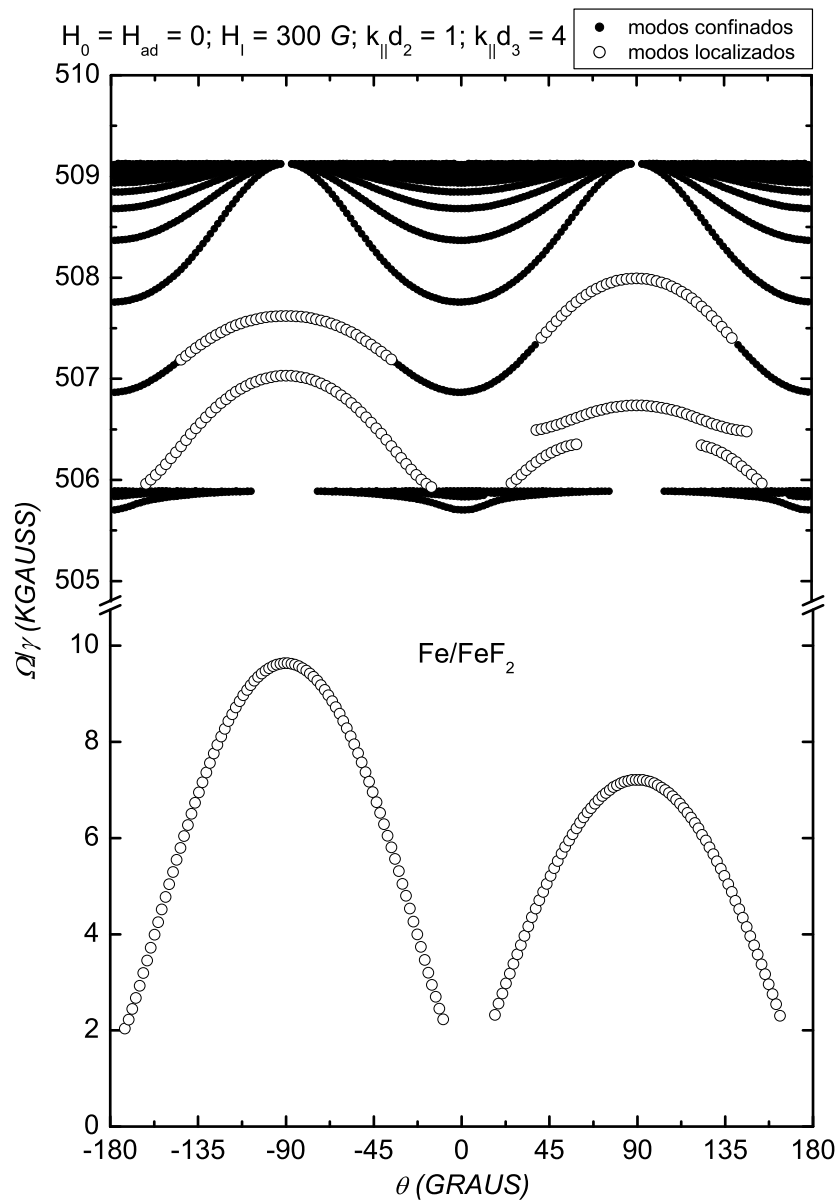


Figura 2.8: Relación de dispersión de los modos magnetostáticos que se propagan paralelamente a la superficie, para diferentes valores del ángulo entre el vector de onda y la dirección z . El sistema posee un campo de intercambio en la interfaz de magnitud: $H_i = 300 \text{ G}$. Los círculos abiertos son modos localizados y los círculos cerrados son modos confinados. Los parámetros que miden las espesuras son: $k_{\parallel}d_2 = 1$ e $k_{\parallel}d_3 = 4$.

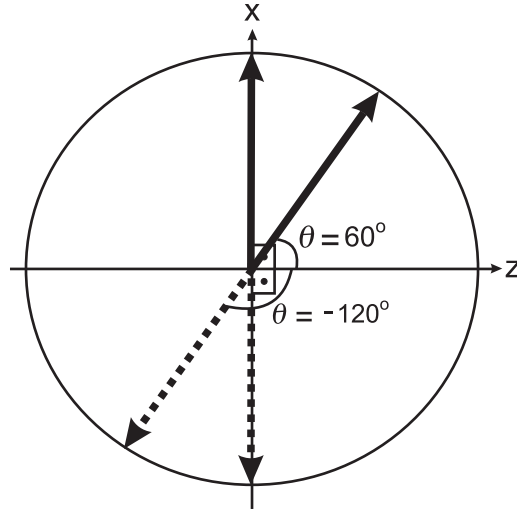


Figura 2.9: Diagrama mostrando o esquema de dois pares de propagações em direções opostas. Esses pares são: $\theta = 60^\circ$ e -120° , e $\theta = 90^\circ$ e -90° .

propagando na direção oposta ($\theta = -135^\circ$) estão localizados na superfície livre do antiferromagneto (ver campo do ponto 212 na Fig. 2.12) e têm um comportamento bastante regular. O ramo observado para $\theta > 0$ e Ω/γ próximo de 506.5 kG , corresponde a um modo localizado na superfície livre do antiferromagneto (ver campo do ponto 151 na Fig. 2.13), e o mesmo é fracamente afetado pela presença de um material diferente na vizinhança. Em síntese, a interação inter-filmes é a principal responsável pela não-reciprocidade dos modos localizados na interface, uma vez que eles são bastante afetados pela presença de um material diferente colocado na vizinhança.

De uma forma geral, calculamos neste capítulo a relação de dispersão dos modos magnetostáticos que se propagam em bicamadas constituídas de uma camada ferromagnética crescida em contato direto com um substrato antiferromagnético. Consideramos que as camadas são acopladas e que existe na interface uma anisotropia unidirecional. Em nossos cálculos, os efeitos de interface foram levados em consideração através de correções nas permeabilidades magnéticas de cada meio e nas condições de contorno dos campos efetivos modificados de forma apropriada. Com a permeabilidade corrigida, pudemos analisar os efeitos da anisotropia unidirecional e do acoplamento inter-filmes separadamente. Obser-

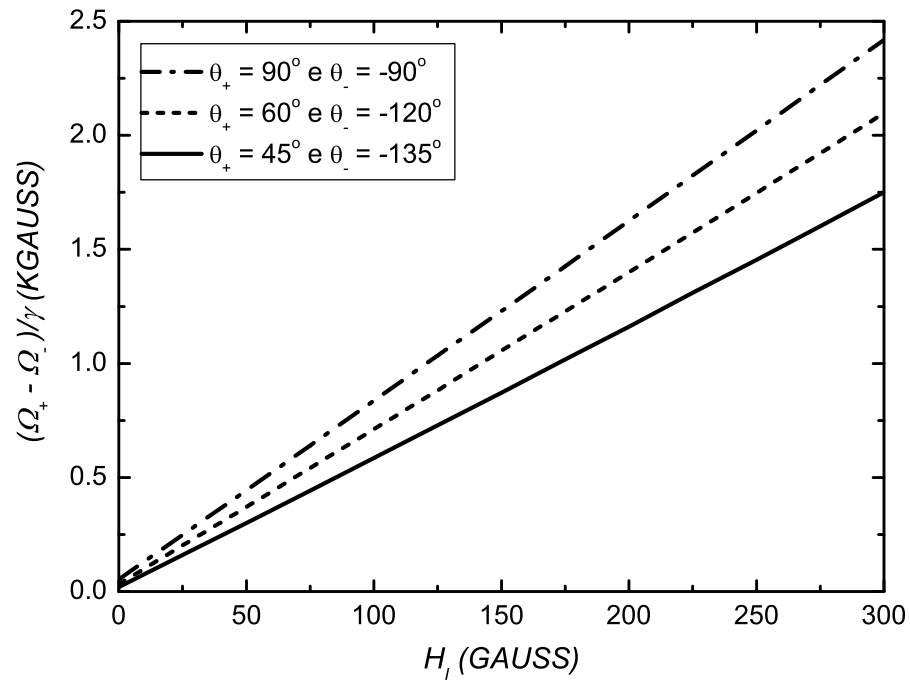


Figura 2.10: Diferença entre as frequências dos modos de mais baixa frequência que se propagam em direções opostas numa bicamada com acoplamento de troca. Os parâmetros do sistema são mostrados na figura. Os pares de propagação são: $\theta = 90^\circ$ e -90° (linha de tracejado duplo), $\theta = 60^\circ$ e -120° (linha de tracejado simples), e $\theta = 45^\circ$ e -135° (linha sólida).

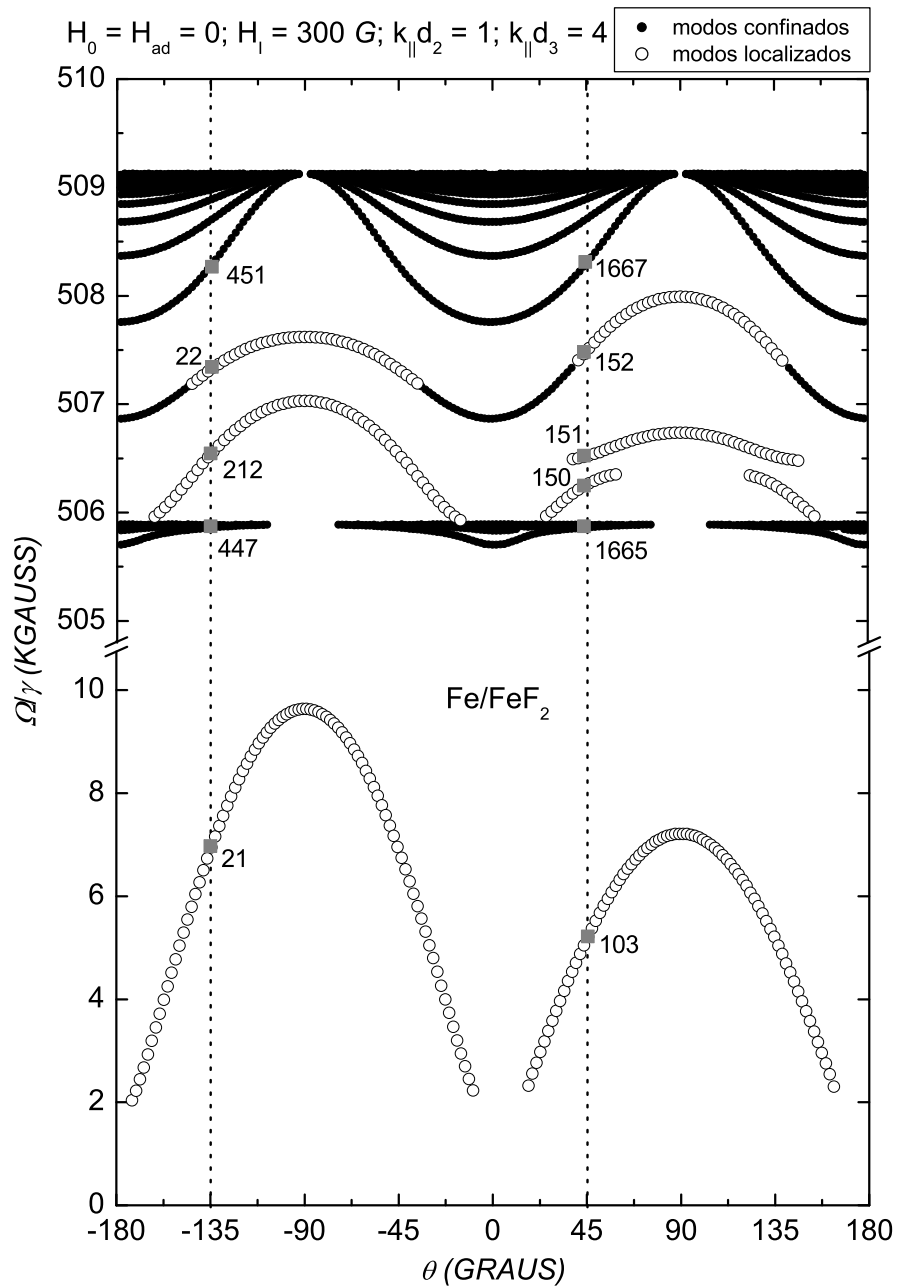


Figura 2.11: Mesmo gráfico da Fig. 2.8, com alguns pontos em destaque para obtenção dos respectivos campos magnéticos associados. As linhas verticais indicam que os pontos pertencem a um mesmo valor de θ .

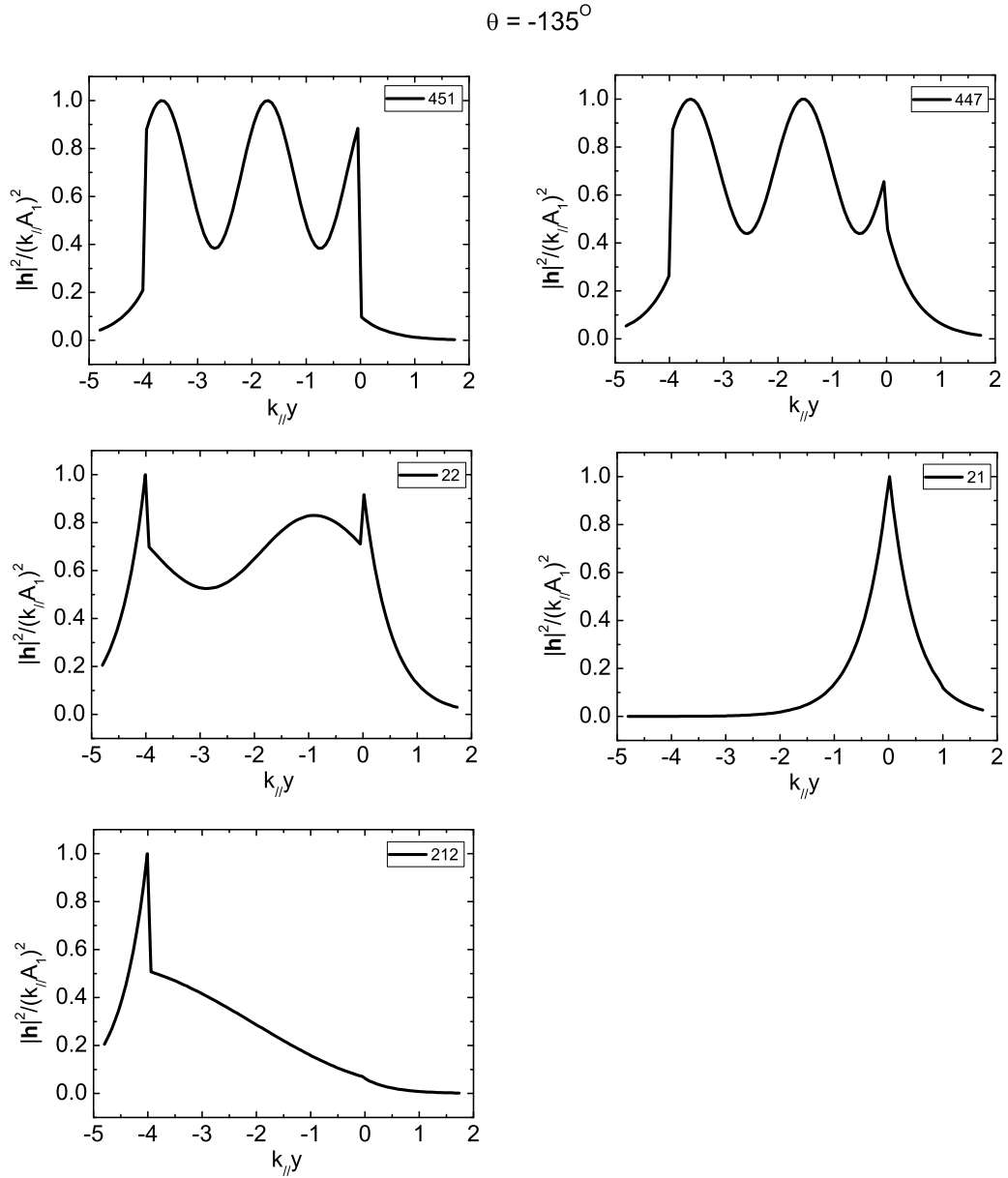


Figura 2.12: Campos magnéticos como função da distância y que define a espessura das bicamadas segundo nosso modelo. Cada gráfico construído está associado aos pontos em destaque na Fig.(2.11) para $\theta = -135^\circ$.

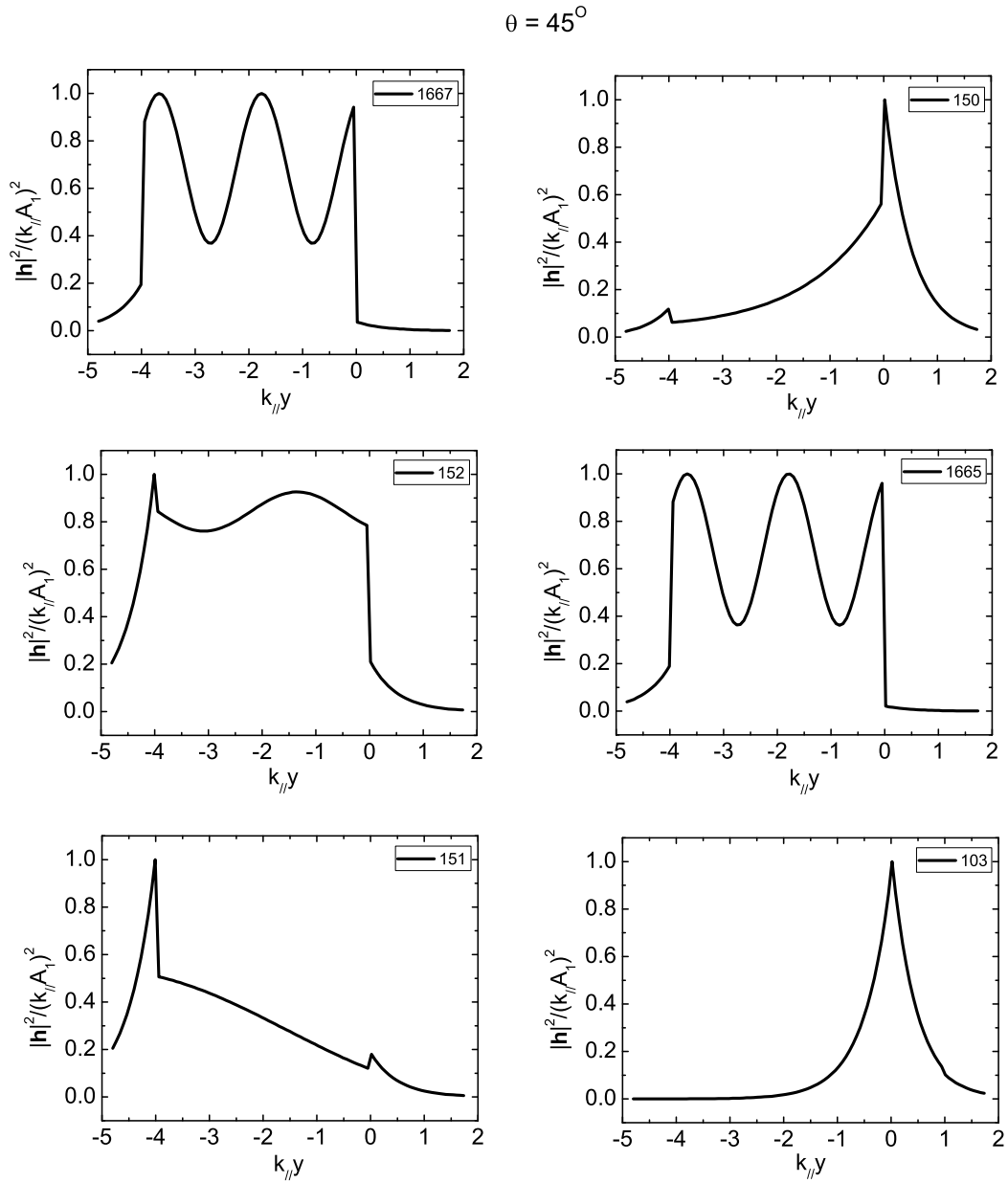


Figura 2.13: Campos magnéticos como função da distância y que define a espessura das bicamadas segundo nosso modelo. Cada gráfico construído está associado aos pontos em destaque na Fig.(2.11) para $\theta = 45^\circ$.

vamos que, enquanto o efeito da anisotropia unidirecional é quase o mesmo de um campo magnético externo de aplicado na bicamada (o surgimento de novos ramos de modos confinados que se propagam numa região angular finita do espaço), o acoplamento de troca introduz um efeito adicional de não-reciprocidade nos modos de interface que se propagam em direções opostas. Além disso, pudemos observar que existe uma dependência linear entre a diferença das frequências dos modos que se propagam em direções opostas e a intensidade da interação inter-filmes.

Deve ser ressaltado que os efeitos de interface resultam do tratamento térmico do sistema e dependem da “história térmica” da amostra. Nossos resultados mostram que o estudo dos modos magnetostáticos pode ser usado para caracterizar as bicamadas acopladas e com isso obter informações valiosas sobre as características físicas das interfaces destes sistemas.

CAPÍTULO 3

RESPOSTA DINÂMICA DE BICAMADAS ACOPLADAS

Neste capítulo, estudamos como o acoplamento entre os filmes das bicamadas modifica a resposta dinâmica destes sistemas. Obtemos uma expressão analítica para suscetibilidade efetiva do sistema, calculada através da média entre as suscetibilidades dos filmes ferro e antiferromagnético. Calculamos as respostas dinâmicas dos filmes considerando que um “sente” a presença do outro devido ao acoplamento, e que este pode ser representado por uma interação tipo Heisenberg acrescido de uma anisotropia unidirecional na interface. Para desacoplar as equações de movimento dos filmes, usamos uma aproximação baseada nas magnetizações médias destes objetos, obtidas segundo o modelo de sub-redes. Verificamos que o resultado obtido para a resposta dinâmica de um filme, “carrega” os efeitos introduzidos pelo acoplamento e uma contribuição do filme vizinho, o que reflete diretamente na suscetibilidade efetiva da bicamada. No limite em que o acoplamento é nulo, nossos resultados analíticos reproduzem as suscetibilidades usuais dos filmes puros.

3.1 CÁLCULO DA SUSCETIBILIDADE EFETIVA

Para calcular a suscetibilidade das bicamadas acopladas, consideramos um modelo teórico em que os filmes são descritos por um conjunto de monocamadas atômicas, onde cada plano dos filmes contém apenas os momentos magnéticos que apontam num mesmo sentido. A geometria utilizada para descrever o sistema é mostrada na Fig. 3.1. Nela, as superfícies são paralelas ao plano xz , sendo a direção y perpendicular às mesmas, com $y = 0$ na superfície externa do ferromagneto, e $y = d$ na superfície externa do antiferromagneto, de forma que a bicamada tem espessura d . Utilizamos d_F e d_A , para designarem as espessuras dos filmes F e AF, respectivamente, sendo que o primeiro possui N_F monocamadas, enquanto que o segundo, possui N_A camadas atômicas. Dessa forma, as monocamadas podem ser substituídas por vetores proporcionais às magnetizações. Os vetores \vec{M}_k na Fig. 3.1, correspondem aos vetores magnetização obtidos pela soma dos momentos magnéticos por unidade de volume da k -ésima monocamada. Em nosso modelo, os índices a e b fazem referência às camadas que apontam em sentidos opostos e que estão no interior do filme AF. Esta situação descreve o material AF enquanto ordenado antiferromagneticamente. Os planos do antiferromagneto que possuem magnetização na direção $+z$ são representados pelos vetores magnetização \vec{M}_b , enquanto que aqueles que têm magnetização na direção $-z$ são representados pelos vetores \vec{M}_a . O índice c , designado para os planos do filme F, representa o vetor magnetização de uma camada do ferromagneto que aponta na direção z . Consideramos neste modelo, que os vetores magnetização de cada filme têm interações diferentes apenas na interface. Portanto, a interação entre os momentos magnéticos internos dos filmes tem características distintas daquela presente entre os vetores da interface. Matematicamente, estas interações nos permite escrever a energia magnética por unidade de volume como

$$\begin{aligned}
 E = & \frac{H_E^A}{M_S^A} \sum_{i=1}^{N_A-1} \vec{M}_i \cdot \vec{M}_{i+1} - \frac{H_E^F}{M_S^F} \sum_{j=N_A+1}^{N_T-1} \vec{M}_j \cdot \vec{M}_{j+1} - \frac{H_A}{2M_S^A} \sum_{i=1}^{N_A} (M_i^z)^2 \\
 & - \frac{H_i}{\sqrt{M_S^F M_S^A}} \vec{M}_b \cdot \vec{M}_c - \vec{H}_{ad} \cdot (\vec{M}_b + \vec{M}_c) - \sum_{i=1}^{N_T} \vec{H} \cdot \vec{M}_i. \quad (3.1)
 \end{aligned}$$

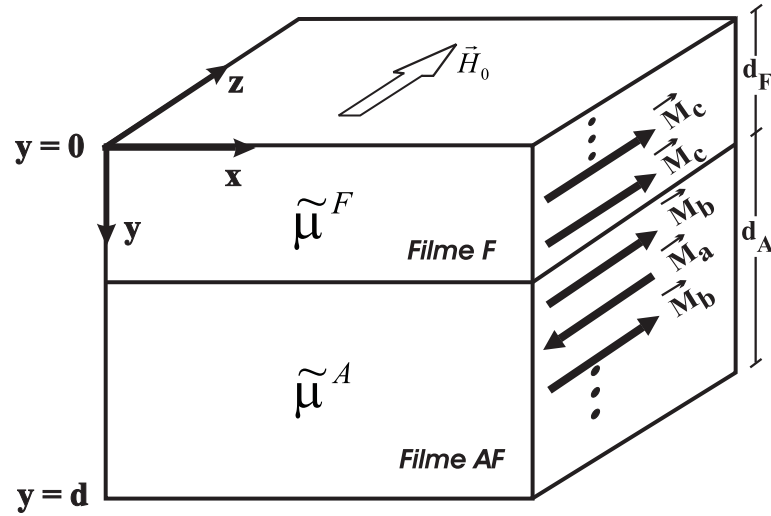


Figura 3.1: Definições de geometria para o cálculo da resposta dinâmica de bicamadas acopladas. A direção y é perpendicular às superfícies dos filmes, as quais são paralelas ao plano xz . Os filmes são divididos em camadas da ordem atômica, e os vetores \vec{M}_k representam os momentos magnéticos por unidade de volume da camada k . $\tilde{\mu}^F$ e $\tilde{\mu}^A$ são as permeabilidades magnéticas do filme F e do AF, respectivamente, modificadas pelo acoplamento entre esses materiais.

Onde os dois primeiros termos descrevem o acoplamento de troca (“exchange”) dos momentos magnéticos dos filmes AF e F, respectivamente; o terceiro, a contribuição para a energia da anisotropia uniaxial presente no filme AF; o quarto e o quinto, representam a energia de interação entre os filmes: H_i é o campo de troca entre os vetores interfaciais \vec{M}_b e \vec{M}_c , e H_{ad} é o campo da anisotropia unidirecional “sentido” por estes vetores. O último termo, mede a energia do acoplamento entre os momentos magnéticos dos filmes e o campo magnético externo. As variáveis N_A , N_F e N_T representam, respectivamente, o número de monocamadas do filme AF, o número de monocamadas do filme F e o número total de camadas nos dois filmes ($N_T = N_A + N_F$).

A equação de movimento para os vetores magnetização, \vec{M}_k , são dadas em função do campo efetivo, \vec{H}_k^{ef} , “sentido” pelas magnetizações de cada camada k , por

$$\frac{d}{dt}\vec{M}_k = \gamma\vec{M}_k \times \vec{H}_k^{ef}. \quad (3.2)$$

A energia magnética do sistema pode ser escrita como [126]

$$E = - \sum_{i=1}^{i=N_T} \vec{M}_i \cdot \vec{H}_i^{ef}. \quad (3.3)$$

Logo,

$$\vec{H}_i^{ef} = -\nabla_{\vec{M}_i} E. \quad (3.4)$$

Dessa forma, das Eqs.(3.2), (3.4) e (3.1), podemos escrever as equações do torque para os vetores da interface (\vec{M}_b e \vec{M}_c) como

$$\frac{d\vec{M}_b}{dt} = \gamma \vec{M}_b \times \left[-\frac{H_E^A}{M_S^A} \vec{M}_a + H_A \hat{z} + \frac{H_i}{\sqrt{M_S^F M_S^A}} \vec{M}_c + H_{ad} \hat{z} + H_0 \hat{z} + \vec{h}(t) \right]. \quad (3.5)$$

$$\frac{d\vec{M}_c}{dt} = \gamma \vec{M}_c \times \left[\frac{H_E^F}{M_S^F} \vec{M}_c + \frac{H_i}{\sqrt{M_S^F M_S^A}} \vec{M}_b + H_{ad} \hat{z} + H_0 \hat{z} + \vec{h}(t) \right]. \quad (3.6)$$

Para o vetor \vec{M}_a , primeiro vizinho do vetor interfacial (\vec{M}_b) dentro do filme AF, obtemos

$$\frac{d\vec{M}_a}{dt} = \gamma \vec{M}_a \times \left[-\frac{H_E^A}{M_S^A} \vec{M}_b - H_A \hat{z} + H_0 \hat{z} + \vec{h}(t) \right]. \quad (3.7)$$

Consideramos que as monocamadas acima daquela representada pelo vetor \vec{M}_c da interface (ver Fig. 3.1) são equivalentes, e que o mesmo pode ser dito para as camadas internas do filme AF, isto é, para planos atômicos abaixo de \vec{M}_a na figura. Assim, para obter a resposta dinâmica das bicamadas acopladas, consideramos uma abordagem onde as correções para a suscetibilidade são devidas às camadas mais próximas da interface. Neste modelo, o comportamento dos filmes saindo da interface é o mesmo apresentado pelos materiais puros que os constitui. Esta aproximação pode ser utilizada sempre que os efeitos decorrentes do acoplamento entre os filmes não se propaguem por muitos planos atômicos dentro destes objetos. Logo, especialmente para bicamadas de filmes finos (com alguns angstroms ou com algumas dezenas de angstroms), nosso modelo pode ser aplicado com boa aproximação. Mais adiante, mostraremos que as espessuras dos filmes podem ser consideradas segundo a teoria de meio efetivo, onde a resposta dinâmica do sistema é levada em conta através de uma espécie de média, e que as frações dos filmes no volume total da bicamada são as medidas utilizadas para representar as informações das dimensões dos filmes.

Para resolver as equações de movimento dos vetores magnetização [Eqs.(3.5)-(3.7)], consideramos que estes vetores podem ser escritos na forma: $\vec{M}_k = \vec{m}_k + \vec{\eta}_k(t)$, com $k = a, b$ or c ; onde \vec{m}_k representa a magnetização de equilíbrio da k -ésima monocamada, e $\vec{\eta}_k$ é o termo oscilatório da magnetização \vec{M}_k . Assim, as magnetizações podem ser escritas como uma soma entre as contribuições dependente e independente do tempo.

No caso linear, onde desprezamos os termos de ordem superior a um na equação do torque, e considerando pequenas oscilações em torno da posição de equilíbrio, onde as flutuações $\vec{\eta}_k$ oscilam com pequenas amplitudes em torno da direção z (no plano xy), obtemos das Eqs.(3.5)-(3.7), o seguinte sistema de equações:

$$\frac{i\Omega}{\gamma} \vec{\eta}_a = [\vec{m}_a + \vec{\eta}_a] \times \left[-\frac{H_E^A}{M_S^A} (\vec{m}_b + \vec{\eta}_b) + \frac{H_A}{M_S^A} \vec{m}_a + H_0 \hat{z} + \vec{h}(t) \right]. \quad (3.8)$$

$$\begin{aligned} \frac{i\Omega}{\gamma} \vec{\eta}_b = [\vec{m}_b + \vec{\eta}_b] \times & \left[-\frac{H_E^A}{M_S^A} (\vec{m}_a + \vec{\eta}_a) + \frac{H_A}{M_S^A} \vec{m}_b + H_0 \hat{z} + \vec{h}(t) \right] \\ & \left[+H_{ad} \hat{z} + \frac{H_i}{\sqrt{M_S^F M_S^A}} (\vec{m}_c + \vec{\eta}_c) \right]. \end{aligned} \quad (3.9)$$

$$\begin{aligned} \frac{i\Omega}{\gamma} \vec{\eta}_c = [\vec{m}_c + \vec{\eta}_c] \times & \left[\frac{H_E^F}{M_S^F} (\vec{m}_c + \vec{\eta}_c) + H_0 \hat{z} + \vec{h}(t) \right] \\ & \left[+H_{ad} \hat{z} + \frac{H_i}{\sqrt{M_S^F M_S^A}} (\vec{m}_b + \vec{\eta}_b) \right]. \end{aligned} \quad (3.10)$$

Fazendo $\vec{m}_c = M_S^F \hat{z}$, $\vec{m}_b = M_S^A \hat{z}$, $\vec{\eta}_c = \eta_c^x \hat{x} + \eta_c^y \hat{y}$, $\vec{\eta}_b = \eta_b^x \hat{x} + \eta_b^y \hat{y}$, $H_i^F = H_i M_S^F / \sqrt{M_S^F M_S^A}$ e $H_i^A = H_i M_S^A / \sqrt{M_S^F M_S^A}$ na Eq.(3.10), obtemos

$$\frac{i\Omega}{\gamma} \eta_c^x = -H_i^F \eta_b^y + (H_0 + H_{ad} + H_i^A) \eta_c^y - M_S^F h^y. \quad (3.11)$$

$$\frac{i\Omega}{\gamma} \eta_c^y = H_i^F \eta_b^x - (H_0 + H_{ad} + H_i^A) \eta_c^x + M_S^F h^x. \quad (3.12)$$

As Eqs.(3.11) e (3.12) podem ser reescritas, isolando-se as componentes da magnetização pertencentes a cada filme e os termos relacionados com a interface. Fazendo isso, obtemos o sistema de equações a seguir.

$$\frac{i\Omega}{\gamma} \eta_c^x - H_0 \eta_c^y - (H_i^A + H_{ad}) \eta_c^y = -H_i^F \eta_b^y - M_S^F h^y. \quad (3.13)$$

$$H_0 \eta_c^x + (H_i^A + H_{ad}) \eta_c^x + \frac{i\Omega}{\gamma} \eta_c^y = H_i^F \eta_b^x + M_S^F h^x. \quad (3.14)$$

Para desacoplar as Eqs.(3.13) e (3.14), usamos uma aproximação onde as flutuações η_b^x e η_b^y podem ser trocadas pelas componentes das magnetizações de um antiferromagneto uniaxial puro. Com esse procedimento, η_b^x e η_b^y serão substituídos pelas flutuações usuais, η_{AF}^x e η_{AF}^y , as quais podem ser escritas na forma matricial como

$$\begin{pmatrix} \eta_{AF}^x \\ \eta_{AF}^y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \chi_{xx}^A & i\chi_{xy}^A \\ i\chi_{yx}^A & \chi_{yy}^A \end{pmatrix} \begin{pmatrix} h_x \\ h_y \end{pmatrix}. \quad (3.15)$$

Onde os elementos χ_{ij}^A ($i = x, y$ e $j = x, y$) são iguais àqueles de um material AF com anisotropia uniaxial, dados na referência [127]. Particularmente, tem-se que $\chi_{yy}^A = \chi_{xx}^A$ e $\chi_{yx}^A = -\chi_{xy}^A$, com:

$$\chi_{xx}^A = \Omega_S^2 \left[\frac{1}{\Omega_0^2 - (\Omega + \gamma H_0)^2} + \frac{1}{\Omega_0^2 - (\Omega - \gamma H_0)^2} \right]. \quad (3.16)$$

E

$$\chi_{xy}^A = \Omega_S^2 \left[\frac{1}{\Omega_0^2 - (\Omega + \gamma H_0)^2} - \frac{1}{\Omega_0^2 - (\Omega - \gamma H_0)^2} \right]. \quad (3.17)$$

Nas equações acima, $\Omega_S^2 = \gamma^2 H_A M_S^A$ e $\Omega_0^2 = \gamma^2 (2H_E^A H_A + H_A^2)$, onde M_S^A é a magnetização de saturação do antiferromagneto, H_E^A and H_A são os campos de troca e de anisotropia, respectivamente, e Ω_0 é a frequência de ressonância antiferromagnética para campo nulo.

Dessa forma, as Eqs.(3.13) e (3.14) podem ser escritas, matricialmente, como

$$\mathbb{A} \cdot \vec{\eta}_c + \mathbb{B} \cdot \vec{\eta}_c = \mathbb{C} \cdot \vec{h} + \mathbb{D} \cdot \vec{h}. \quad (3.18)$$

Onde,

$$\mathbb{A} = \begin{pmatrix} \frac{i\Omega}{\gamma} & -H_0 \\ H_0 & \frac{i\Omega}{\gamma} \end{pmatrix}. \quad (3.19)$$

$$\mathbb{B} = [H_{ad} + H_i^A] \begin{pmatrix} 0 & -1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}. \quad (3.20)$$

$$\mathbb{C} = M_s^F \begin{pmatrix} 0 & -1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}. \quad (3.21)$$

$$\mathbb{D} = H_i^F \begin{pmatrix} i\chi_{xy}^A & -\chi_{xx}^A \\ \chi_{xx}^A & i\chi_{xy}^A \end{pmatrix}. \quad (3.22)$$

No entanto, podemos escrever a magnetização total do filme F como

$$\vec{\eta}_c = \vec{\eta}_0 + \vec{\eta}_i. \quad (3.23)$$

Onde $\vec{\eta}_0 = \bar{\chi}^F \cdot \vec{h}$ representa a magnetização do filme F sem efeitos de interface[127], e $\vec{\eta}_i$ a contribuição para a magnetização devido à existência destes efeitos. Logo, substituindo a Eq.(3.23) na Eq.(3.18), ficamos com

$$(\mathbb{A} + \mathbb{B}) \cdot \vec{\eta}_0 + (\mathbb{A} + \mathbb{B}) \cdot \vec{\eta}_i = \mathbb{C} \cdot \vec{h} + \mathbb{D} \cdot \vec{h}. \quad (3.24)$$

Mas $\mathbb{A} \cdot \vec{\eta}_0 = \mathbb{C} \cdot \vec{h}$, uma vez que $\mathbb{A}^{-1} \cdot \mathbb{C} \cdot \vec{h} = \bar{\chi}^F \cdot \vec{h}$ [ver APÊNDICE B] e, por definição, $\vec{\eta}_0 = \bar{\chi}^F \cdot \vec{h}$. Isto significa que $\mathbb{A} \cdot \vec{\eta}_0 = \mathbb{C} \cdot \vec{h}$, é a equação que fornece a suscetibilidade usual de um filme F. Então, da Eq.(3.24), ficamos com

$$\begin{aligned} (\mathbb{A} + \mathbb{B}) \cdot \vec{\eta}_i &= \mathbb{D} \cdot \vec{h} - \mathbb{B} \cdot \vec{\eta}_0, \\ (\mathbb{A} + \mathbb{B}) \cdot \vec{\eta}_i &= (\mathbb{D} - \mathbb{B} \cdot \bar{\chi}^F) \cdot \vec{h}. \end{aligned} \quad (3.25)$$

Calculando a inversa de $(\mathbb{A} + \mathbb{B})$, obtemos

$$\vec{\eta}_i = \begin{pmatrix} K_x & iK_y \\ -iK_y & K_x \end{pmatrix} \vec{h}. \quad (3.26)$$

Com,

$$\begin{aligned} K_x &= \frac{\gamma}{\gamma^2 \mathcal{H}^2 - \Omega^2} [(H_{ad} + H_i^A) \chi_{xy}^F - H_i^F \chi_{xy}^A] \Omega + \\ &\quad \frac{\gamma}{\gamma^2 \mathcal{H}^2 - \Omega^2} [H_i^F \chi_{xx}^A - (H_{ad} + H_i^A) \chi_{xx}^F] \gamma \mathcal{H}. \end{aligned} \quad (3.27)$$

$$\begin{aligned} K_y &= \frac{\gamma}{\gamma^2 \mathcal{H}^2 - \Omega^2} [(H_{ad} + H_i^A) \chi_{xx}^F - H_i^F \chi_{xx}^A] \Omega - \\ &\quad \frac{\gamma}{\gamma^2 \mathcal{H}^2 - \Omega^2} [H_i^F \chi_{xy}^A - (H_{ad} + H_i^A) \chi_{xy}^F] \gamma \mathcal{H}. \end{aligned} \quad (3.28)$$

Onde fizemos

$$\mathcal{H} = H_0 + H_{ad} + H_i^A. \quad (3.29)$$

Das Eqs.(3.23) e (3.26), obtemos a magnetização total do filme F como

$$\vec{\eta}_c = \tilde{\chi}_i^F \cdot \vec{h}. \quad (3.30)$$

Onde $\tilde{\chi}_i^F$, é a **suscetibilidade do filme F modificada pelo acoplamento**, dada por

$$\tilde{\chi}_i^F = \begin{pmatrix} \chi_{xx}^F + K_x & i[\chi_{xy}^F + K_y] \\ -i[\chi_{xy}^F + K_y] & \chi_{xx}^F + K_x \end{pmatrix}. \quad (3.31)$$

Na Eq.(3.31), os termos $\chi_{i,j}$, são os elementos da resposta dinâmica de um ferromagneto usual (sem anisotropia), $\bar{\chi}^F$, dados por[127]

$$\chi_{xx}^F = \frac{\gamma^2 H_0 M_s^F}{\gamma^2 H_0^2 - \Omega^2}. \quad (3.32)$$

$$\chi_{xy}^F = -\frac{\gamma M_s^F \Omega}{\gamma^2 H_0^2 - \Omega^2}. \quad (3.33)$$

É importante observar que $\tilde{\chi}_i^F$ se reduz a $\bar{\chi}^F$, no limite em que o filme AF é considerado como um filme F, isto é, a suscetibilidade do filme F modificada pelo acoplamento torna-se igual à resposta dinâmica de um ferromagneto usual sem anisotropia. Para verificar isso matematicamente, basta fazer $H_i^F = H_i^A = H_E^F$, $H_{ad} = 0$, $\chi_{xx}^{AF} = \chi_{xx}^F$ e $\chi_{xy}^{AF} = \chi_{xy}^F$ nas Eqs.(3.27) e (3.27). Com isso, $K_x = K_y = 0$ e, conseqüentemente, a Eq.(3.31) torna-se $\bar{\chi}^F$.

Da Eq.(3.8), com $\vec{m}_a = M_S^A(-\hat{z})$, $\vec{m}_b = M_S^A \hat{z}$ e $\vec{\eta}_{a,b} = \eta_{a,b}^x \hat{x} + \eta_{a,b}^y \hat{y}$, obtemos

$$\frac{i\Omega}{\gamma} \eta_a^x - (H_0 - H_A - H_E^A) \eta_a^y + H_E^A \eta_b^y = M_S^A h^y. \quad (3.34)$$

$$(H_0 - H_A - H_E^A) \eta_a^x + \frac{i\Omega}{\gamma} \eta_a^y - H_E^A \eta_b^x = -M_S^A h^x. \quad (3.35)$$

Analogamente, da Eq.(3.9), ficamos com

$$\frac{i\Omega}{\gamma} \eta_b^x - (H_0 + H_A + H_E^A) \eta_b^y - H_E^A \eta_a^y = -M_S^A h^y + (H_i^F + H_{ad}) \eta_b^y - H_i^A \eta_c^y. \quad (3.36)$$

$$(H_0 + H_A + H_E^A) \eta_b^x + \frac{i\Omega}{\gamma} \eta_b^y + H_E^A \eta_a^x = M_S^A h^x - (H_i^F + H_{ad}) \eta_b^x + H_i^A \eta_c^x. \quad (3.37)$$

Somando as Eqs.(3.34) e (3.36), e a (3.35) com a (3.37), obtemos

$$\frac{i\Omega}{\gamma}\eta^x - H_0\eta^y + H_A\xi^y = (H_i^F + H_{ad})\eta_b^y - H_i^A\eta_c^y. \quad (3.38)$$

$$H_0\eta^x - H_A\xi^x + \frac{i\Omega}{\gamma}\eta^y = -(H_i^F + H_{ad})\eta_b^x + H_i^A\eta_c^x. \quad (3.39)$$

Onde fizemos

$$\eta^{x,y} = \eta_a^{x,y} + \eta_b^{x,y}. \quad (3.40)$$

$$\xi^{x,y} = \eta_a^{x,y} - \eta_b^{x,y}. \quad (3.41)$$

Subtraindo as Eqs.(3.34) e (3.36), e as (3.35) e (3.37), obtemos

$$(H_A + 2H_E^A)\eta^y + \frac{i\Omega}{\gamma}\xi^x - H_0\xi^y = 2M_s^A h^y - (H_i^F + H_{ad})\eta_b^y + H_i^A\eta_c^y. \quad (3.42)$$

$$-(H_A + 2H_E^A)\eta^x + H_0\xi^x + \frac{i\Omega}{\gamma}\xi^y = -2M_s^A h^x + (H_i^F + H_{ad})\eta_b^x - H_i^A\eta_c^x. \quad (3.43)$$

Para desacoplar as Eqs.(3.38) e (3.39), e as Eqs.(3.42) e (3.43), usamos uma aproximação semelhante àquela utilizada no cálculo da suscetibilidade do filme F modificada pelo acoplamento: substituímos os termos de $\eta_c^{x,y}$ presentes nos lados direitos dessas equações, pelas componentes xx e yy da magnetização de um filme F, η_F^x e η_F^y , dadas por

$$\begin{pmatrix} \eta_F^x \\ \eta_F^y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \chi_{xx}^F & i\chi_{xy}^F \\ i\chi_{yx}^F & \chi_{yy}^F \end{pmatrix} \begin{pmatrix} h_x \\ h_y \end{pmatrix}. \quad (3.44)$$

Onde os elementos χ_{ij}^F ($i = x, y$ e $j = x, y$), são dados pelas Eqs.(3.32) e (3.33).

Adicionalmente, substituímos os termos de $\eta_b^{x,y}$ nos lados direitos das Eqs.(3.38) e (3.39), e das Eqs.(3.42) e (3.43), por η_{AF}^x e η_{AF}^y , dados pela Eq.(3.15). Assim sendo, com essas aproximações, as Eqs.(3.38) e (3.39) levam a

$$H_A \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \xi^x \\ \xi^y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -\frac{i\Omega}{\gamma} & H_0 \\ -H_0 & -\frac{i\Omega}{\gamma} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \eta^x \\ \eta^y \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} iB_x & -B_y \\ B_y & iB_x \end{pmatrix} \begin{pmatrix} h^x \\ h^y \end{pmatrix}. \quad (3.45)$$

Onde,

$$B_x = H_i^A \chi_{xy}^F - (H_i^F + H_{ad}) \chi_{xy}^A. \quad (3.46)$$

$$B_y = H_i^A \chi_{xx}^F - (H_i^F + H_{ad}) \chi_{xx}^A. \quad (3.47)$$

Ou ainda,

$$\begin{aligned} \begin{pmatrix} \xi^x \\ \xi^y \end{pmatrix} &= \frac{1}{H_A} \begin{pmatrix} H_0 & \frac{i\Omega}{\gamma} \\ -\frac{i\Omega}{\gamma} & H_0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \eta^x \\ \eta^y \end{pmatrix} \\ &+ \frac{1}{H_A} \begin{pmatrix} -B_y & -iB_x \\ iB_x & -B_y \end{pmatrix} \begin{pmatrix} h^x \\ h^y \end{pmatrix}. \end{aligned} \quad (3.48)$$

Das Eqs.(3.42) e (3.43), ficamos com

$$\begin{aligned} [H_A + 2H_E^A] \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \eta^x \\ \eta^y \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \frac{i\Omega}{\gamma} & -H_0 \\ H_0 & \frac{i\Omega}{\gamma} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \xi^x \\ \xi^y \end{pmatrix} = \\ 2M_S^A \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} h^x \\ h^y \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} -iB_x & B_y \\ -B_y & -iB_x \end{pmatrix} \begin{pmatrix} h^x \\ h^y \end{pmatrix}. \end{aligned} \quad (3.49)$$

Ou, multiplicando por $\gamma^2 H_A$, obtemos

$$\begin{aligned} \Omega_0^2 \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \eta^x \\ \eta^y \end{pmatrix} + \gamma^2 H_A \begin{pmatrix} \frac{i\Omega}{\gamma} & -H_0 \\ H_0 & \frac{i\Omega}{\gamma} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \xi^x \\ \xi^y \end{pmatrix} = \\ 2\Omega_S^2 \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} h^x \\ h^y \end{pmatrix} + \gamma^2 H_A \begin{pmatrix} -iB_x & B_y \\ -B_y & -iB_x \end{pmatrix} \begin{pmatrix} h^x \\ h^y \end{pmatrix}. \end{aligned} \quad (3.50)$$

Substituindo a Eq.(3.48) na Eq.(3.50), obtemos

$$\mathbb{E} \cdot \vec{\eta} = \mathbb{G} \cdot \vec{h} + \mathbb{H} \cdot \vec{h}. \quad (3.51)$$

Onde,

$$\mathbb{E} = \begin{pmatrix} 2i\Omega\gamma H_0 & \Omega_0^2 - \gamma^2 H_0^2 - \Omega^2 \\ -[\Omega_0^2 - \gamma^2 H_0^2 - \Omega^2] & 2i\Omega\gamma H_0 \end{pmatrix}. \quad (3.52)$$

$$\mathbb{G} = 2\Omega_S^2 \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{pmatrix}. \quad (3.53)$$

$$\mathbb{H} = \begin{pmatrix} i[\Omega\gamma B_y + \gamma^2(H_0 - H_A)B_x] & -[\gamma^2(H_0 - H_A)B_y + \Omega\gamma B_x] \\ \gamma^2(H_0 - H_A)B_y + \Omega\gamma B_x & i[\Omega\gamma B_y + \gamma^2(H_0 - H_A)B_x] \end{pmatrix}. \quad (3.54)$$

Assim como no caso do filme F, a magnetização total do filme AF pode ser escrita como

$$\vec{\eta} = \vec{M}_0 + \vec{M}_i. \quad (3.55)$$

Onde \vec{M}_0 é a magnetização do filme sem os efeitos de interface, e \vec{M}_i é a contribuição destes efeitos na magnetização. Assim, de (3.55) em (3.51), temos

$$\mathbb{E} \cdot (\vec{M}_0 + \vec{M}_i) = \mathbb{G} \cdot \vec{h} + \mathbb{H} \cdot \vec{h}. \quad (3.56)$$

No entanto, $\mathbb{E} \cdot \vec{M}_0 = \mathbb{G} \cdot \vec{h}$ [ver APÊNDICE B] e, por definição, $\vec{M}_0 = \bar{\chi}^A \cdot \vec{h}$. Com isso, a Eq.(3.56) torna-se

$$\mathbb{E} \cdot \vec{M}_i = \mathbb{H} \cdot \vec{h}. \quad (3.57)$$

Após a determinação da inversa da matriz \mathbb{E} , chegamos a

$$\vec{M}_i = \frac{1}{[\alpha_x^2 - \alpha_y^2]} \begin{pmatrix} \alpha_x \theta_x + \alpha_y \theta_y & -i[\alpha_y \theta_x + \alpha_x \theta_y] \\ i[\alpha_y \theta_x + \alpha_x \theta_y] & \alpha_x \theta_x + \alpha_y \theta_y \end{pmatrix} \begin{pmatrix} h^x \\ h^y \end{pmatrix}. \quad (3.58)$$

Onde,

$$\alpha_x = 2\gamma H_0 \Omega. \quad (3.59)$$

$$\alpha_y = \Omega_0^2 - \gamma^2 H_0^2 - \Omega^2. \quad (3.60)$$

$$\begin{aligned} \theta_x &= \gamma \Omega [H_i^A \chi_{xx}^F - (H_i^F + H_{ad}) \chi_{xx}^A] + \\ &\quad \gamma^2 (H_0 - H_A) [H_i^A \chi_{xy}^F - (H_i^F + H_{ad}) \chi_{xy}^A]. \end{aligned} \quad (3.61)$$

$$\begin{aligned} \theta_y &= -\gamma \Omega [H_i^A \chi_{xy}^F - (H_i^F + H_{ad}) \chi_{xy}^A] - \\ &\quad \gamma^2 (H_0 - H_A) [H_i^A \chi_{xx}^F - (H_i^F + H_{ad}) \chi_{xx}^A]. \end{aligned} \quad (3.62)$$

Logo, como consideramos que $\vec{\eta} = \vec{M}_0 + \vec{M}_i$, a magnetização total do filme AF será dada pelas Eqs.(3.15) e (3.58), como

$$\vec{\eta} = \tilde{\chi}_i^A \cdot \vec{h}. \quad (3.63)$$

Onde $\tilde{\chi}_i^A$, é a **suscetibilidade do filme AF modificada pelo acoplamento**, dada por

$$\tilde{\chi}_i^A = \begin{pmatrix} \chi_{xx}^A + \frac{\alpha_x \theta_x + \alpha_y \theta_y}{\alpha_x^2 - \alpha_y^2} & i \left[\chi_{xy}^A - \frac{\alpha_x \theta_y + \alpha_y \theta_x}{\alpha_x^2 - \alpha_y^2} \right] \\ -i \left[\chi_{xy}^A - \frac{\alpha_x \theta_y + \alpha_y \theta_x}{\alpha_x^2 - \alpha_y^2} \right] & \chi_{xx}^A + \frac{\alpha_x \theta_x + \alpha_y \theta_y}{\alpha_x^2 - \alpha_y^2} \end{pmatrix}. \quad (3.64)$$

É importante observar que a correção na magnetização total do filme AF introduzida pelos efeitos de interface, a qual denominamos de \vec{M}_i , se anula caso a interface seja considerada como uma camada do filme. Isso pode ser verificado matematicamente, se fizermos $H_{ad} = 0$, $H_i^F = H_i^A = H_E^F$ e $\chi_{x,y}^A = \chi_{x,y}^F$. Neste limite, as Eqs.(3.61) e (3.62) se anulam, anulando também a Eq.(3.58). Conseqüentemente, a Eq.(3.64) iguala-se à suscetibilidade usual de um filme AF com anisotropia uniaxial, ou seja, a magnetização total do filme AF passa a ser apenas $\vec{\eta} = \vec{M}_0 \cdot \vec{h}$, pois $\tilde{\chi}_i^A = \bar{\chi}^A$.

O modelo apresentado aqui para determinar as respostas dinâmicas dos filmes modificadas pelo acoplamento, foi desenvolvido para o sistema de bicamadas F/AF acopladas. No entanto, o procedimento que utilizamos para estes objetos pode ser aplicado para qualquer sistema de filmes empilhados que possuam acoplamento. Isso torna nosso método uma ferramenta de vasta aplicabilidade em sistemas magnéticos que apresentam periodicidade suficiente para que possam ser tratados com o modelo de planos atômicos.

Em relação à resposta dinâmica do sistema como um todo, a qual denominamos de **suscetibilidade efetiva de bicamadas acopladas**, $\tilde{\chi}$, podemos defini-la como a média ponderada entre as suscetibilidades dos filmes modificadas pelo acoplamento, dadas pelas Eqs.(3.31) e (3.64). Com isto, a resposta dinâmica do sistema torna-se

$$\tilde{\chi} = f_F \begin{pmatrix} \chi_{xx}^F + K_x & i[\chi_{xy}^F + K_y] \\ -i[\chi_{xy}^F + K_y] & \chi_{xx}^F + K_x \end{pmatrix} + f_A \begin{pmatrix} \chi_{xx}^A + \frac{\alpha_x \theta_x + \alpha_y \theta_y}{\alpha_x^2 - \alpha_y^2} & i \left[\chi_{xy}^A - \frac{\alpha_x \theta_y + \alpha_y \theta_x}{\alpha_x^2 - \alpha_y^2} \right] \\ -i \left[\chi_{xy}^A - \frac{\alpha_x \theta_y + \alpha_y \theta_x}{\alpha_x^2 - \alpha_y^2} \right] & \chi_{xx}^A + \frac{\alpha_x \theta_x + \alpha_y \theta_y}{\alpha_x^2 - \alpha_y^2} \end{pmatrix}. \quad (3.65)$$

Onde f_F e f_A são as frações dos filmes F e AF, respectivamente, no volume total da bicamada, dadas por

$$f_F = \frac{d_F}{d_F + d_A}. \quad (3.66)$$

$$f_A = \frac{d_A}{d_F + d_A}. \quad (3.67)$$

Uma outra forma de determinar a suscetibilidade efetiva do sistema, é utilizar a *teoria de meio efetivo*[124, 125, 131, 155, 156, 157]. Segundo este modelo, a *permeabilidade magnética efetiva* da bicamada, $\tilde{\mu} = \mathbb{I} + 4\pi\tilde{\chi}$, é dada por

$$\tilde{\mu} = \begin{pmatrix} \mu_1 & i\mu_T & 0 \\ -i\mu_T & \mu_2 & 0 \\ 0 & 0 & \mu_3 \end{pmatrix}. \quad (3.68)$$

Onde,

$$\mu_1 = f_A\mu_1^A + f_F\mu_1^F - f_A f_F (\mu_2^A - \mu_2^F)^2 / (f_F\mu_1^A + f_A\mu_1^F). \quad (3.69)$$

$$\mu_2 = \mu_1^A \mu_1^F / (f_F\mu_1^A + f_A\mu_1^F). \quad (3.70)$$

$$\mu_3 = f_A\mu_3^A + f_F\mu_3^F. \quad (3.71)$$

$$\mu_T = (f_A\mu_2^A \mu_1^F + f_F\mu_1^A \mu_2^F) / (f_F\mu_1^A + f_A\mu_1^F). \quad (3.72)$$

Nesta descrição, cada filme α da bicamada ($\alpha = F$ ou A) é caracterizada por um tensor permeabilidade $\mu^\alpha(\Omega)$, que é dado por

$$\mu^\alpha(\Omega) = \begin{pmatrix} \mu_1^\alpha & i\mu_2^\alpha & 0 \\ -i\mu_2^\alpha & \mu_1^\alpha & 0 \\ 0 & 0 & \mu_3^\alpha \end{pmatrix}. \quad (3.73)$$

Onde μ_1^α e μ_2^α têm ressonâncias nas correspondentes frequências de ressonância dos materiais ferro e antiferromagnéticos. Em geral, μ_3^α não possui dependência com a frequência ou essa dependência pode ser desprezada. No entanto, quando se trata de estruturas que podem apresentar o estado de “spin flop”, isso não é verdade[144].

Dessa forma, a combinação entre a teoria de meio efetivo e nossos resultados pode ser feita pelas relações entre μ_i^F ($i = 1, 2$ e 3) e os respectivos elementos do tensor $\tilde{\chi}^F$, através da relação usual $\tilde{\mu} = \mathbb{I} + 4\pi\tilde{\chi}$. De forma análoga, podemos relacionar μ_i^A ($i = 1, 2$ e 3) com os elementos de $\tilde{\chi}^A$.

Com a suscetibilidade efetiva em mãos, estamos aptos a determinar as propriedades óticas do sistema. Nos capítulos seguintes, utilizaremos as suscetibilidades obtidas através da média ponderada e da teoria de meio efetivo para calcular as relações de dispersão dos polárítons e dos modos magnetostáticos, e obter a reflexão total atenuada (ATR) e a refletividade direta de bicamadas acopladas.

CAPÍTULO 4

RELAÇÃO DE DISPERSÃO DOS POLÁRITONS

O acoplamento entre ondas eletromagnéticas e as excitações fundamentais de um material (fônons, plásmons, mágnons, etc.), produz o que se conhece como *poláritons*[130, 131]. Neste capítulo, estudamos os *poláritons magnéticos*, definidos a partir do acoplamento entre ondas eletromagnéticas e as ondas de “spin” nos materiais magnéticos[132, 133].

As excitações em filmes magnéticos vêm sendo estudadas desde a década de 60 e, nos filmes ferromagnéticos, elas são denominadas de *Modos de Damon e Eshbach*[134, 135, 136]. Nos materiais antiferromagnéticos, o estudo das excitações foi impulsionado pelas discussões teóricas e comprovações experimentais dos poláritons de volume e de superfície apresentadas em 1981[137, 138]. Na grande maioria dos casos, estes estudos foram desenvolvidos para estruturas antiferromagnéticas uniaxiais e semi-infinitas. É importante ressaltar, que as comprovações experimentais em questão foram baseadas em medidas de refletividade, assim como propomos no próximo capítulo para as bicamadas acopladas. A refletividade direta, assim como a reflexão total atenuada (ATR), onde um prisma é utilizado como meio refletivo com o objetivo refletir completamente a radiação incidente e gerar ondas evanescentes que interagem com a amostra analisada, constituem métodos de investigação comumente utilizados no estudo das excitações[137]-[143],[151].

Na Seção 4.1, desenvolvemos o cálculo analítico para os modos mistos que se propagam no sistema, considerando uma radiação eletromagnética com polarização TE (transversal elétrica). Para isto, resolvemos as equações de Maxwell com os efeitos de retardamento. Na Seção 4.2, calculamos os campos elétrico e magnético para determinar a localização dos modos. Na Seção 4.3, apresentamos alguns resultados numéricos dos modos confinados (de volume) e localizados que se propagam no sistema, e investigamos o comportamento destes modos com as introduções de uma anisotropia unidirecional e de um acoplamento de troca tipo Heisenberg na interface entre os filmes.

4.1 CÁLCULO DA RELAÇÃO DE DISPERSÃO

Para obter a relação de dispersão dos polártons, partimos das equações de Maxwell na forma completa, dadas por

$$\nabla \cdot \vec{D} = 0. \quad (4.1)$$

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{B}}{\partial t}. \quad (4.2)$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0. \quad (4.3)$$

$$\nabla \times \vec{H} = \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}. \quad (4.4)$$

Onde \vec{H} , \vec{B} , \vec{E} e \vec{D} são: o campo magnético, o campo de indução magnética, o campo elétrico e o vetor deslocamento elétrico, respectivamente. Nestas equações, os campos obedecem às relações constitutivas: $\vec{B} = \tilde{\mu} \cdot \vec{H}$ e $\vec{D} = \tilde{\epsilon} \cdot \vec{E}$, onde $\tilde{\mu}$ é a *permeabilidade efetiva do sistema* (calculada no capítulo anterior), e $\tilde{\epsilon}$ é a *constante dielétrica* do meio que, em alguns casos, é conhecida como permissividade elétrica[149].

A geometria que adotamos é mostrada na Fig. 4.1. Nela, os filmes AF e F são substituídos por um único meio efetivo de permeabilidade $\tilde{\mu}$ (meio 2 na figura). As duas superfícies do sistema estão no plano xz , uma em $y = 0$, e a outra em $y = d$. A direção y é perpendicular às superfícies. O vetor de onda, \vec{k} , faz um ângulo θ com a direção x , e sua componente na direção x , k_x , é a mesma nos diferentes meios. Adicionalmente, consideramos

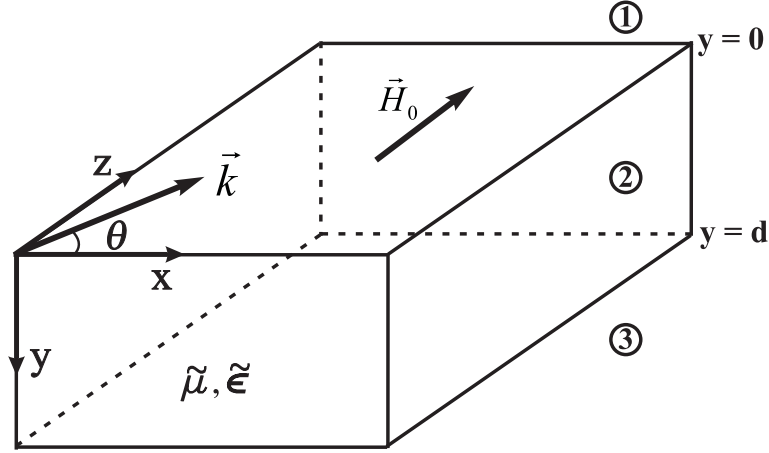


Figura 4.1: Geometria do sistema para o cálculo da relação de dispersão dos poláritons. Os filmes da bicamada constituem um único meio efetivo de espessura d , permeabilidade efetiva $\tilde{\mu}$ e constante dielétrica $\tilde{\epsilon}$. A origem do sistema é tomada no plano xz , em $y = 0$. A direção y é perpendicular às superfícies, e estas são paralelas ao plano xz . O vetor de onda faz um ângulo θ com a direção x .

que o meio 1 é vácuo, e que o meio 3 pode ser tanto o vácuo, quanto um substrato não-magnético.

Estudamos o caso particular de uma propagação no plano xy ($\theta = 0$), e consideramos que o vetor campo elétrico da radiação aponta na direção z (*polarização TE*). Nesta configuração, o vetor de onda tem componentes k_x e k_y , e o campo elétrico tem apenas uma componente, dada por

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = E_z e^{i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \Omega t)} \hat{z}. \quad (4.5)$$

Das Eqs.(4.2) e (4.4), temos

$$\nabla \times (\tilde{\mu}^{-1} \cdot \nabla \times \vec{E}) = -\frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \nabla \times \vec{H} = -\frac{\tilde{\epsilon}}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \vec{E}. \quad (4.6)$$

Para os sistemas magnéticos em geral, mesmo para aqueles que respondem aos campos de uma forma linear, tanto a permeabilidade magnética quanto a constante dielétrica são funções da frequência[127]. Em nosso caso, estudamos os sistemas que são descritos por

uma constante dielétrica que independe da frequência, e que pode ser escrita na forma

$$\tilde{\epsilon} = \begin{pmatrix} \epsilon_{\parallel} & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_{\perp} & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_{\parallel} \end{pmatrix}. \quad (4.7)$$

Consideramos a resposta magnética dinâmica do sistema, como sendo a permeabilidade efetiva $\tilde{\mu}$ calculada no capítulo anterior, a qual pode ser escrita na forma

$$\tilde{\mu} = \begin{pmatrix} \mu_1 & i\mu_T & 0 \\ -i\mu_T & \mu_2 & 0 \\ 0 & 0 & \mu_3 \end{pmatrix}. \quad (4.8)$$

Logo,

$$\tilde{\mu}^{-1} = \frac{1}{\mu_2\mu_V} \begin{pmatrix} \mu_2 & -i\mu_T & 0 \\ i\mu_T & \mu_1 & 0 \\ 0 & 0 & \mu_2\mu_3/\mu_V \end{pmatrix}. \quad (4.9)$$

Onde μ_V é a *Permeabilidade de Voigt*, dada por

$$\mu_V = \frac{\mu_1\mu_2 - \mu_T^2}{\mu_2}. \quad (4.10)$$

No vácuo, $\epsilon_{\parallel} = \epsilon_{\perp} = \epsilon_0$, $\mu_1 = \mu_2 = \mu_3 = 1$ e $\mu_T = 0$.

Como as soluções que buscamos para os campos são do tipo onda plana, podemos fazer $\nabla \rightarrow i\vec{k}$ na Eq.(4.6) para obter

$$\vec{k} \times (\tilde{\mu}^{-1} \cdot \vec{k} \times \vec{E}) + \frac{\Omega^2}{c^2} \tilde{\epsilon} \cdot \vec{E} = 0. \quad (4.11)$$

Mas,

$$\tilde{\mu}^{-1} \cdot \vec{k} \times \vec{E} = \frac{E_z}{\mu_2\mu_V} \{(\mu_2 k_y + i\mu_T k_x)\hat{x} + (i\mu_T k_y - \mu_1 k_x)\hat{y}\}, \quad (4.12)$$

e

$$\tilde{\epsilon} \cdot \vec{E} = \epsilon_{\parallel} E_z. \quad (4.13)$$

Logo, da Eq.(4.11), temos

$$-\left\{ \frac{\mu_1 k_x^2 + \mu_2 k_y^2}{\mu_2\mu_V} \right\} E_z \hat{z} + \left\{ \frac{\Omega^2}{c^2} \epsilon_{\parallel} \right\} E_z \hat{z} = 0. \quad (4.14)$$

A solução da Eq.(4.14), leva a

$$-k_y^2 = \beta^2 = \frac{\mu_1}{\mu_2} k_x^2 - q_0^2 \epsilon_{\parallel} \mu_V. \quad (4.15)$$

Onde, $q_0 = \Omega/c$ é o número de onda no vácuo.

No vácuo (meio 1) e no substrato não-magnético (meio 3), a Eq.(4.15) pode ser escrita como

$$\beta_1 = k_x^2 - q_0^2. \quad (4.16)$$

$$\beta_3 = k_x^2 - \epsilon_s q_0^2. \quad (4.17)$$

Considerando a geometria mostrada na Fig. 4.1, juntamente com as Eqs.(4.15)-(4.17), o campo elétrico para uma propagação na direção x nos diferentes meios materiais, pode ser escrito como

$$\vec{E}^{(1)} = \hat{z} E_1 e^{\beta_1 y} e^{i(k_x x - \Omega t)}, \quad y \leq 0. \quad (4.18)$$

$$\vec{E}^{(2)} = \hat{z} (E_{21} e^{\beta_2 y} + E_{22} e^{-\beta_2 y}) e^{i(k_x x - \Omega t)}, \quad 0 \leq y \leq d. \quad (4.19)$$

$$\vec{E}^{(3)} = \hat{z} E_3 e^{-\beta_3 (y-d)} e^{i(k_x x - \Omega t)}, \quad y \geq d. \quad (4.20)$$

É importante observar que β_1 e β_3 devem ser reais e positivos, para que os campos decaiam exponencialmente com o aumento da distância em relação às superfícies externas da bicamada, isto é, para não haver campos propagantes fora do meio opticamente ativo. Já no caso de β_2 , que está diretamente associada com a componente perpendicular do vetor de onda no meio efetivo [ver Eq. (4.15)], ela pode ser tanto real quanto imaginária. No primeiro caso, a conseqüência são exponenciais reais na equação do campo elétrico. Em decorrência disto, os modos passam a ter características de ondas localizadas nas superfícies da bicamada. No caso de β_2 ser imaginário puro, os modos oscilam em toda espessura da bicamada e, conseqüentemente, eles são confinados no volume do material.

A continuidade de E_z , em $y = 0$ e $y = d$, leva a

$$E_1 = E_{21} + E_{22}. \quad (4.21)$$

$$E_3 = E_{21} e^{\beta_2 d} + E_{22} e^{-\beta_2 d}. \quad (4.22)$$

Da Eq.(4.2), temos

$$\vec{H} = -\frac{ic}{\Omega} \tilde{\mu}^{-1} \cdot \left(\frac{\partial}{\partial y} E_z \hat{x} - \frac{\partial}{\partial x} E_z \hat{y} \right). \quad (4.23)$$

Logo, das Eqs.(4.9) e (4.22), obtemos

$$\vec{H} = -\frac{ic}{\Omega \mu_2 \mu_V} \left\{ \left[\mu_2 \frac{\partial}{\partial y} + i \mu_T \frac{\partial}{\partial x} \right] E_z \hat{x} + \left[i \mu_T \frac{\partial}{\partial y} - \mu_1 \frac{\partial}{\partial x} \right] E_z \hat{y} \right\}. \quad (4.24)$$

Assim, da Eq.(4.24) para os diferentes meios, temos

$$H_x^{(1)} = -\frac{ic}{\Omega} \beta_1 E_1 e^{\beta_1 y} e^{i(k_x x - \Omega t)}. \quad (4.25)$$

$$H_x^{(2)} = -\frac{ic}{\Omega} [k_- E_{21} e^{\beta_2 y} - k_+ E_{22} e^{-\beta_2 y}] e^{i(k_x x - \Omega t)}. \quad (4.26)$$

$$H_x^{(3)} = \frac{ic}{\Omega} \beta_3 E_3 e^{-\beta_3(y-d)} e^{i(k_x x - \Omega t)}. \quad (4.27)$$

Onde, fizemos

$$k_{\pm} = \frac{\mu_2 \beta_2 \pm \mu_T k_x}{\mu_2 \mu_V}. \quad (4.28)$$

Da Eq.(4.24) com as Eqs.(4.18), (4.19) e (4.20), podemos obter ainda as componentes de \vec{H} na direção y nos diferentes meios. O cálculo de $H_x^{(j)}$ e $E_z^{(j)}$, com o índice j indicando o meio, é suficiente para obtermos a relação de dispersão do sistema.

A continuidade de H_x em $y = 0$ e $y = d$, leva a

$$\beta_1 E_1 = k_- E_{21} - k_+ E_{22}. \quad (4.29)$$

$$\beta_3 E_3 = -k_- E_{21} e^{\beta_2 d} + k_+ E_{22} e^{-\beta_2 d}. \quad (4.30)$$

Das Eqs.(4.21) e (4.22) nas Eqs.(4.29) e (4.30), obtemos

$$\beta_1 E_{21} + \beta_1 E_{22} = k_- E_{21} - k_+ E_{22}. \quad (4.31)$$

$$\beta_3 E_{21} e^{\beta_2 d} + \beta_3 E_{22} e^{-\beta_2 d} = -k_- E_{21} e^{\beta_2 d} + k_+ E_{22} e^{-\beta_2 d}. \quad (4.32)$$

As Eqs.(4.31) e (4.32) constituem um sistema homogêneo de equações, cuja solução não-trivial leva a

$$[\beta_1 \beta_3 + \beta_1 k_- + \beta_3 k_+ + k_+ k_-] e^{\beta_2 d} = -[\beta_1 \beta_3 - \beta_1 k_+ - \beta_3 k_- + k_+ k_-] e^{-\beta_2 d}. \quad (4.33)$$

Após alguma álgebra, a **relação de dispersão** do sistema mostrada na Eq.(4.33), pode ser reescrita como

$$[\beta_1\beta_3(\mu_1\mu_2 - \mu_T^2) + \mu_T k_x(\beta_3 - \beta_1) + k^2] \operatorname{tgh}(\beta_2 d) + \mu_2\beta_2(\beta_1 + \beta_3) = 0. \quad (4.34)$$

Onde,

$$k^2 = k_x^2 - q_0^2 \epsilon_{\parallel} \mu_2. \quad (4.35)$$

A Eq.(4.34) constitui a relação de dispersão do meio efetivo que representa nossa bicamada acoplada. É importante ressaltar aqui, que esta equação é semelhante a que foi obtida por Elmezghi e Camley[131]. Nesse trabalho, os autores calcularam a relação de dispersão para sistemas constituídos de materiais magnéticos empilhados, crescidos sobre um substrato não-magnético. Eles trataram esses objetos, como um único meio efetivo que carrega as características individuais dos meios empilhados.

Para β_2 imaginário, podemos fazer $\beta_2 = i\beta$ na Eq.(4.34), com β sendo um número real, e com isto obter

$$[\beta_1\beta_3(\mu_1\mu_2 - \mu_T^2) + \mu_T k_x(\beta_3 - \beta_1) + k^2] \operatorname{tg}(\beta d) + \mu_2\beta(\beta_1 + \beta_3) = 0. \quad (4.36)$$

Dessa forma, a Eq.(4.34) fornece a relação de dispersão dos modos localizados, e a Eq.(4.36) a relação de dispersão dos modos de volume que se propagam no sistema.

No início desta seção, quando indicamos a geometria utilizada, descrevemos a bicamada em estudo como um único meio efetivo, inserido numa região do espaço entre os meios 1 e 3. Comentamos que o meio 1 é o vácuo, assim como o meio 3 pode ser vácuo ou um substrato não-magnético. Assim, um caso particular dessa descrição, é considerar os meios 1 e 3 como sendo o mesmo meio material, o que corresponde a fazer $\beta_1 = \beta_3 = \beta_v$. Conseqüentemente, a Eq.(4.34) torna-se

$$[\beta_v^2(\mu_1\mu_2 - \mu_T^2) + k^2] \operatorname{tgh}(\beta_2 d) + 2\mu_2\beta_v\beta_2 = 0. \quad (4.37)$$

4.2 CÁLCULO DOS CAMPOS

A localização dos modos, pode ser determinada numericamente através da análise do comportamento dos campos com a distância y (ver Fig. 4.1). Este estudo pode ser realizado, tanto pela análise do campo elétrico, quanto pela investigação do campo magnético. As componentes de \vec{H} na direção x , foram determinadas na seção anterior, e são dadas para os diferentes meios pelas Eqs.(4.25)-(4.27). Então, para o cálculo completo de \vec{H} , resta determinar suas componentes na direção y .

Das Eqs.(4.18) e (4.24), com $\mu_1 = \mu_2 = \mu_V = 1$ e $\mu_T = 0$, temos

$$H_y^{(1)} = -\frac{c}{\Omega} k_x E_1 e^{\beta_1 y} e^{i(k_x x - \Omega t)}. \quad (4.38)$$

Das Eqs.(4.19) e (4.24), obtemos

$$H_y^{(2)} = \frac{c}{\Omega} [g_- e^{\beta_2 y} E_{21} - g_+ e^{-\beta_2 y} E_{22}] e^{i(k_x x - \Omega t)}. \quad (4.39)$$

Onde fizemos

$$g_{\pm} = \frac{\mu_T \beta_2 \pm \mu_1 k_x}{\mu_2 \mu_V}. \quad (4.40)$$

Das Eqs.(4.20) e (4.24), ficamos com

$$H_y^{(3)} = -\frac{c}{\Omega} k_x E_3 e^{-\beta_3(y-d)} e^{i(k_x x - \Omega t)}. \quad (4.41)$$

Da Eq.(4.31), temos

$$E_{21} = \frac{(k_+ + \beta_1)}{(k_- - \beta_1)} E_{22}. \quad (4.42)$$

Da Eq.(4.42) na (4.21), ficamos com

$$E_1 = \left[\frac{2\beta_2}{\mu_V(k_- - \beta_1)} \right] E_{22}. \quad (4.43)$$

Da Eq.(4.42) na (4.22), obtemos

$$E_3 = \left[\frac{(\beta_1 + \mu_T k_x) \sinh(\beta_2 d) + \mu_2 \beta_2 \cosh(\beta_2 d)}{\mu_2 \mu_V k_- - \beta_1} \right] E_{22}. \quad (4.44)$$

Com as Eqs.(4.42)-(4.44), podemos escrever os campos como função de E_{22} . Assim, ficamos com

$$H_x^{(1)} = -\frac{ic}{\Omega} \left[\frac{2\beta_2 e^{\beta_1 y}}{\mu_V(k_- - \beta_1)} \right] e^{i(k_x x - \Omega t)} E_{22}. \quad (4.45)$$

$$H_y^{(1)} = -\frac{c}{\Omega} k_x \left[\frac{2\beta_2 e^{\beta_1 y}}{\mu_V(k_- - \beta_1)} \right] e^{i(k_x x - \Omega t)} E_{22}. \quad (4.46)$$

$$H_x^{(2)} = -\frac{ic}{\Omega} \left[\frac{k_-(k_+ + \beta_1)e^{\beta_2 y} - k_+(k_- - \beta_1)e^{-\beta_2 y}}{(k_- - \beta_1)} \right] e^{i(k_x x - \Omega t)} E_{22}. \quad (4.47)$$

$$H_y^{(2)} = \frac{c}{\Omega} \left[\frac{g_-(k_+ + \beta_1)e^{\beta_2 y} - g_+(k_- - \beta_1)e^{-\beta_2 y}}{(k_- - \beta_1)} \right] e^{i(k_x x - \Omega t)} E_{22}. \quad (4.48)$$

$$H_x^{(3)} = \frac{ic}{\Omega} \beta_3 \left[\frac{(\beta_1 + \mu_T k_x) \sinh(\beta_2 d) + \mu_2 \beta_2 \cosh(\beta_2 d)}{\mu_2 \mu_V (k_- - \beta_1)} \right] e^{-\beta_3(y-d)} e^{i(k_x x - \Omega t)} E_{22}. \quad (4.49)$$

$$H_x^{(3)} = -\frac{c}{\Omega} k_x \left[\frac{(\beta_1 + \mu_T k_x) \sinh(\beta_2 d) + \mu_2 \beta_2 \cosh(\beta_2 d)}{\mu_2 \mu_V (k_- - \beta_1)} \right] e^{-\beta_3(y-d)} e^{i(k_x x - \Omega t)} E_{22}. \quad (4.50)$$

Para analisar o comportamento dos campos, podemos portanto, utilizar as componentes de \vec{H} obtidas acima e determinar numericamente como varia a quantidade H^*H com a distância y . Uma outra alternativa é investigar, ao invés do campo magnético, o comportamento do campo elétrico \vec{E} , ou seja, da quantidade E^*E com a distância y . Para fazer isso, usamos as equações abaixo, obtidas a partir das Eqs.(4.18)-(4.20), com as Eqs.(4.42)-(4.44).

$$E_z^{(1)} = \left[\frac{2\beta_2 e^{\beta_1 y}}{\mu_V(k_- - \beta_1)} \right] e^{i(k_x x - \Omega t)} E_{22}. \quad (4.51)$$

$$E_z^{(2)} = \left[\frac{(k_+ + \beta_1)e^{\beta_2 y} + (k_- - \beta_1)e^{-\beta_2 y}}{(k_- - \beta_1)} \right] e^{i(k_x x - \Omega t)} E_{22}. \quad (4.52)$$

$$E_z^{(3)} = \left[\frac{(\beta_1 + \mu_T k_x) \sinh(\beta_2 d) + \mu_2 \beta_2 \cosh(\beta_2 d)}{\mu_2 \mu_V (k_- - \beta_1)} \right] e^{-\beta_3(y-d)} e^{i(k_x x - \Omega t)} E_{22}. \quad (4.53)$$

4.3 RESULTADOS NUMÉRICOS (POLÁRITONS)

As relações de dispersão foram obtidas, resolvendo numericamente as Eqs.(4.34) e (4.36). Para isto, consideramos uma propagação na direção x , isto é, fizemos $\theta = 0$ na Fig. 4.1, e obtivemos as frequências dos modos para cada valor de k_x fixo. Escrevemos as Eqs. (4.34) e (4.36) como função da frequência reduzida, $\omega = \Omega/\Omega_0$, onde Ω_0 é a frequência de ressonância

do material AF. Adicionalmente, definimos uma quantidade adimensional $q = k_x/k_0$, com $k_0 = \Omega_0/c$, e assim, as componentes perpendiculares do vetor de onda [Eqs.(4.15)-(4.17)] puderam ser escritas como

$$\beta_1 = k_0 \sqrt{q^2 - \omega^2}. \quad (4.54)$$

$$\beta_2 = k_0 \sqrt{\frac{\mu_1}{\mu_2} q^2 - \epsilon_{\parallel} \mu_V \omega^2}. \quad (4.55)$$

$$\beta_3 = k_0 \sqrt{q^2 - \epsilon_s \omega^2}. \quad (4.56)$$

A substituição das equações acima nas relações de dispersão das Eqs.(4.34) e (4.36), tornam estas equações adimensionais. Usamos o mesmo procedimento para escrever os elementos das suscetibilidades dos filmes F e AF, assim como, para os elementos das respostas dinâmicas modificadas pelo acoplamento que calculamos no capítulo 3.

Em relação à permeabilidade efetiva do sistema ($\tilde{\mu}$), utilizamos a descrição de meio efetivo considerada por Elmezghi e Camley[131], onde

$$\tilde{\mu} = \begin{pmatrix} \mu_1 & i\mu_T & 0 \\ -i\mu_T & \mu_2 & 0 \\ 0 & 0 & \mu_3 \end{pmatrix}. \quad (4.57)$$

Com,

$$\mu_1 = f_A \mu_1^A + f_F \mu_1^F - f_A f_F (\mu_2^A - \mu_2^F)^2 / (f_F \mu_1^A + f_A \mu_1^F). \quad (4.58)$$

$$\mu_2 = \mu_1^A \mu_1^F / (f_F \mu_1^A + f_A \mu_1^F). \quad (4.59)$$

$$\mu_3 = f_A \mu_3^A + f_F \mu_3^F. \quad (4.60)$$

$$\mu_T = (f_A \mu_2^A \mu_1^F + f_F \mu_1^A \mu_2^F) / (f_F \mu_1^A + f_A \mu_1^F). \quad (4.61)$$

Nesta descrição, cada filme α da bicamada ($\alpha = F$ ou A) é caracterizado por um tensor permeabilidade $\mu^\alpha(\Omega)$, dado por

$$\mu^\alpha(\Omega) = \begin{pmatrix} \mu_1^\alpha & i\mu_2^\alpha & 0 \\ -i\mu_2^\alpha & \mu_1^\alpha & 0 \\ 0 & 0 & \mu_3^\alpha \end{pmatrix}. \quad (4.62)$$

Onde μ_1^α e μ_2^α têm ressonância nas correspondentes frequências de ressonância dos materiais ferro e antiferromagnético. Consideramos que μ_3^α independe da frequência.

Os fatores f_F e f_A nos elementos da permeabilidade efetiva, representam as frações dos filmes F e AF, respectivamente, no volume total da bicamada, dadas por

$$f_F = \frac{d_F}{d_F + d_A}. \quad (4.63)$$

$$f_A = \frac{d_A}{d_F + d_A}. \quad (4.64)$$

Onde d_F e d_A , são as espessuras do ferromagneto e do antiferromagneto, nesta ordem.

Assim como Elmzughy e Camley, consideramos a constante dielétrica como sendo

$$\tilde{\epsilon} = \begin{pmatrix} \epsilon_{\parallel} & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_{\perp} & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_{\parallel} \end{pmatrix}. \quad (4.65)$$

Onde

$$\epsilon_{\parallel} = \epsilon_F \epsilon_A / (f_F \epsilon_F + f_A \epsilon_A). \quad (4.66)$$

$$\epsilon_{\perp} = f_F \epsilon_F + f_A \epsilon_A. \quad (4.67)$$

A grande diferença entre nossa descrição e a de Elmzughy e Camley, é que os elementos do tensor $\mu^\alpha(\Omega)$ que utilizamos foram aqueles obtidos para as permeabilidades dos filmes modificadas pelo acoplamento, enquanto que os autores em questão, usaram as permeabilidades dos materiais puros, sem a correção devida ao acoplamento. No entanto, no limite de $H_i = H_d = 0$, nossos resultados reproduzem os obtidos na referência [131]. Portanto, consideramos os elementos dos tensores como

$$\mu_1^F = 1 + 4\pi(\chi_x^F + K_x). \quad (4.68)$$

$$\mu_2^F = 4\pi(\chi_y^F + K_y). \quad (4.69)$$

$$\mu_3^F = 1. \quad (4.70)$$

$$\mu_1^A = 1 + 4\pi \left[\chi_x^A + \frac{\alpha_x \theta_x + \alpha_y \theta_y}{\alpha_x^2 - \alpha_y^2} \right]. \quad (4.71)$$

$$\mu_2^A = 4\pi \left[\chi_y^A - \frac{\alpha_x \theta_y + \alpha_y \theta_x}{\alpha_x^2 - \alpha_y^2} \right]. \quad (4.72)$$

$$\mu_3^A = 1. \quad (4.73)$$

Onde os parâmetros $\chi_x^F, \chi_y^F, \chi_x^A, \chi_y^A, K_x, K_y, \alpha_x, \alpha_y, \theta_x$ e θ_y , são aqueles obtidos no capítulo 3.

Na Fig.4.2, apresentamos a relação de dispersão para uma bicamada sem acoplamento ($H_{ad} = H_i = 0$), constituída de um filme de $Fe(30\%)$ sobre um filme de $FeF_2(70\%)$, o que corresponde fazer $f_F = 0.3$ e $f_A = 0.7$. Para este sistema, utilizamos os parâmetros da referência [131]: $M_S^F = 1.6$ kG, $M_S^A = 0.6$ kG, $H_E^A = 540$ kG e $H_A = 6.8$ kG. A bicamada tem espessura de $d = 200 \mu m$, e constante dielétrica efetiva de $\epsilon_{||} = 6.0$. A região central da Fig. 4.2 - assim como todos os resultados dos polárítions - é limitada por duas retas, as quais são denominadas de linhas da luz. Estas linhas correspondem às curvas de Ω/Ω_0 versus $\pm\Omega/c$. Esboçamos o comportamento dos modos localizados (círculos abertos), e dos modos confinados (triângulos cheios). Devido ao sistema ter espessura finita, os modos confinados são quantizados, como previsto por Lacy[158]. Em relação aos modos localizados, eles começam ou terminam nos limites das regiões de modos de volume.

A linha vertical na Fig. 4.2, rotulada de “linha ATR”, representa a reta de Ω/Ω_0 para um valor fixo de $k_x = 150 \text{ cm}^{-1}$. Os valores de frequências impressos na figura e indicados pelas setas, correspondem aos valores de Ω/Ω_0 onde a linha da reflexão total atenuada (linha ATR) intercepta os modos. Como mostraremos no capítulo seguinte, nestas frequências existem quedas na curva da reflexão total atenuada, as quais indicam uma absorção da onda incidente pelo material.

As conseqüências da introdução de uma anisotropia unidirecional entre os filmes da bicamada, são mostradas na Fig. 4.3. Nela, esboçamos os polárítions para o mesmo sistema da Fig. 4.2, com $H_{ad} = 50$ G. Podemos observar, que a presença da anisotropia unidirecional modifica principalmente, a região central vertical dos modos, fazendo surgir duas novas regiões de frequências inexistentes na Fig. 4.2. Verificamos que este comportamento é

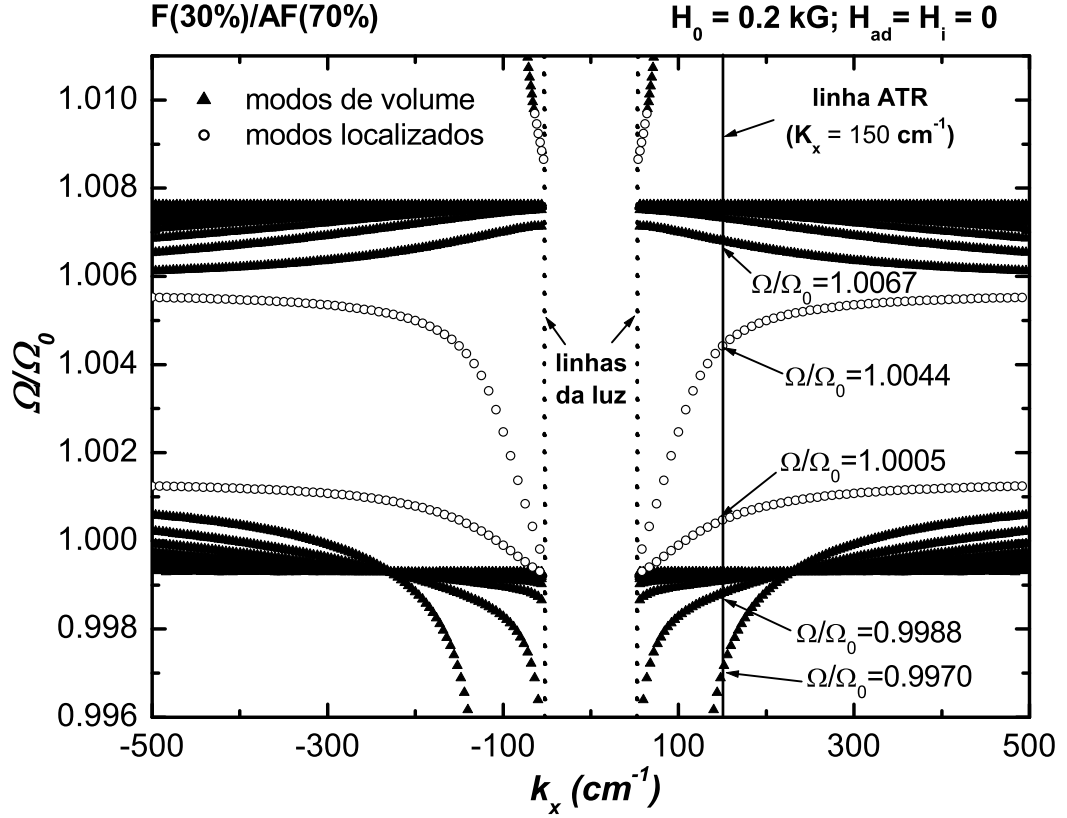


Figura 4.2: Relação de dispersão para uma bicamada magnética de espessura $d = 200 \mu\text{m}$, com $f_F = 0.3$, $f_A = 0.7$, e sem acoplamento de interface ($H_{ad} = H_i = 0$). Não existem poláritons dentro da região das linhas da luz. Os círculos abertos indicam os modos localizados nas superfícies, enquanto que os triângulos cheios representam os modos confinados no volume. As frequências que interceptam a linha ATR e que caracterizam quedas na reflexão total atenuada são impressas no gráfico.

semelhante ao observado nas relações de dispersão dos poláritons com o aumento de H_0 . Com isto, concluímos que as influências desses efeitos são semelhantes, o que nos permite dizer que a presença de uma anisotropia unidirecional na interface tem efeito semelhante ao da adição de um campo magnético “extra” de mesma orientação. Ainda na Fig. 4.2, podemos observar também que, tanto os modos localizados quanto os modos de volume, sofrem modificações devido a presença de H_{ad} : o número de interseções com a linha ATR aumenta devido à introdução de H_{ad} . A consequência disto, é que o sistema pode absorver energia da radiação incidente num maior número de frequências, quando comparado ao caso de $H_{ad} = 0$. Os valores indicados nos retângulos são as novas frequências de modos localizados que surgem devido à introdução de H_{ad} . Mais adiante veremos nas curvas de ATR que estes valores correspondem a novas absorções da radiação incidente.

A Fig. 4.4, mostra a modificação dos poláritons quando o sistema possui um acoplamento de troca na interface. Este resultado mostra o comportamento dos modos com a introdução de um campo de troca na interface de $H_i = 50$ G. Comparando as Figs. 4.3 e 4.4, podemos observar efeitos similares nos casos do sistema somente com H_{ad} , e somente com H_i . No entanto, existem algumas diferenças entre as Figs. 4.3 e 4.4, como por exemplo, a região dos modos centrais na Fig. 4.4 é mais larga do que na Fig. 4.3. Isso significa que existem diferenças nos valores das frequências de alguns ramos. Mais uma vez, as novas frequências de modos localizados que surgem no sistema estão sendo destacadas por retângulos, e na Fig. 4.4 elas surgem devido à introdução de H_i . Mais adiante veremos nas curvas de ATR que estes valores também correspondem a novas absorções da radiação incidente.

Para complementar o estudo dos poláritons, e obter resultados que possam ser medidos experimentalmente para comprovarem os efeitos de H_{ad} e H_i no sistema, calculamos no capítulo 5 a reflexão total atenuada (ATR) de uma onda com polarização TE. Com isso, os resultados dos poláritons podem ser verificados através de medidas de ATR.

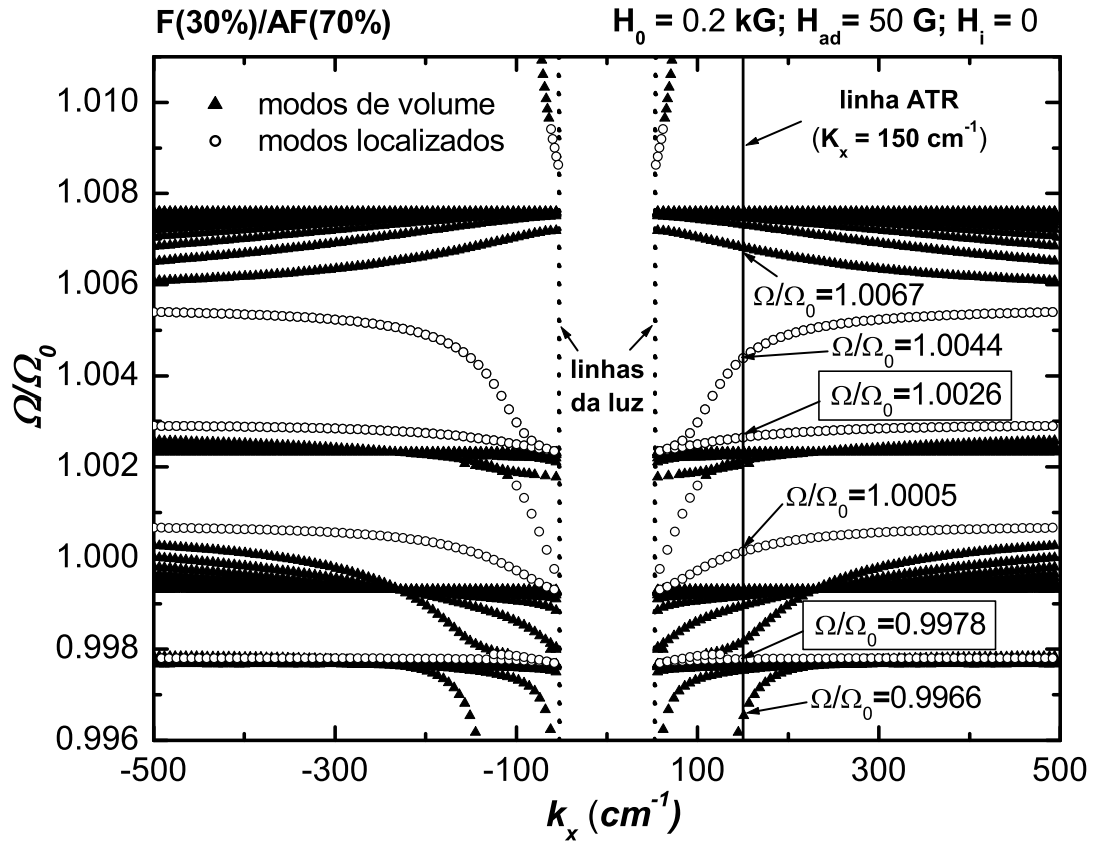


Figura 4.3: Relação de dispersão dos polártons para o mesmo sistema da Fig. 4.2, com uma anisotropia unidirecional de $H_{ad} = 50 \text{ G}$. Os círculos abertos indicam os modos localizados, e os triângulos cheios representam os modos confinados no volume. As frequências que interceptam a linha ATR e que caracterizam quedas na reflexão total atenuada são impressas no gráfico. Os valores indicados nos retângulos são as novas frequências de modos localizados que surgem devido à introdução de H_{ad} .

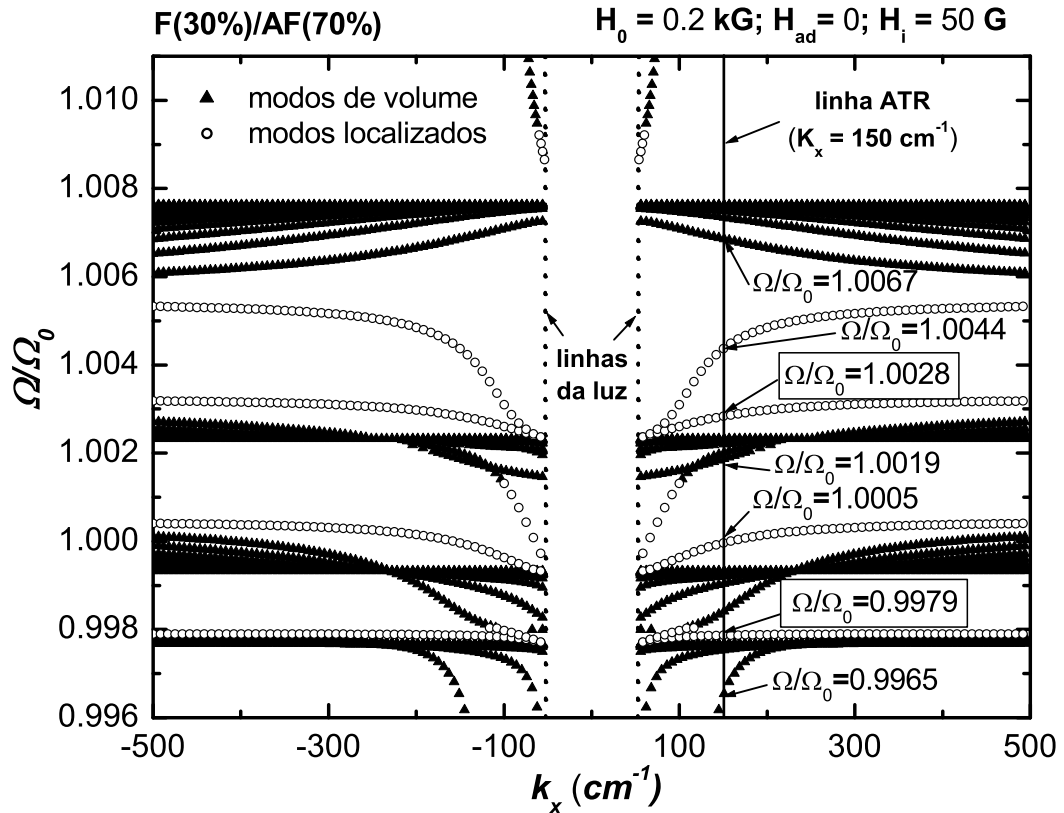


Figura 4.4: Relação de dispersão dos polártons para o mesmo sistema da Fig. 4.2, com um acoplamento de troca na interface de $H_i = 50 \text{ G}$. Os círculos abertos indicam os modos localizados nas superfícies dos filmes, e os triângulos cheios representam os modos confinados no volume. As frequências que interceptam a linha ATR e que caracterizam quedas na reflexão total atenuada são impressas no gráfico. Os valores indicados nos retângulos são as novas frequências de modos localizados que surgem devido à introdução de H_i .

CAPÍTULO 5

REFLETIVIDADE DO SISTEMA

Na Seção 5.1, calculamos a *Reflexão Total Atenuada* (ATR), e na Seção 5.2, a *Refletividade Direta* do sistema. Estas propriedades óticas, constituem duas técnicas experimentais comumente utilizadas para análise de sistemas magnéticos. Efetuamos os cálculos analíticos considerando radiações com polarização TE. Com os resultados da ATR, verificamos as relações de dispersão dos poláritons obtidas no Capítulo 4, e mostramos que as curvas de refletividade direta estão associadas aos modos magnetostáticos, os quais são determinados na Seção 5.3.1. Analisando estes resultados para bicamadas acopladas e não acopladas, comprovamos que os efeitos de interface podem ser detectados e estudados em medidas de ATR e de refletividade direta.

5.1 REFLEXÃO TOTAL ATENUADA (ATR)

Em geral, os modos retardados obtidos quando consideramos as equações de Maxwell na sua forma completa (cálculo da Seção 4.1), podem ser observados por medidas da Reflexão Total Atenuada (ATR)[147]. Os resultados podem ser obtidos, numa forma que se possa investigar as freqüências nas quais a amplitude da radiação refletida apresenta mudanças de comportamento. Adicionalmente, como o acoplamento entre os filmes das bicamadas modifica o comportamento das freqüências das oscilações (ver Seção 4.3), estas modificações

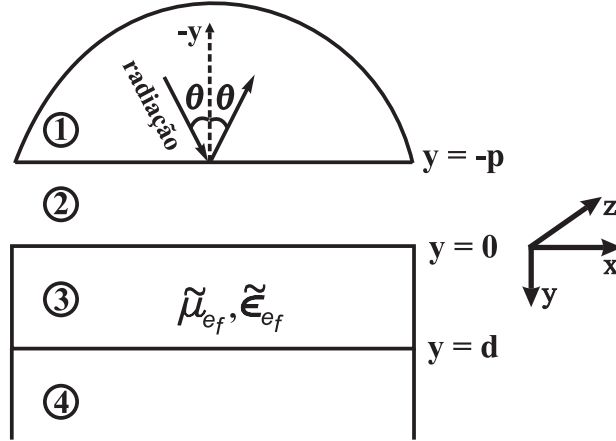


Figura 5.1: Geometria do sistema para o cálculo da ATR. O meio 1 é um prisma de alto índice de refração. Os filmes da bicamada constituem um único meio efetivo de espessura d . O meio efetivo tem permeabilidade $\tilde{\mu}$ e constante dielétrica $\tilde{\epsilon}$. O plano de incidência da radiação está em $y = 0$. A direção y é perpendicular às superfícies e estas estão no plano xz . O vetor de onda da radiação incidente faz um ângulo θ com a direção $-y$.

podem ser verificadas através das medidas de ATR.

Consideramos a geometria mostrada na Fig. 5.1, onde a onda eletromagnética incide sobre um prisma de alto índice de refração (meio 1) comparado com o índice de refração do ar, de forma que a radiação seja totalmente refletida para qualquer ângulo de incidência maior do que o *ângulo de Brewster*, dado por $\theta_B = \text{sen}^{-1}(1/\sqrt{\epsilon_p})$, onde ϵ_p é a constante dielétrica do prisma. Nestas condições, uma onda evanescente penetra no vácuo (meio 2), percorrendo uma distância p no sentido de $+y$. A direção y é perpendicular às superfícies, e estas são paralelas ao plano xz . De forma análoga ao cálculo dos poláritons, a bicamada é tratada como um meio efetivo de permeabilidade $\tilde{\mu}$ (meio 3) e constante dielétrica $\tilde{\epsilon}$. O meio 4 pode ser o vácuo ou, numa situação mais realista, um substrato não-magnético. Consideramos que o vetor de onda da radiação incidente no prisma, \vec{k} , faz um ângulo θ com a direção $-y$ e sua propagação no meio efetivo ocorre no plano xy . A componente paralela do vetor de onda, k_x , é a mesma nos diferentes meios.

Assim como fizemos no cálculo dos poláritons, podemos partir das equações de

Maxwell dos rotacionais de \vec{E} e \vec{H} [Eqs.(4.2) e (4.4)], e chegar a

$$\nabla \times (\tilde{\mu}^{-1} \cdot \nabla \times \vec{E}) = -\frac{\tilde{\epsilon}}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \vec{E}. \quad (5.1)$$

Adicionalmente, consideramos uma constante dielétrica para o meio efetivo que representa a bicamada ($\tilde{\epsilon}$), como sendo uma quantidade real e independente da frequência, dada pelo tensor

$$\tilde{\epsilon} = \begin{pmatrix} \epsilon_{\parallel} & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_{\perp} & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_{\parallel} \end{pmatrix}. \quad (5.2)$$

Fazendo $\nabla \rightarrow i\vec{k}$ e $\partial/\partial t \rightarrow -i\Omega$ na Eq.(5.1), obtemos

$$\vec{k} \times (\tilde{\mu}^{-1} \cdot \vec{k} \times \vec{E}) + \frac{\Omega^2}{c^2} \tilde{\epsilon} \cdot \vec{E} = 0. \quad (5.3)$$

Onde,

$$\tilde{\mu} = \begin{pmatrix} \mu_1 & i\mu_T & 0 \\ -i\mu_T & \mu_2 & 0 \\ 0 & 0 & \mu_3 \end{pmatrix}. \quad (5.4)$$

De forma que,

$$\tilde{\mu}^{-1} = \frac{1}{\mu_2\mu_V} \begin{pmatrix} \mu_2 & -i\mu_T & 0 \\ i\mu_T & \mu_1 & 0 \\ 0 & 0 & \mu_2\mu_V/\mu_3 \end{pmatrix}. \quad (5.5)$$

Com

$$\mu_V = \frac{\mu_1\mu_2 - \mu_T^2}{\mu_2}. \quad (5.6)$$

Das Eqs.(5.2) e (5.5), na Eq.(5.3), obtemos

$$k_y^2 = \epsilon_{\parallel}\mu_V q_0^2 - \frac{\mu_1}{\mu_2} k_x^2. \quad (5.7)$$

Onde $q_0^2 = \Omega/c$, é o número de onda no vácuo.

A Eq.(5.7) nos diferentes meios, pode então ser escrita como

$$k_y^{(1)} = \sqrt{\epsilon_p q_0^2 - k_x^2}, \text{ no prisma.} \quad (5.8)$$

$$k_y^{(2)} = \sqrt{\epsilon_0 q_0^2 - k_x^2}, \text{ no vácuo.} \quad (5.9)$$

$$k_y = \sqrt{\epsilon_{\parallel} \mu_V q_0^2 - \frac{\mu_1}{\mu_2} k_x^2}, \text{ na bicamada.} \quad (5.10)$$

$$k_y^{(4)} = \sqrt{\epsilon_s q_0^2 - k_x^2}, \text{ no substrato.} \quad (5.11)$$

Para resolver as equações de Maxwell do rotacional dos campos [Eqs.(4.2) e (4.4)], escrevemos o campo elétrico nos diferentes meios materiais como segue.

$$\vec{E}(\vec{x}, t) = \left[e^{ik_y^{(1)}(y+p)} + R e^{-ik_y^{(1)}(y+p)} \right] e^{i(k_x x - \Omega t)} \hat{z}, \quad y < 0 \text{ e } y \leq -p. \quad (5.12)$$

$$\vec{E}(\vec{x}, t) = \left[A e^{ik_y^{(2)} y} + B e^{-ik_y^{(2)} y} \right] e^{i(k_x x - \Omega t)} \hat{z}, \quad y < 0 \text{ e } -p \leq y \leq 0. \quad (5.13)$$

$$\vec{E}(\vec{x}, t) = \left[D e^{ik_y y} + E e^{-ik_y y} \right] e^{i(k_x x - \Omega t)} \hat{z}, \quad y > 0 \text{ e } 0 \leq y \leq d. \quad (5.14)$$

$$\vec{E}(\vec{x}, t) = T e^{ik_y^{(4)}(y-d)} e^{i(k_x x - \Omega t)} \hat{z}, \quad y > 0 \text{ e } y \geq d. \quad (5.15)$$

Nas equações acima, consideramos uma radiação incidente no prisma com polarização TE, a qual é caracterizada por um campo elétrico que aponta na direção z, perpendicular ao plano de propagação da onda no material (plano xy). Nesta configuração, apenas pequenas oscilações em torno da direção do campo estático são consideradas. Portanto, sendo o campo elétrico na mesma direção de \vec{H}_0 , a oscilação dos momentos magnéticos do material deve ocorrer no mesmo plano de vibração do campo magnético da onda (plano xy), o que favorece o acoplamento entre a radiação e as oscilações do sistema, para assim, favorecer o surgimento dos poláritons.

Para cada campo elétrico acima, podemos obter um campo magnético associado usando a equação abaixo, obtida da equação do rotacional de \vec{H} , com $\vec{H} = \vec{H}_0 e^{i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \Omega t)}$.

$$\vec{H} = -i \frac{c}{\Omega \mu_2 \mu_V} \left[\left(\mu_2 \frac{\partial}{\partial y} + i \mu_T \frac{\partial}{\partial x} \right) E_z \hat{x} - \left(\mu_1 \frac{\partial}{\partial x} - i \mu_T \frac{\partial}{\partial y} \right) E_z \hat{y} \right]. \quad (5.16)$$

Dessa forma, ficamos com

$$\begin{aligned} \vec{H}^{(1)} = & \left\{ \frac{c}{\Omega} k_y^{(1)} \left[e^{ik_y^{(1)}(y+p)} - R e^{-ik_y^{(1)}(y+p)} \right] \hat{x} \right\} e^{i(k_x x - \Omega t)} - \\ & \left\{ \frac{c}{\Omega} k_x \left[e^{ik_y^{(1)}(y+p)} + R e^{-ik_y^{(1)}(y+p)} \right] \hat{y} \right\} e^{i(k_x x - \Omega t)}. \end{aligned} \quad (5.17)$$

$$\begin{aligned} \vec{H}^{(2)} = & \left\{ \frac{c}{\Omega} k_y^{(2)} \left[A e^{ik_y^{(2)} y} - B e^{-ik_y^{(2)} y} \right] \hat{x} \right\} e^{i(k_x x - \Omega t)} - \\ & \left\{ \frac{c}{\Omega} k_x \left[A e^{ik_y^{(2)} y} + B e^{-ik_y^{(2)} y} \right] \hat{y} \right\} e^{i(k_x x - \Omega t)}. \end{aligned} \quad (5.18)$$

$$\begin{aligned} \vec{H}^{(3)} = & \frac{c}{\Omega \mu_2 \mu_V} \left\{ [(\mu_2 k_y + i \mu_T k_x) D e^{ik_y y} - (\mu_2 k_y - i \mu_T k_x) E e^{-ik_y y}] \hat{x} \right\} e^{i(k_x x - \Omega t)} - \\ & \frac{c}{\Omega \mu_2 \mu_V} \left\{ [(\mu_1 k_x - i \mu_T k_y) D e^{ik_y y} + (\mu_1 k_x + i \mu_T k_y) E e^{-ik_y y}] \hat{y} \right\} e^{i(k_x x - \Omega t)}. \end{aligned} \quad (5.19)$$

$$\vec{H}^{(4)} = \frac{c}{\Omega} \left[k_y^{(4)} T e^{ik_y^{(4)}(y-d)} \hat{x} - k_x T e^{ik_y^{(4)}(y-d)} \hat{y} \right] e^{i(k_x x - \Omega t)}. \quad (5.20)$$

Da continuidade de E_z em $y = -p$, $y = 0$ e $y = d$, obtemos

$$1 + R = A e^{-ik_y^{(2)} p} + B e^{ik_y^{(2)} p}. \quad (5.21)$$

$$A + B = D + E. \quad (5.22)$$

$$T = D e^{ik_y d} + E e^{-ik_y d}. \quad (5.23)$$

Analogamente, a continuidade de H_x leva a

$$k_y^{(1)}(1 - R) = k_y^{(2)} \left(A e^{-ik_y^{(2)} p} - B e^{ik_y^{(2)} p} \right). \quad (5.24)$$

$$k_y^{(2)}(A - B) = g_+ D - g_- E. \quad (5.25)$$

$$k_y^{(4)} T = g_+ D e^{ik_y d} - g_- E e^{-ik_y d}. \quad (5.26)$$

Onde fizemos

$$g_{\pm} = \frac{\mu_2 k_y \pm i \mu_T k_x}{\mu_2 \mu_V}. \quad (5.27)$$

Da Eq.(5.23) na (5.26), obtemos

$$D = \frac{(g_- + k_y^{(4)})}{(g_+ - k_y^{(4)})} e^{-2ik_y d} E. \quad (5.28)$$

Substituindo a Eq.(5.28) nas Eqs.(5.22) e (5.25), ficamos com

$$A + B = \left[\frac{(g_- + k_y^{(4)}) e^{-2ik_y d} + g_+ - k_y^{(4)}}{(g_+ - k_y^{(4)})} \right] E. \quad (5.29)$$

$$k_y^{(2)}(A - B) = \left[\frac{g_+(g_- + k_y^{(4)})e^{-2ik_y d} - g_-(g_+ - k_y^{(4)})}{(g_+ - k_y^{(4)})} \right] E. \quad (5.30)$$

Dividindo a Eq.(5.29) pela Eq.(5.30), obtemos

$$\frac{A + B}{k_y^{(2)}(A - B)} = \frac{(g_- + k_y^{(4)})e^{-2ik_y d} + g_+ - k_y^{(4)}}{g_+(g_- + k_y^{(4)})e^{-2ik_y d} - g_-(g_+ - k_y^{(4)})}. \quad (5.31)$$

Após alguma álgebra, da Eq.(5.31) chegamos a

$$A = \xi B. \quad (5.32)$$

Ou,

$$B = \frac{1}{\xi} A. \quad (5.33)$$

Onde

$$\xi = \frac{(k_y^{(4)} - g_+)(k_y^{(2)} - g_-) - (k_y^{(4)} + g_-)(k_y^{(2)} + g_+)e^{-2ik_y d}}{(k_y^{(4)} - g_+)(k_y^{(2)} + g_-) - (k_y^{(4)} + g_-)(k_y^{(2)} - g_+)e^{-2ik_y d}}. \quad (5.34)$$

Das Eqs.(5.32) e (5.33), obtemos

$$B = \frac{1}{(\xi e^{-ik_y^{(2)} p} + e^{ik_y^{(2)} p})} (1 + R). \quad (5.35)$$

$$A = \frac{\xi}{(\xi e^{-ik_y^{(2)} p} + e^{ik_y^{(2)} p})} (1 + R). \quad (5.36)$$

Substituindo as Eqs.(5.35) e (5.36) na Eq.(5.24), encontramos

$$R = \frac{1 - \gamma}{1 + \gamma}. \quad (5.37)$$

Onde

$$\gamma = \frac{k_y^{(2)}}{k_y^{(1)}} \left[\frac{\xi e^{-ik_y^{(2)} p} - e^{ik_y^{(2)} p}}{\xi e^{-ik_y^{(2)} p} + e^{ik_y^{(2)} p}} \right]. \quad (5.38)$$

Para efeitos do cálculo numérico apresentado na seção a seguir, escrevemos convenientemente a Eq.(5.34) na forma

$$\xi = \frac{\xi_N}{\xi_D}. \quad (5.39)$$

Com

$$\begin{aligned} \xi_N = & [(\mu_2\mu_V)^2 k_y^{(2)} k_y^{(4)} + \mu_2^2 k_y^2 + (\mu_T k_x)^2 - i\mu_2\mu_V\mu_T k_x (k_y^{(2)} - k_y^{(4)})] \operatorname{tgh}(ik_y d) \\ & - \mu_2^2 \mu_V k_y (k_y^{(2)} + k_y^{(4)}). \end{aligned} \quad (5.40)$$

$$\begin{aligned} \xi_N = & [(\mu_2\mu_V)^2 k_y^{(2)} k_y^{(4)} - \mu_2^2 k_y^2 - (\mu_T k_x)^2 - i\mu_2\mu_V\mu_T k_x (k_y^{(2)} + k_y^{(4)})] \operatorname{tgh}(ik_y d) \\ & + \mu_2^2 \mu_V k_y (k_y^{(2)} - k_y^{(4)}). \end{aligned} \quad (5.41)$$

5.1.1 Resultados numéricos (ATR)

Na Fig. 5.2, mostramos a ATR como função da frequência para o mesmo sistema da Fig. 4.2. Esta situação corresponde ao estudo da amplitude da radiação refletida por um prisma de alto índice de refração, onde se faz variar o ângulo da radiação incidente no mesmo, mantendo-se o valor de k_x fixo, de acordo com o procedimento detalhado na Seção 5.1. Para obtermos o resultado da Fig. 5.2, consideramos um prisma de *Si*, com $\epsilon_p = 11.57$, e um “gap” entre o prisma e a bicamada com espessura de $80 \mu m$. O meio entre o prisma e a bicamada é o vácuo, com $\epsilon_0 = 1$, e o sistema está sobre um substrato não-magnético, com $\epsilon_s = 1$. As frequências indicadas pelas setas na Fig. 5.2, correspondem àquelas frequências que interceptam a linha ATR na Fig. 4.2, para $k_x = 150$. Isso indica que o sistema absorve energia da radiação, via onda evanescente, exatamente nas frequências dos modos, como esperado. É importante observar, que existem absorções do sistema tanto para as frequências dos modos localizados, quanto para as dos modos de volume. Adicionalmente, podemos notar que há uma queda brusca na ATR para $\Omega/\Omega_0 = 0.9970$. Em geral, este comportamento da reflexão atenuada está associado com modos localizados, como podemos ver na Fig. 5.2 para $\Omega/\Omega_0 = 1.0005$ e $\Omega/\Omega_0 = 1.0044$. Contrariando esta tendência, a Fig. 4.2 mostra que o valor de frequência $\Omega/\Omega_0 = 0.9970$, está associado a um modo de volume. No entanto, vale salientar, que estamos tratando de sistemas com espessuras finitas, o que produz uma discretização das bandas de volume nas relações de dispersão, como mostramos nas Figs. 4.2, 4.3 e 4.4. Assim sendo, é aceitável que haja um comportamento da ATR para os modos confinados, semelhante ao que ocorre para os modos localizados.

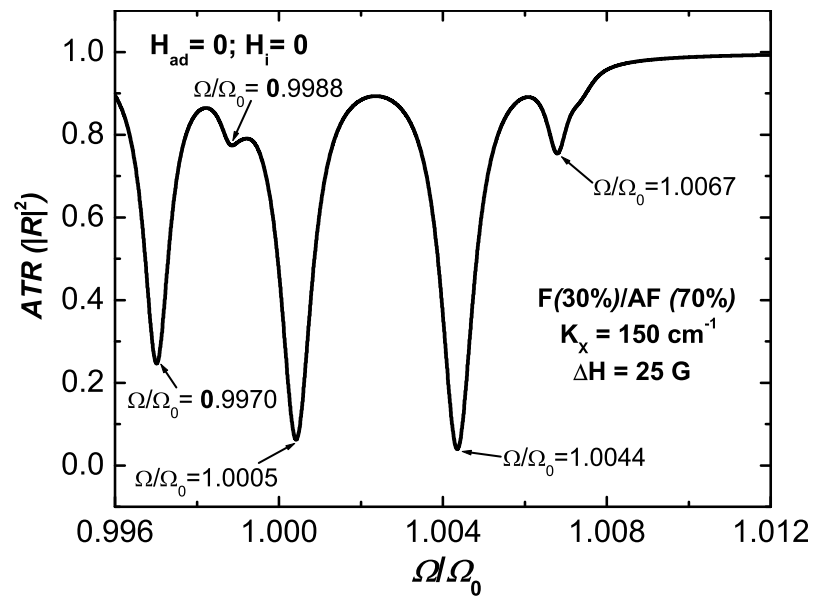


Figura 5.2: Reflexão total atenuada como função da frequência para a linha vertical na Fig.4.2 ($k_x = 150 \text{ cm}^{-1}$). A bicamada não possui efeitos de interface ($H_{ad} = H_i = 0$), e as frequências indicadas pelas setas, correspondem às intersecções da linha ATR na Fig.4.2 com os poláritons.

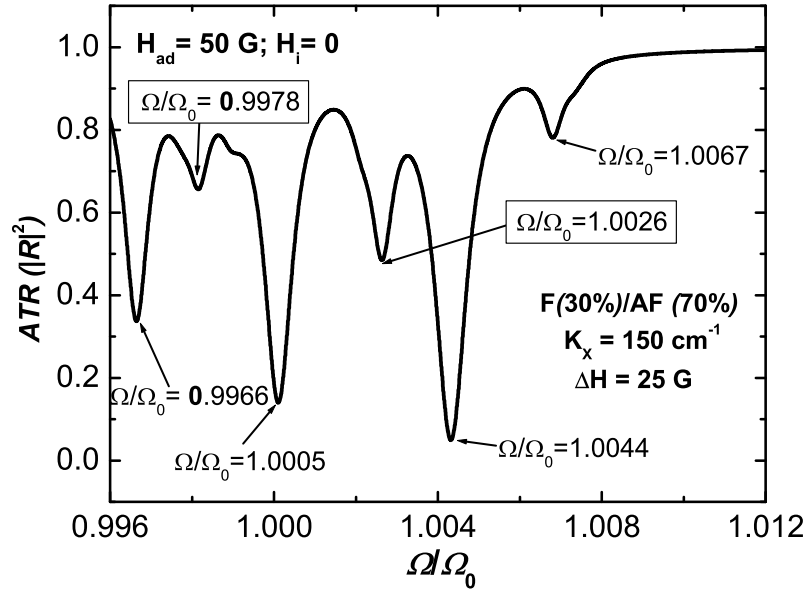


Figura 5.3: Reflexão total atenuada como função da frequência para a linha vertical na Fig.4.3 ($k_x = 150 \text{ cm}^{-1}$). A bicamada possui uma anisotropia de interface de $H_{ad} = 50 \text{ G}$, e as frequências indicadas pelas setas, correspondem às intersecções da linha ATR na Fig.4.3 com os poláritons. Os valores indicados nos retângulos são as novas frequências de modos localizados que surgem devido à introdução de H_{ad} .

Na Fig. 5.3, mostramos as modificações geradas na curva de ATR, decorrentes da introdução de uma anisotropia unidirecional de valor $H_{ad} = 50 \text{ G}$ entre os filmes da bicamada da Fig. 4.3. Podemos ver na Fig. 5.3, que a presença da anisotropia unidirecional não só modifica a curva da ATR, mas faz surgir uma absorção adicional, ou seja, quando comparamos o resultado da Fig. 5.2 com o da Fig. 5.3, podemos ver que existem cinco vales (quedas) na primeira, e seis na segunda. Somando-se a isso, os valores das frequências em que ocorrem as absorções também são alterados pela introdução de H_{ad} . De uma forma geral, podemos dizer que a presença da anisotropia unidirecional entre os filmes da bicamada, gera nas curvas de ATR um efeito semelhante ao da introdução de um campo magnético externo extra no sistema, assim como ocorre no caso das relações de dispersão dos poláritons, mostradas na Seção 4.3.

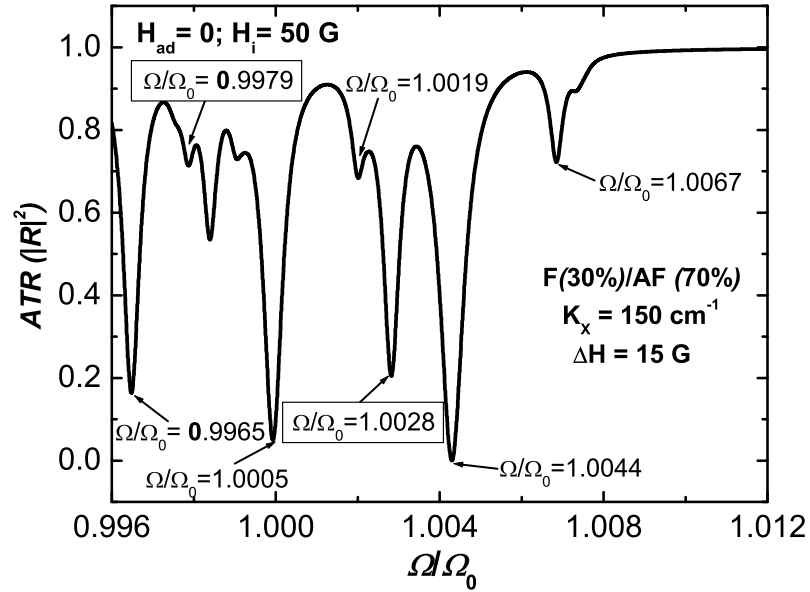


Figura 5.4: Reflexão total atenuada como função da frequência para a linha vertical na Fig.4.4 ($k_x = 150 \text{ cm}^{-1}$). A bicamada possui um acoplamento interfacial com campo de troca de $H_i = 50 \text{ G}$, e as frequências indicadas pelas setas, correspondem às intersecções da linha ATR na Fig.4.4 com os polárítos. Os valores indicados nos retângulos são as novas frequências de modos localizados que surgem devido à introdução de H_i .

Os efeitos da introdução de um campo de troca na interface de valor $H_i = 50 \text{ G}$, podem ser observados na Fig. 5.4. Este resultado corresponde ao mesmo sistema da Fig. 4.4. Comparando estas duas figuras, podemos ver que, novamente, as frequências de absorção indicadas pelas setas na curva da ATR são as mesmas que interceptam a linha vertical na Fig. 4.4. Adicionalmente, aparecem outros vales na Fig. 5.4 que não estão sendo destacados pelas setas, mas que também correspondem às frequências dos modos na linha de $k_x = 150 \text{ cm}^{-1}$ da Fig. 4.4. Na Fig. 5.4, podemos ver que o sistema passa a absorver energia da radiação incidente para um número bem maior de frequências do que nos casos das Figs. 5.2 e 5.3. Este resultado já era esperado, uma vez que a introdução de H_i produz novas bandas de frequências na relação de dispersão da Fig. 4.4.

Dessa forma, é importante notar que os efeitos de interface das bicamadas acopladas,

observados nas relações de dispersão dos polárítos das Figs. 4.3 e 4.4, podem ser verificados pelas medidas de reflexão total atenuada. Somando-se a isto, como nossos resultados fenomenológicos para estas medidas se mostraram sensíveis às modificações produzidas no sistema devido às introduções de H_i e de H_{ad} , uma comparação entre os resultados numéricos que obtivemos, com alguma medida experimental realizada nos mesmos sistemas, pode trazer informações relativas aos valores de parâmetros da interface, como comentado no início deste capítulo.

5.2 REFLETIVIDADE DIRETA

Experimentalmente, além da ATR, as excitações em meios magnéticos podem ser estudadas através de outras técnicas como a de *Espalhamento Brillouin* ou a da *Refletividade Direta*. Dependendo do sistema a ser analisado e da região das frequências de ressonância dos materiais, pode-se escolher uma ou outra técnica existente. Usualmente, o Espalhamento Brillouin, é utilizado em sistemas constituídos de materiais ferromagnéticos, por predominar numa região de frequências distante do infra-vermelho¹, que gira em torno de 1 a 20 GHz para o caso dos ferromagnetos metálicos[146]. Em geral, as outras duas técnicas, são aplicadas a sistemas ópticamente ativos em regiões de frequências características dos antiferromagnetos (de 250 GHz a alguns THz).

A análise da radiação proveniente da reflexão direta de uma onda eletromagnética que incide obliquamente sobre a superfície de um meio material pode, por exemplo, ajudar na caracterização de propriedades eletrônicas ou elásticas[129]. No caso dos materiais magnéticos, a modificação na amplitude da radiação nas medidas de refletividade, pode ser utilizada para determinar parâmetros como campos de troca, magnetização de saturação, condutividade, anisotropias, entre outros.

Assim como no caso dos polárítos de superfície em dielétricos, os polárítos magnéticos em meios finitos estão numa região do plano de $\Omega - k_x$ satisfazendo: $k_x > \Omega/c$,

¹A região do infravermelho estende-se dos $3 \cdot 10^{11}$ Hz até, aproximadamente, aos $4 \cdot 10^{14}$ Hz[145].

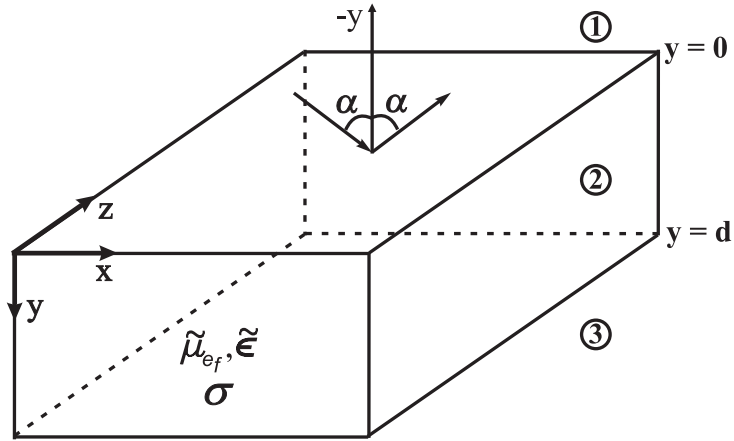


Figura 5.5: Geometria do sistema para o cálculo da refletividade direta. Os filmes da bicamada constituem um único meio efetivo de espessura d , representado pelo meio 2. O meio efetivo tem permeabilidade $\tilde{\mu}_{ef}$ e constante dielétrica $\tilde{\epsilon}$. O plano de incidência da radiação está em $y = 0$. A direção y é perpendicular às superfícies e estas estão no plano xz . O vetor de onda da radiação incidente faz um ângulo α com a direção $-y$. O meio 1 é o vácuo e o meio 3 pode ser tanto o vácuo como um substrato não-magnético.

onde k_x é a componente de \vec{k} paralela à superfície da amostra, considerada por nós no plano xz , como mostra a Fig. 5.5. Portanto, para meios finitos, os poláritons não podem ser observados por medidas de refletividade direta dentro da região das linhas de luz (ver resultados da Seção 4.3). No entanto, as medidas de refletividade podem ser úteis na investigação das regiões espectrais de ressonância dos meios ópticamente ativos. Para valores de frequências em torno das ressonâncias do material, a amplitude da onda refletida pela amostra deve apresentar uma queda, o que significa uma absorção da energia da onda pelo sistema investigado. E como veremos adiante, os resultados da refletividade direta que obtivemos, estão associados com as frequências dos modos magnetostáticos.

Para o cálculo da refletividade direta, consideramos a geometria da Fig. 5.5, com a bicamada sendo representada novamente pelo filme de meio efetivo (meio 2). Este meio tem permeabilidade efetiva $\tilde{\mu}_{ef}$. O meio 1 na figura é o vácuo, de onde a radiação é proveniente, e o meio 3 é um substrato não-magnético. Dessa forma, consideramos que a radiação incide

no plano xz , e estudamos a propagação da mesma no plano xy .

Assim sendo, os campos elétricos nos diferentes meios, podem ser escritos como

$$\vec{E}^{(1)}(x, t) = \hat{z} \left[e^{ik_y^{(1)}y} + R_o e^{-ik_y^{(1)}y} \right] e^{i(k_x x - \Omega t)}, \quad y \leq 0. \quad (5.42)$$

$$\vec{E}^{(2)}(x, t) = \hat{z} \left[A e^{ik_y y} + B e^{-ik_y y} \right] e^{i(k_x x - \Omega t)}, \quad 0 \leq y \leq d. \quad (5.43)$$

$$\vec{E}^{(3)}(x, t) = \hat{z} T e^{k_y^{(3)}(y-d)} e^{i(k_x x - \Omega t)}, \quad y > 0 \quad \text{e} \quad y \geq d. \quad (5.44)$$

Considerando uma condutividade líquida no sistema (σ) diferente de zero, as equações de Maxwell para os rotacionais de \vec{H} e de \vec{E} são escritas na forma[12]

$$\nabla \times \vec{H} = \frac{\tilde{\epsilon}_{ef}}{c} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \frac{4\pi\sigma}{c} \vec{E}. \quad (5.45)$$

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\tilde{\mu}_{ef}}{c} \frac{\partial \vec{H}}{\partial t}. \quad (5.46)$$

Neste modelo, as condutividades individuais dos filmes podem ser tratadas como uma única grandeza que representa uma média entre as condutividades destes objetos.

Aplicando o operador rotacional nos dois lados da Eq.(5.45), obtemos

$$\begin{aligned} \nabla \times (\nabla \times \vec{H}) &= \frac{\tilde{\epsilon}_{ef}}{c} \frac{\partial}{\partial t} \left(-\frac{\tilde{\mu}_{ef}}{c} \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \right) + \frac{4\pi\sigma}{c} \left(-\frac{\tilde{\mu}_{ef}}{c} \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \right), \\ \nabla(\nabla \cdot \vec{H}) - \nabla^2 \vec{H} &= -\frac{1}{c^2} \tilde{\epsilon}_{ef} \cdot \tilde{\mu}_{ef} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \vec{H} - \frac{4\pi}{c^2} \sigma \cdot \tilde{\mu}_{ef} \frac{\partial}{\partial t} \vec{H}. \end{aligned} \quad (5.47)$$

Como as soluções das Eqs.(5.45) e (5.46) que buscamos são do tipo onda plana, podemos fazer $\nabla \rightarrow i\vec{k}$ e $\frac{\partial}{\partial t} \rightarrow -i\Omega$. Assim, a Eq.(5.47) torna-se

$$\begin{aligned} i\vec{k}(i\vec{k} \cdot \vec{H}) - (i\vec{k})^2 \vec{H} &= -\frac{\tilde{\epsilon}_{ef} \cdot \tilde{\mu}_{ef}}{c^2} (-i\Omega)^2 \vec{H} - \frac{4\pi\sigma \cdot \tilde{\mu}_{ef}}{c^2} (-i\Omega) \vec{H}, \\ -\vec{k}(\vec{k} \cdot \vec{H}) + (\vec{k} \cdot \vec{k}) \vec{H} &= \frac{\Omega^2 \tilde{\epsilon}_{ef} \cdot \tilde{\mu}_{ef}}{c^2} \vec{H} + i \frac{4\pi\Omega\sigma \cdot \tilde{\mu}_{ef}}{c^2} \vec{H}, \\ -\vec{k}(\vec{k} \cdot \vec{H}) + (\vec{k} \cdot \vec{k}) \vec{H} &= \frac{\Omega^2 \tilde{\mu}_{ef}}{c^2} \cdot \left(\tilde{\epsilon}_{ef} + i \frac{4\pi\sigma}{\Omega} \right) \vec{H}. \end{aligned} \quad (5.48)$$

Analisando o termo entre parênteses no lado direito da Eq.(5.48), podemos dizer que a constante dielétrica possui uma parte real e outra imaginária, podendo ser escrita como

$$\tilde{\epsilon} = \tilde{\epsilon}_{ef} + i \frac{4\pi\sigma}{\Omega}. \quad (5.49)$$

O fato da constante dielétrica ser uma entidade complexa, depende da condutividade, uma vez que, para σ igual a zero, a parte imaginária de $\tilde{\epsilon}$ também se anula. A parte imaginária da constante dielétrica está relacionada a processos em que há transformação de energia do campo eletromagnético em outras formas de energia[149]. Nesses processos tem-se, em geral, perda de energia das ondas.

Como uma grande parte dos materiais magnéticos são também metálicos, pode haver problema no uso do método da refletividade nesses materiais, principalmente se a condutividade média do sistema tiver um valor elevado. Isso porque, o movimento dos elétrons induzido pela radiação incidente nas proximidades da superfície da amostra pode “blindar” o interior do material da interação com a onda, gerando o chamado “screening effect” [152]. Neste caso, a refletividade ficaria em torno da unidade, independentemente da existência de qualquer excitação magnética do meio. A referência [152], traz uma forma de evitar tal problema em estruturas magneto-metálicas. Nela, os autores propõem dividir a amostra em várias porções retangulares, perpendicularmente ao campo elétrico da radiação, intercalando essas porções com materiais de condutividade nula. Com isso, o movimento dos elétrons é reduzido e, conseqüentemente, o “screening effect” também será.

Em nosso caso, como as bicamadas que estudamos são caracterizadas por um ferromagneto, que em geral é o Fe , e por um antiferromagneto qualquer, consideramos que a condutividade de ambos os filmes devem estar presentes no cálculo da refletividade, ou seja, estamos considerando que tanto o filme F quanto o AF possuem condutividade diferente de zero. Fizemos isto utilizando um procedimento semelhante ao da referência[152], com a constante dielétrica média (elemento zz do tensor $\tilde{\epsilon}$) dada por

$$\epsilon_{\parallel} = \left(\frac{f_A}{\epsilon_A} + \frac{f_F}{\epsilon_F} \right)^{-1}. \quad (5.50)$$

Onde

$$\epsilon_{F,A} = \epsilon_{zz;F,A} + i \frac{4\pi\sigma_{F,A}}{\Omega}. \quad (5.51)$$

Os termos f_A e f_F são as frações dos filmes AF e F, respectivamente, no volume

total da bicamadas, e são dados por

$$f_A = \frac{d_A}{d_F + d_A}. \quad (5.52)$$

$$f_F = \frac{d_F}{d_F + d_A}. \quad (5.53)$$

Com d_A e d_F representando as espessuras do antiferromagneto e do ferromagneto, nesta ordem.

Como será mostrado adiante, os outros elementos diferentes do elemento zz da constante dielétrica não aparecem no resultado final, logo, escrevê-los ou não é indiferente.

Para cada campo elétrico acima [Eqs.(5.42) a (5.44)], podemos obter um campo magnético associado usando a Eq.(5.46). Logo, ficamos com

$$\nabla \times \vec{E} = \frac{\partial}{\partial y} E_z \hat{x} - \frac{\partial}{\partial x} E_z \hat{y}. \quad (5.54)$$

Considerando que $\vec{H} = \vec{H}_0 e^{i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \Omega t)}$, obtemos

$$\frac{\partial}{\partial t} \vec{H} = -i\Omega \vec{H}. \quad (5.55)$$

Das Eqs.(5.54) e (5.55), na Eq.(5.46), obtemos

$$\vec{H} = -\frac{ic}{\Omega} \tilde{\mu}_{ef}^{-1} \cdot \left(\frac{\partial}{\partial y} E_z \hat{x} - \frac{\partial}{\partial x} E_z \hat{y} \right). \quad (5.56)$$

De uma forma geral, podemos escrever

$$\tilde{\mu}_{ef} = \begin{pmatrix} \mu_1 & i\mu_T & 0 \\ -i\mu_T & \mu_2 & 0 \\ 0 & 0 & \mu_3 \end{pmatrix}. \quad (5.57)$$

Logo,

$$\tilde{\mu}_{ef}^{-1} = \frac{1}{\mu_2 \mu_V} \begin{pmatrix} \mu_2 & -i\mu_T & 0 \\ i\mu_T & \mu_1 & 0 \\ 0 & 0 & \mu_2 \mu_V / \mu_3 \end{pmatrix}. \quad (5.58)$$

Onde μ_V é a permeabilidade de Voigt, dada por

$$\mu_V = \frac{\mu_1 \mu_2 - \mu_T^2}{\mu_2}. \quad (5.59)$$

Para o cálculo da refletividade direta, usamos os elementos do tensor $\tilde{\mu}$ na forma

$$\mu_1 = \mu_2 = f_A \mu_{xx}^A + f_F \mu_{xx}^F, \quad (5.60)$$

$$\mu_T = f_A \mu_{xy}^A + f_F \mu_{xy}^F, \quad (5.61)$$

$$\mu_3 = 1. \quad (5.62)$$

Onde os termos $\mu_{xx}^{A,F}$ e $\mu_{xy}^{A,F}$, são os elementos dos tensores permeabilidade dos filmes, modificados pelo acoplamento, os quais foram determinados na Seção 3.1.

Dessa forma, a substituição da Eq.(5.58) na Eq.(5.56) leva a

$$\vec{H} = -\frac{ic}{\mu_2 \mu_V \Omega} \left[\left(\mu_2 \frac{\partial}{\partial y} + i \mu_T \frac{\partial}{\partial x} \right) E_z \hat{x} + \left(i \mu_T \frac{\partial}{\partial y} - \mu_1 \frac{\partial}{\partial x} \right) E_z \hat{y} \right]. \quad (5.63)$$

No vácuo e no substrato, $\mu_1 = \mu_2 = \mu_V = 1$ e $\mu_T = 0$. Logo, das Eqs.(5.63) e (5.42), ficamos com

$$H_x^{(1)} = \frac{c}{\Omega} k_y^{(1)} \left[e^{ik_y^{(1)} y} - R_o e^{-ik_y^{(1)} y} \right] e^{i(k_x x - \Omega t)}. \quad (5.64)$$

Das Eqs.(5.63) e (5.43), obtemos

$$H_x^{(2)} = \frac{c}{\Omega} \left[g_+ A e^{ik_y y} - g_- B e^{-ik_y y} \right] e^{i(k_x x - \Omega t)}. \quad (5.65)$$

Onde

$$g_{\pm} = \frac{\mu_2 k_y \pm i \mu_T k_x}{\mu_2 \mu_V}. \quad (5.66)$$

Adicionalmente, das Eqs.(5.63) e (5.44), temos

$$H_x^{(3)} = \frac{c}{\Omega} k_y^{(3)} T e^{ik_y^{(3)}(y-d)} e^{i(k_x x - \Omega t)}. \quad (5.67)$$

A continuidade de H_x em $y = 0$ e $y = d$, leva a

$$k_y^{(1)}(1 - R_o) = g_+ A - g_- B. \quad (5.68)$$

$$k_y^{(3)} T = g_+ A e^{ik_y d} - g_- B e^{-ik_y d}. \quad (5.69)$$

Da continuidade de E_z em $y = 0$ e $y = d$, obtemos

$$1 + R_o = A + B. \quad (5.70)$$

$$T = A e^{ik_y d} + B e^{-ik_y d}. \quad (5.71)$$

Da Eq.(5.71) na Eq.(5.69), temos

$$A = \frac{(g_- + k_y^{(3)})}{(g_+ - k_y^{(3)})} e^{-2ik_y d}. \quad (5.72)$$

Substituindo a Eq.(5.72) nas Eqs.(5.70) e (5.68), obtemos

$$1 + R_o = \left[\frac{(g_- + k_y^{(3)})e^{-2ik_y d} + g_+ - k_y^{(3)}}{(g_+ - k_y^{(3)})} \right] B. \quad (5.73)$$

$$k_y^{(1)}(1 - R_o) = \left[\frac{g_+(g_- + k_y^{(3)})e^{-2ik_y d} - g_-(g_+ - k_y^{(3)})}{(g_+ - k_y^{(3)})} \right] B. \quad (5.74)$$

Após alguma álgebra com as Eqs.(5.73) e Eq.(5.74), chegamos a

$$R_o = \frac{\Psi - 1}{\Psi + 1}. \quad (5.75)$$

Onde

$$\Psi = k_y^{(1)} \left[\frac{(g_- + k_y^{(3)})e^{-ik_y d} + (g_+ - k_y^{(3)})e^{ik_y d}}{g_+(g_- + k_y^{(3)})e^{-ik_y d} - g_-(g_+ - k_y^{(3)})e^{ik_y d}} \right]. \quad (5.76)$$

Para efeitos do cálculo numérico, escrevemos a Eq.(5.76) como função da $\tanh(ik_y d)$.

Com isso, e substituindo g_+ e g_- , obtemos

$$\Psi = k_y^{(1)} \left[\frac{i\mu_2^2 \mu_V k_y + (i\mu_2 \mu_T \mu_V k_x - \mu_2^2 \mu_V^2 k_y^{(3)}) \tanh(ik_y d)}{\mu_2^2 \mu_V k_y^{(3)} k_y - (\mu_2^2 k_y^2 + i\mu_2 \mu_T \mu_V k_x k_y^{(3)} + \mu_T^2 k_x^2) \tanh(ik_y d)} \right]. \quad (5.77)$$

A determinação de k_y nos diferentes meios foi obtida a partir das Eqs.(5.45) e (5.46), as quais levam a

$$\begin{aligned} \tilde{\mu}_{ef}^{-1} \cdot \nabla \times \vec{E} &= -\frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \vec{H}, \\ \nabla \times (\tilde{\mu}_{ef}^{-1} \cdot \nabla \times \vec{E}) &= -\frac{\tilde{\epsilon}}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \vec{E}. \end{aligned} \quad (5.78)$$

Fazendo $\nabla \rightarrow i\vec{k}$ e $\partial/\partial t \rightarrow -i\Omega$, ficamos com

$$\vec{k} \times (\tilde{\mu}_{ef}^{-1} \cdot \vec{k} \times \vec{E}) + q_0^2 \tilde{\epsilon} \cdot \vec{E} = 0. \quad (5.79)$$

Onde $q_0 = \Omega/c$, é o número de onda no vácuo.

Usando as Eqs.(5.58) e (5.50) na Eq.(5.78), obtemos

$$k_y^2 = \mu_V \epsilon_{\parallel} q_0^2 - \frac{\mu_1}{\mu_2} k_x^2. \quad (5.80)$$

Logo,

$$k_y^{(1)} = \sqrt{q_0^2 - k_x^2}, \text{ no vácuo.} \quad (5.81)$$

$$k_y = \sqrt{\mu_V \epsilon_{\parallel} q_0^2 - \frac{\mu_1}{\mu_2} k_x^2}, \text{ na bicamada.} \quad (5.82)$$

$$k_y^{(3)} = \sqrt{\epsilon_s q_0^2 - k_x^2}, \text{ no substrato.} \quad (5.83)$$

Na próxima seção, mostramos os resultados da refletividade oblíqua, R_o , obtidos da solução numérica da Eq.(5.75) junto com as Eqs.(5.81)-(5.83).

5.2.1 Resultados numéricos (refletividade)

Na Fig. 5.6, mostramos o resultado da refletividade para uma bicamada sem acoplamento, com fração do AF igual a 70 %, ou seja, fizemos $f_F = 0.3$ e $f_A = 0.7$. Construímos o comportamento do módulo quadrado da amplitude da refletividade oblíqua, $R_o^* R_o$, dada pela Eq.(5.75), como função da frequência reduzida, Ω/Ω_0 . Na Fig. 5.6, consideramos um ferromagneto com: $M_s^F = 1.6$ kG, que corresponde a um filme de *Fe*; e para o filme AF, usamos os parâmetros: $M_s^A = 0.6$ kG, $H_E^A = 434$ kG e $H_A = 149$ kG. Estes parâmetros foram utilizados por R.E. Camley, T.J. Parker, e S.R.P. Smith[152], para obter a refletividade de uma estrutura magnética-metálica, composta de um filme AF e um material não-magnético e não condutor empilhados. No gráfico da Fig. 5.6, reproduzimos os resultados do artigo citado para $f_A = 1.0$, $f_A = 0.9$ e $f_A = 0.5$, e adicionamos nosso resultado para $f_A = 0.7$. Neste último, trocamos o material não-magnético que o Camley utilizou junto com o filme AF, por um filme de *Fe* sem condutividade, e os resultados podem ser visualizados conjuntamente. A troca do material não-magnético por um ferromagneto de *Fe*, não resultou em grandes modificações nos gráficos da refletividade. No entanto, com a adição de uma condutividade no filme F, além de haver alteração na forma da curva da refletividade, há um acréscimo nos

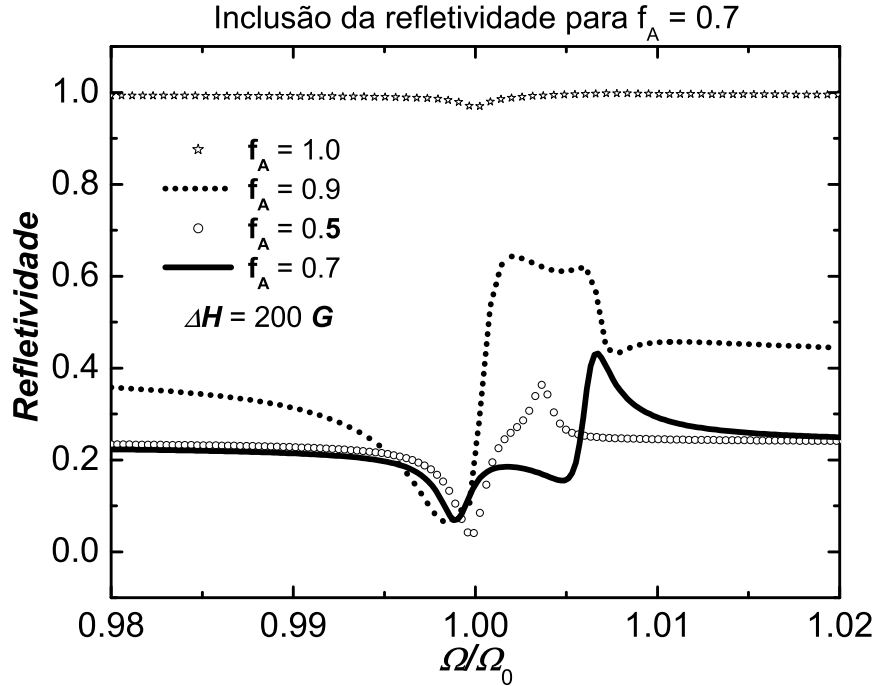


Figura 5.6: Os resultados para $f_A = 1.0$, $f_A = 0.9$ e $f_A = 0.5$, representam a refletividade de um sistema composto de um filme AF junto com um material não-magnético, reproduzindo o gráfico da Fig.2.a) da referência [152]. Adicionamos nosso resultado para uma bicamada de $Fe(30\%)/FeF_2(70\%)$, o qual é indicado por $f_A = 0.7$.

valores desta grandeza. A partir dos resultados numéricos, observamos que a refletividade se aproxima da unidade quando a condutividade do filme F aumenta. Este comportamento já era esperado, pois a alta condutividade do material torna o comportamento do mesmo semelhante ao de um espelho submetido a uma radiação. Observamos que o mesmo também ocorre com a introdução de uma condutividade no filme AF.

A troca do material não-magnético por um ferromagneto de Fe , traz ainda um outro efeito: surge na refletividade do sistema uma região adicional de frequências, com uma queda brusca em torno da ressonância do filme de Fe ($\Omega/\Omega_0 \simeq 0$). Esta consequência é mostrada na Fig. 5.7. Neste resultado, o filme de Fe tem condutividade dada por $4\pi\sigma_F/\Omega_0\epsilon_0 = 1.0$. No entanto, para o caso deste material sem condutividade, a região de baixas frequências também

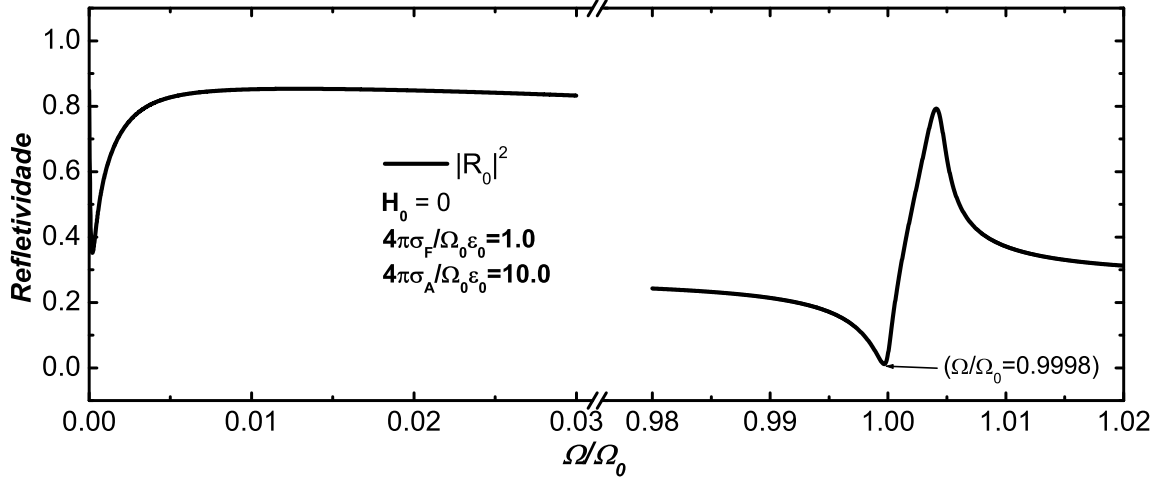


Figura 5.7: Refletividade de um sistema composto de um filme AF ($f_A = 0.7$) junto com um filme de Fe ($f_F = 0.3$), para $H_0 = 0$. As quantidades $4\pi\sigma_F/\Omega_0\epsilon_0 = 1.0$ e $4\pi\sigma_A/\Omega_0\epsilon_0 = 10.0$ medem as condutividades dos filmes F e AF, respectivamente. A região de baixas frequências no gráfico surge devido à presença do ferromagneto.

aparece no gráfico, mas com uma curva deslocada para baixo. Para o antiferromagneto da Fig. 5.7, fizemos $4\pi\sigma_F/\Omega_0\epsilon_0 = 10.0$. É importante observar as quedas na refletividade. As frequências nas quais estas quedas ocorrem, correspondem as absorções da onda pelo material, indicando que ali deve haver ressonância do sistema. A primeira queda na Fig. 5.7, ocorre para uma frequência em torno de zero, isso porque o campo externo é nulo, o que exige uma ressonância do ferromagneto neste valor. A segunda queda na Fig. 5.7, é para $\Omega/\Omega_0 = 0.9998$, exatamente em torno da ressonância do antiferromagneto.

A seguir, mostramos os resultados obtidos para a refletividade oblíqua de bicamadas acopladas, segundo a geometria da Fig.5.5, onde consideramos uma radiação incidente fazendo um ângulo de 45° . Nesta situação, a onda incidente pode ter qualquer valor de k_x , dependendo apenas da sua frequência, pois $k_x = (\Omega/c)\sqrt{\epsilon_0}\text{sen}\alpha$. Em nossos resultados, consideramos que ambos os filmes que compõem o sistema possuem condutividade, propriedade esta que foi levada em conta no cálculo numérico através das constantes dielétricas desses

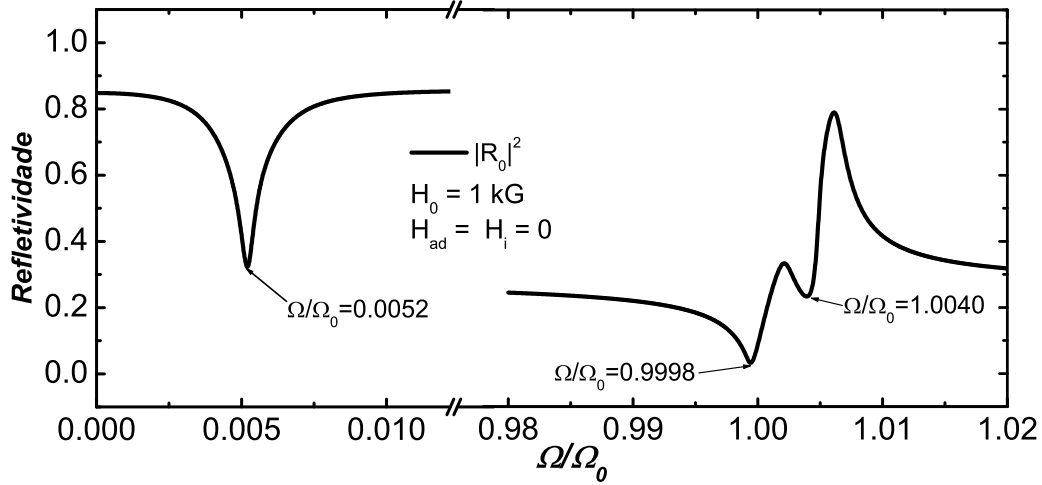


Figura 5.8: As linhas sólidas representam a refletividade de uma bicamada de espessura $d = 200 \mu m$, com $f_F = 0.3$ e $f_A = 0.7$, e sem acoplamento ($H_i = H_{ad} = 0$). A radiação incidente tem direção fixa ($\alpha = 45^\circ$), e os resultados mostram duas regiões de frequências em que os filmes são opticamente ativos. As frequências indicadas no gráfico pelas setas, correspondem às absorções do sistema.

objetos, de acordo com as Eqs.(5.50) e (5.51). Os gráficos foram obtidos em duas faixas de frequência distintas, uma na região em que o material F é opticamente ativo, a qual denominamos de região de baixas frequências, e a outra em torno da ressonância do material AF, que corresponde a região de altas frequências.

Na Fig. 5.8, esboçamos a refletividade para uma bicamada sem acoplamento ($H_i = H_{ad} = 0$), com 30 % de material F e 70 % de material AF, isto é, fizemos $f_F = 0.3$ e $f_A = 0.7$. Para o filme F, usamos os parâmetros do *Fe*: $M_s^F = 1.6$ kG; e para o filme AF, usamos os parâmetros do *FeF₂*: $M_s^A = 0.6$ kG, $H_E^A = 540$ kG e $H_A = 200$ kG. O sistema encontra-se submetido a um campo dc externo de magnitude $H_0 = 1$ kG, e o mesmo tem espessura de $200 \mu m$. Para as condutividades dos filmes, fizemos $4\pi\sigma_F/\Omega_0\epsilon_0 = 1.0$ e $4\pi\sigma_A/\Omega_0\epsilon_0 = 10.0$. Adicionalmente, fizemos $\epsilon_{zz;F} = \epsilon_{zz;A} = 1.0$ e $\gamma = 1.803 \times 10^{10} \text{ rad/kG} \cdot s$. Na região de altas frequências, usamos uma largura de linha $\Delta H = 150$ G, enquanto que, na região de baixas

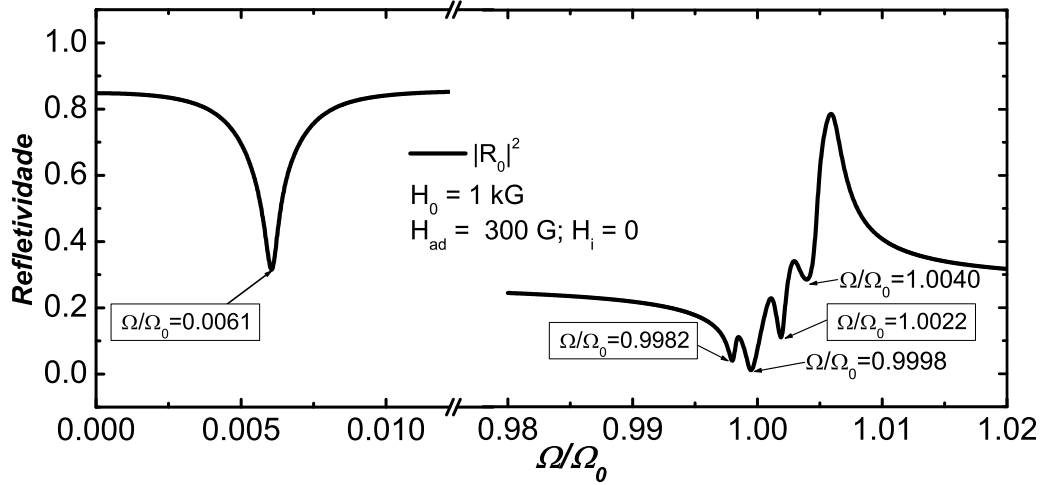


Figura 5.9: A linha sólida representa a refletividade oblíqua ($\alpha = 45^\circ$) para o sistema da Fig. 5.8, com a introdução de uma anisotropia unidirecional na interface de magnitude $H_{ad} = 300$ G. Os valores de frequências impressas no gráfico, representam as quedas na refletividade, as quais estão associadas às absorções do material. As frequências em destaque nos retângulos são as novas frequências que surgem no sistema devido à introdução de H_{ad} .

frequências, fizemos $\Delta H = 100$ G.

É importante ressaltar, que existem quedas bruscas na refletividade da Fig. 5.8 (vales), as quais não ocorrem nas frequências de ressonância dos materiais, que correspondem a $\Omega/\Omega_0 \cong 0.003$ (para o filme F) e $\Omega/\Omega_0 \cong 1.000$ (para o filme AF). Estes valores são aproximados devido as limitações numéricas. Na próxima seção, veremos que as quedas na refletividade estão associadas às frequências dos modos magnetostáticos e não às ressonâncias dos filmes.

Na Fig. 5.9, mostramos o resultado da refletividade do sistema da Fig. 5.8 com a adição de uma anisotropia unidirecional na interface de $H_{ad} = 300$ G. Como consequência da introdução desta anisotropia, podemos observar que a frequência na qual ocorre a absorção pelo material no limite de baixas frequências, tem seu valor aumentado de $\Omega/\Omega_0 = 0.0052$ para $\Omega/\Omega_0 = 0.0061$. Na região de altas frequências, também há modificações no sistema:

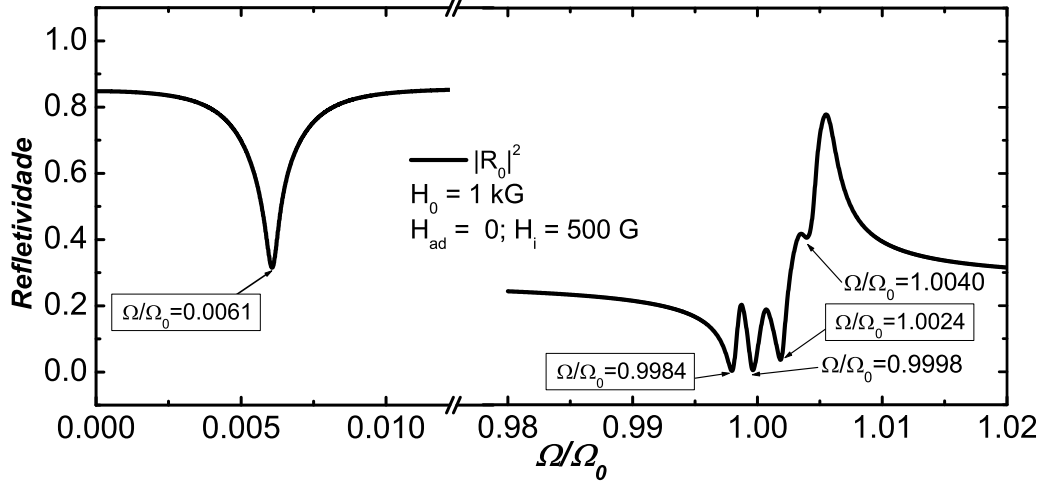


Figura 5.10: Refletividade oblíqua ($\alpha = 45^\circ$) para o sistema da Fig.5.8, introduzindo-se um campo de troca na interface de $H_i = 500 \text{ G}$. Os valores de frequências impressas no gráfico, representam as quedas na refletividade associadas às absorções do material. As frequências em destaque nos retângulos são as novas frequências que surgem no sistema devido à introdução de H_i .

existem quatro vales na refletividade, enquanto que, no caso do sistema sem acoplamento da Fig. 5.8, existem apenas dois. Isso significa que surgem novas absorções no sistema devido à presença de H_{ad} . As frequências dessas absorções novas na Fig. 5.9 estão dentro dos retângulos. A anisotropia unidirecional tem efeito sobre a refletividade, semelhante ao da aplicação de um campo externo dc[151]; agindo assim, como um “campo extra” no material.

Os efeitos da introdução de um campo de troca na interface (H_i), podem ser observados na Fig. 5.10. Eles são semelhantes àqueles observados no sistema devido à presença de uma anisotropia unidirecional (H_{ad}). Podemos ver na Fig. 5.10, que a queda na refletividade na região de baixas frequências ocorre em $\Omega/\Omega_0 = 0.0061$, que é a mesma frequência do vale observado no caso da Fig. 5.9 (para $H_{ad} = 300 \text{ G}$), e as quatro absorções em torno da ressonância do filme AF, ocorrem para frequências muito próximas àquelas dos vales no caso

de $H_{ad} = 300$ G. Esta semelhança observada no comportamento das frequências de absorção para os casos de H_{ad} e H_i , pode ser verificada para alguns valores destes campos, ajustados de forma apropriada. Para $H_{ad} = H_i$ isto não ocorre mas, de uma forma geral, podemos dizer que os efeitos principais das introduções de H_{ad} ou de H_i , são: a criação de um maior número de absorções na região de frequências em que o antiferromagneto é opticamente ativo, e o aumento no valor da frequência de absorção na região em que o ferromagneto é opticamente ativo.

5.3 MODOS MAGNETOSTÁTICOS

No Capítulo 2, calculamos os modos magnetostáticos nas bicamadas acopladas, considerando as respostas dinâmicas dos filmes como sendo dadas pelas permeabilidades modificadas das Eqs.(2.27) e (2.41). Aqui, determinamos os modos magnetostáticos utilizando a resposta dinâmica modificada pelo acoplamento, calculada no Capítulo 3.

Para o cálculo dos modos, seguimos o procedimento usual e resolvemos as equações de Maxwell abaixo.

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0. \quad (5.84)$$

$$\nabla \times \vec{H} = 0. \quad (5.85)$$

Com \vec{H} e \vec{B} sendo o campo magnético e o campo de indução magnética, respectivamente.

Da Eq.(5.85), podemos escrever

$$\vec{H} = -\nabla\phi. \quad (5.86)$$

Onde a função ϕ , é o potencial escalar magnético.

Adicionalmente, obedecemos à relação constitutiva

$$\vec{B} = \tilde{\mu}_{ef} \cdot \vec{H}. \quad (5.87)$$

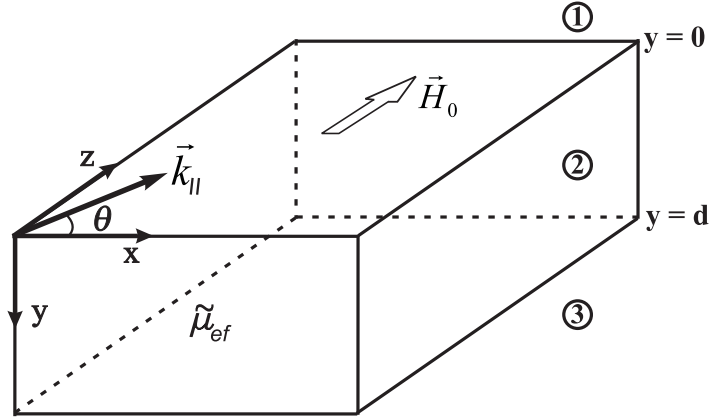


Figura 5.11: Geometria para o cálculo dos modos magnetostáticos. A direção y é perpendicular às superfícies da bicamada, as quais estão em $y = 0$ e $y = d$. A bicamada é descrita pelo meio 2, de permeabilidade efetiva $\tilde{\mu}_{ef}$. Os meios 1 e 3 são, respectivamente, o vácuo e um substrato não-magnético. A componente paralela do vetor de onda, \vec{k}_{\parallel} , faz um ângulo θ com a direção $+x$, e o campo magnético, \vec{H}_0 , aponta na direção $+z$.

Onde $\tilde{\mu}_{ef}$ é a permeabilidade efetiva da bicamada, calculada na Seção 3.1, e dada por

$$\tilde{\mu}_{ef} = \begin{pmatrix} \mu_1 & i\mu_T & 0 \\ -i\mu_T & \mu_2 & 0 \\ 0 & 0 & \mu_3 \end{pmatrix}. \quad (5.88)$$

Para relacionar os resultados dos modos com os da refletividade oblíqua, obtivemos as soluções da Eq.(5.84) utilizando a mesma geometria da Fig. 5.5, e considerando uma polarização TE, na qual o campo elétrico aponta na direção z , e o campo magnético possui apenas as componentes nas direções x e y . No entanto, para determinar o comportamento das frequências dos modos com a direção de propagação do vetor de onda paralelo a superfície (\vec{k}_{\parallel}), consideramos que o mesmo faz um ângulo θ com o eixo x , conforme mostra a Fig. 5.11. Com isso, e considerando as soluções da Eq.(5.84) como sendo do tipo onda plana $[\phi = \phi_0 e^{i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \Omega t)}]$, obtemos

$$(\mu_1 k_x^2 + \mu_2 k_y^2 + \mu_3 k_z^2)\phi = 0. \quad (5.89)$$

A Eq.(5.89) tem solução não-trivial para

$$-k_y^2 = \beta^2 = \frac{1}{\mu_2} [\mu_1 k_x^2 + \mu_3 k_z^2]. \quad (5.90)$$

Logo, podemos concluir que

$$\beta_1 = k_{||}, \text{ no vácuo;} \quad (5.91)$$

$$\beta = k_{||} \sqrt{\frac{1}{\mu_2} [\mu_1 \cos^2 \theta + \mu_3 \sin^2 \theta]}, \text{ na bicamada;} \quad (5.92)$$

$$\beta_3 = k_{||}, \text{ no substrato.} \quad (5.93)$$

Onde fizemos $k_x = k_{||} \cos \theta$ e $k_z = k_{||} \sin \theta$.

Escrevemos os potenciais escalares no diferentes meios como

$$\phi^{(1)} = A e^{\beta_1 y} e^{i(\vec{k}_{||} \cdot \vec{r} - \Omega t)}, \text{ no vácuo;} \quad (5.94)$$

$$\phi^{(2)} = (D e^{\beta y} + E e^{-\beta y}) e^{i(\vec{k}_{||} \cdot \vec{r} - \Omega t)}, \text{ na bicamada;} \quad (5.95)$$

$$\phi^{(3)} = T e^{-\beta_3 (y-d)} e^{i(\vec{k}_{||} \cdot \vec{r} - \Omega t)}, \text{ no substrato.} \quad (5.96)$$

Assim sendo, das Eqs.(5.94)-(5.96) na Eq.(5.86), obtemos

$$\vec{H}^{(1)} = [-ik_x \hat{x} - \beta_1 \hat{y} - ik_z \hat{z}] A e^{\beta_1 y} e^{i(\vec{k}_{||} \cdot \vec{r} - \Omega t)}, \quad (5.97)$$

$$\begin{aligned} \vec{H}^{(2)} &= [-ik_x (D e^{\beta y} + E e^{-\beta y}) \hat{x} - \beta (D e^{\beta y} - E e^{-\beta y}) \hat{y}] e^{i(\vec{k}_{||} \cdot \vec{r} - \Omega t)} \\ &\quad - ik_z (D e^{\beta y} + E e^{-\beta y}) \hat{z} e^{i(\vec{k}_{||} \cdot \vec{r} - \Omega t)}, \end{aligned} \quad (5.98)$$

$$\vec{H}^{(3)} = [-ik_x \hat{x} + \beta_3 \hat{y} - ik_z \hat{z}] T e^{-\beta_3 (y-d)} e^{i(\vec{k}_{||} \cdot \vec{r} - \Omega t)}. \quad (5.99)$$

Das Eqs.(5.97)-(5.99) e (5.87), ficamos com

$$\vec{B}^{(1)} = [-ik_x \hat{x} - \beta_1 \hat{y} - ik_z \hat{z}] A e^{\beta_1 y} e^{i(\vec{k}_{||} \cdot \vec{r} - \Omega t)}, \quad (5.100)$$

$$\begin{aligned} \vec{B}^{(2)} &= [-i(\mu_1 k_x + \mu_T \beta) D e^{\beta y} - (\mu_1 k_x - \mu_T \beta) E e^{-\beta y}] e^{i(\vec{k}_{||} \cdot \vec{r} - \Omega t)} \hat{x} \\ &\quad - [(\mu_2 \beta + \mu_T k_x) D e^{\beta y} - (\mu_2 \beta - \mu_T k_x) E e^{-\beta y}] e^{i(\vec{k}_{||} \cdot \vec{r} - \Omega t)} \hat{y} \\ &\quad - i\mu_3 k_z (D e^{\beta y} + E e^{-\beta y}) e^{i(\vec{k}_{||} \cdot \vec{r} - \Omega t)} \hat{z}, \end{aligned} \quad (5.101)$$

$$\vec{B}^{(3)} = [-ik_x \hat{x} + \beta_3 \hat{y} - ik_z \hat{z}] T e^{-\beta_3 (y-d)} e^{i(\vec{k}_{||} \cdot \vec{r} - \Omega t)}. \quad (5.102)$$

Das continuidades de H_x e B_y em $y = 0$ e $y = d$, temos

$$A = D + E. \quad (5.103)$$

$$T = De^{\beta d} + Ee^{-\beta d}. \quad (5.104)$$

$$-\beta_1 A = -G_+ D + G_- E. \quad (5.105)$$

$$\beta_3 T = -G_+ D e^{\beta d} + G_- E e^{-\beta d}. \quad (5.106)$$

Onde fizemos

$$G_{\pm} = \mu_2 \beta \pm \mu_T k_x. \quad (5.107)$$

Solucionando o sistema das Eqs.(5.103)-(5.106), obtemos a expressão analítica para a **relação de dispersão dos modos magnetostáticos** como sendo:

$$[\beta_1 \beta_3 + \mu_T k_x (\beta_1 - \beta_3) + \mu_2^2 \beta^2 - \mu_T^2 k_x^2] \operatorname{tgh}(\beta d) + \mu_2 \beta (\beta_1 + \beta_3) = 0. \quad (5.108)$$

Para os modos serem confinados no interior do material, devemos ter β_1 e β_3 reais. Já no caso de β , a componente perpendicular do vetor de onda dentro da bicamada, ela pode ser tanto real quanto imaginária, dependendo do sinal de μ_1/μ_2 , como mostra a Eq.(5.92). Caso β seja real, os modos são localizados nas superfícies. De outra forma, se β é imaginária, o potencial escalar magnético passa a apresentar um comportamento oscilatório com a distância y (modos de volume). Determinamos numericamente as relações de dispersão para os modos localizados e os modos confinados (de volume), e os resultados obtidos são apresentados na próxima seção, onde mostramos que as frequências destes modos estão associadas às quedas nas refletividades oblíquas da Seção 5.2.1.

5.3.1 Resultados numéricos (modos magnetostáticos)

A Fig. 5.12, mostra a relação de dispersão dos modos magnetostáticos, da frequência como função da direção de propagação (θ) da componente do vetor de onda paralela a superfície (\vec{k}_{\parallel}). Os modos se propagam numa bicamada de espessura $d = 200 \mu m$, com os seguintes parâmetros: $M_s^F = 1.6$ kG, $M_s^A = 0.6$ kG, $H_E^A = 540$ kG e $H_A = 200$ kG. Este sistema

corresponde a um filme de $Fe(30\%)$, crescido sobre um filme de $FeF_2(70\%)$. No resultado da Fig. 5.12, não há acoplamento entre os filmes, ou seja, fizemos $H_{ad} = H_i = 0$. Os modos localizados são representados pelos círculos abertos, enquanto que, os modos confinados são mostrados pelas curvas de triângulos cheios. A figura está dividida em duas regiões de frequências, uma em torno da ressonância do filme de Fe (região de baixas frequências), e outra em torno da ressonância do material AF (região de altas frequências). As frequências indicadas pelas setas na Fig. 5.12, correspondem ao caso particular da propagação na direção x ($\theta = 0$). É importante observar, que o sistema da Fig. 5.12 é o mesmo da Fig. 5.8, e que $\Omega/\Omega_0 = 0.0052$, $\Omega/\Omega_0 = 0.9998$ e $\Omega/\Omega_0 = 1.0040$, são as frequências nas quais ocorrem as quedas na refletividade da Fig. 5.8, indicando que ocorreram absorções da radiação pelo sistema nestes valores de frequências.

As Figs. 5.13 e 5.14 mostram, respectivamente, os efeitos das introduções de um campo de anisotropia unidirecional na interface de valor $H_{ad} = 300$ G, e de um campo de troca entre os filmes de magnitude $H_i = 500$ G, no sistema da Fig. 5.12. Analisando as Figs. 5.13 e 5.14, podemos concluir que a presença destes campos, faz surgir nas relações de dispersão novos ramos de modos localizados. Somando-se a isto, os modos nas regiões de baixas frequências nas duas figuras também são alterados pelas presenças de H_{ad} e de H_i . Podemos observar que tanto os modos localizados quanto os confinados são “empurrados” para cima, por terem maiores frequências.

O resultado dos modos da Fig. 5.13, corresponde à refletividade mostrada na Fig. 5.9, e os modos da Fig. 5.14, à refletividade ilustrada na Fig. 5.10. Observe que as frequências indicadas pelas setas nas relações de dispersão das Figs. 5.13 e 5.14, são as frequências dos vales presentes nas Figs. 5.9 e 5.10, respectivamente.

De maneira geral, podemos dizer que as relações de dispersão dos modos magnetostáticos das Figs. 5.12, 5.13 e 5.14, podem ser verificadas pelas medidas da refletividade direta mostradas nas nas Figs. 5.8, 5.9 e 5.10.

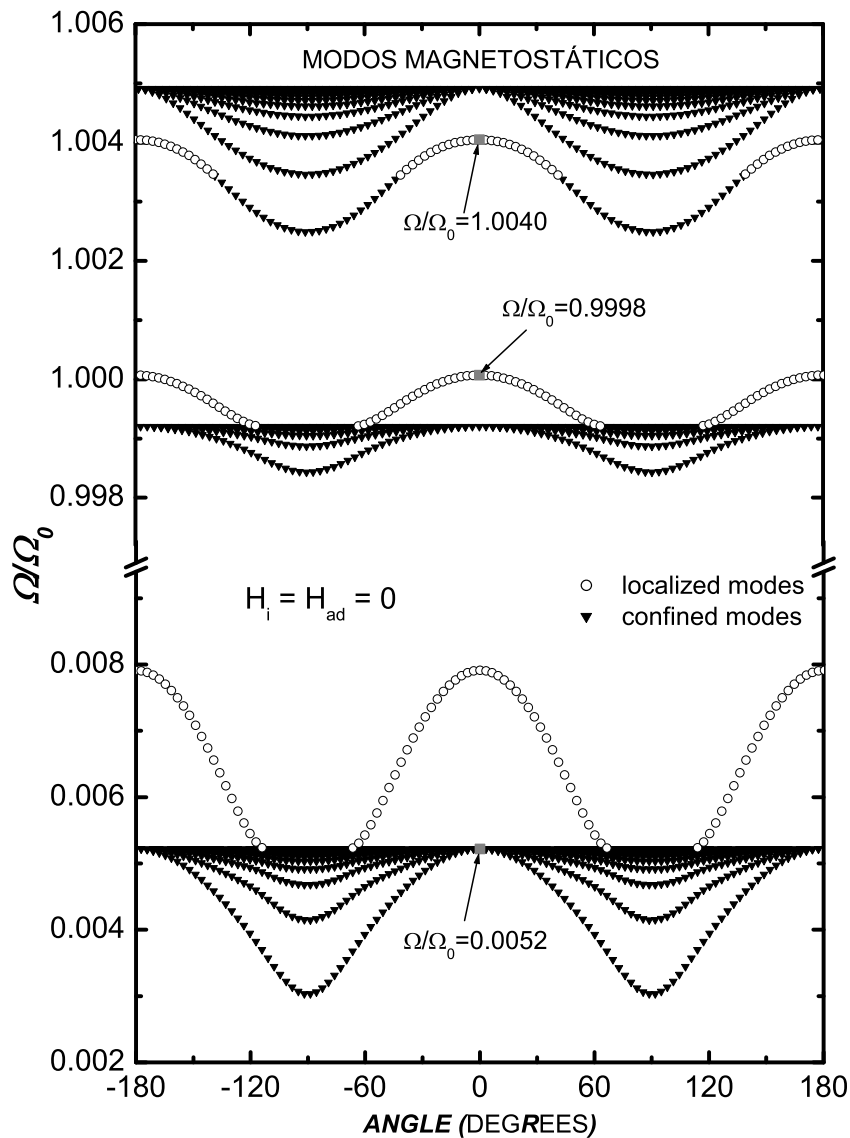


Figura 5.12: Modos magnetostáticos numa bicamada de $Fe(30\%)/FeF_2(70\%)$, de espessura $d = 200 \mu m$. As curvas de círculos abertos são os modos localizados, e as de triângulos cheios são os modos confinados. A bicamada não possui efeitos de interface ($H_{ad} = H_i = 0$), e o sistema está submetido a um campo externo que é paralelo ao eixo fácil do filme AF, de valor $H_0 = 1 \text{ kG}$. As frequências indicadas pelas setas, correspondem às frequências nas quais ocorrem as absorções da Fig. 5.8.

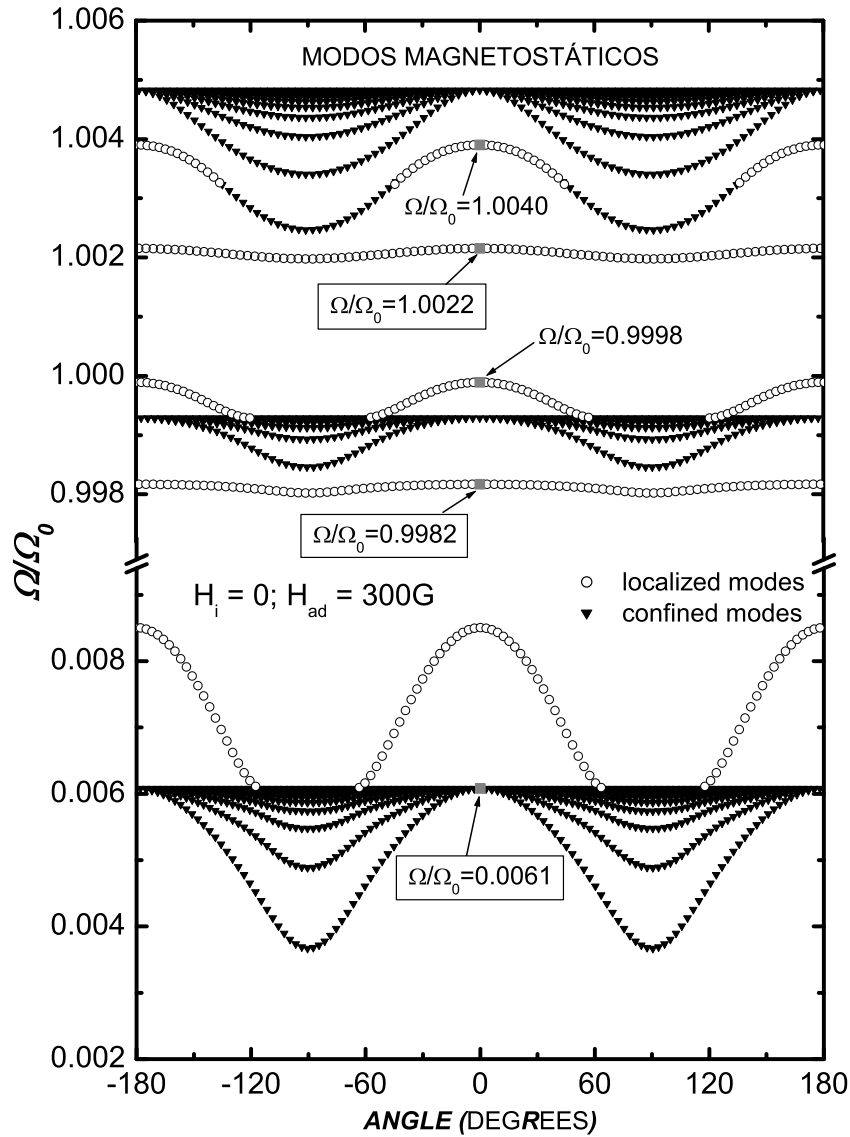


Figura 5.13: Modos magnetostáticos numa bicamada com os mesmos parâmetros do sistema da Fig. 5.12, adicionando-se um campo de anisotropia unidirecional na interface de $H_{ad} = 300 \text{ G}$. As frequências em destaque nos retângulos são as novas frequências que surgem no sistema devido à introdução de H_{ad} .

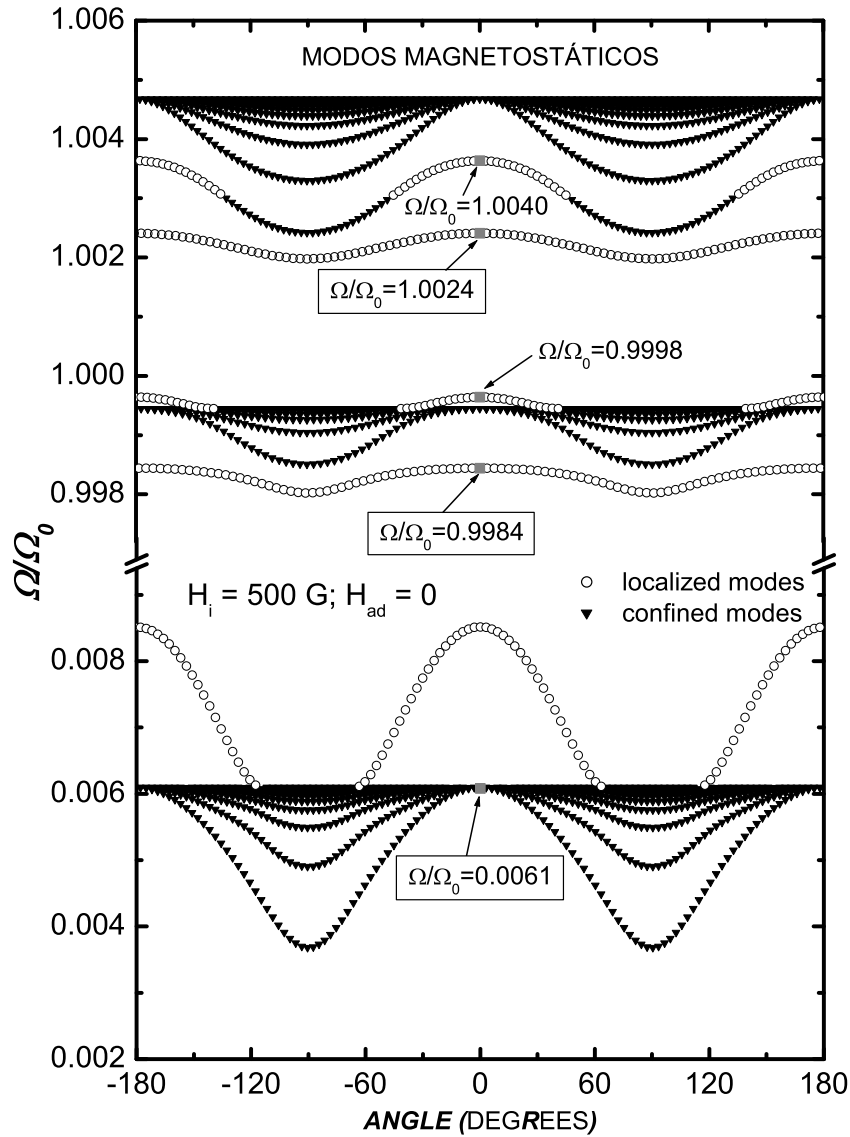


Figura 5.14: Modos magnetostáticos numa bicamada com os mesmos parâmetros do sistema da Fig. 5.12, adicionando-se um campo de troca na interface de $H_i = 500 \text{ G}$. As frequências em destaque nos retângulos são as novas frequências que surgem no sistema devido à introdução de H_i .

CAPÍTULO 6

CONCLUSÕES E PERSPECTIVAS

Na investigação inicial, calculamos a relação de dispersão dos modos magnetostáticos que se propagam nas biacamadas F/AF acopladas. Para isso, consideramos que há uma anisotropia unidirecional na interface (H_{ad}) entre os filmes, e que os mesmos estão acoplados através de uma interação de troca tipo Heisenberg (H_i). Nesta abordagem, consideramos que esses dois efeitos somados são responsáveis pelas modificações introduzidas no sistema devido ao acoplamento inter-filmes, inclusive pelo fenômeno da “exchange bias”. Como consequência deste modelo, concluímos que a anisotropia unidirecional produz modificações nas respostas dinâmicas dos filmes. Calculamos as permeabilidades modificadas destes objetos, e as usamos para analisar o comportamento óptico do sistema. Adicionalmente, consideramos que as condições de contorno dos campos magnético e de indução magnética, são modificadas na região de interface devido à presença do campo de troca. Usamos as permeabilidades modificadas e as condições de fronteira dos campos para determinar a relação de dispersão no limite de longos comprimentos de onda. De forma separada, investigamos as consequências de H_{ad} e de H_i , e pudemos observar que a presença de H_{ad} resulta no surgimento de novos ramos de modos confinados se propagando numa região finita do espaço, efeito semelhante ao da aplicação de um campo externo dc extra no sistema. Paralelo a isto, verificamos que a introdução de H_i induz um efeito adicional sobre o comportamento dos modos localizados: a não-reciprocidade dos modos em relação à direção de propagação. Além disso, pudemos

observar que existe uma dependência linear entre as frequências que se propagam em sentidos opostos e a intensidade da interação inter-filmes. De uma forma geral, nossos resultados mostram que a análise dos modos magnetostáticos em bicamadas acopladas pode ser usada para caracterizar estes sistemas, e fornecer informações e características físicas da interface. O estudo em questão foi publicado em fevereiro de 2008 na referência [160], a qual se encontra em anexo.

Na segunda abordagem, calculamos a resposta dinâmica das bicamadas acopladas, levando em consideração um modelo “quase microscópico”, o qual apresenta um formalismo matemático mais elaborado do que o comentado anteriormente. Nele, os filmes foram representados por camadas (planos) de dimensões atômicas, obtidas de cortes nos materiais. Matematicamente, os planos foram descritos por vetores magnetizações proporcionais aos momentos magnéticos por unidade de volume da respectiva camada. Neste modelo, os planos representam as superfícies totalmente não compensadas dos materiais, ou seja, os cortes são monocamadas em que todos os momentos magnéticos apontam numa mesma direção. Para o filme F, todos os vetores magnetização foram considerados na direção z, enquanto que, para o filme AF, os vetores magnetização foram escolhidos nas direções de z e -z, alternadamente para planos vizinhos. Somando-se a isso, escrevemos as equações do torque para os vetores magnetização vizinhos da interface, e calculamos a resposta dinâmica dos filmes considerando que os vetores no interior destes objetos fornecem as suscetibilidades dos materiais puros. As equações de movimento são acopladas e, através de procedimentos matemáticos simples, conseguimos desacoplá-las, mantendo os efeitos da interação em primeira ordem. Dessa forma, determinamos as respostas dinâmicas dos filmes, modificadas pelo acoplamento.

Para obtermos a suscetibilidade efetiva do sistema, usamos duas idéias diferentes: uma foi a teoria de meio efetivo, e a outra foi uma média ponderada das suscetibilidades dos materiais como função da fração individual dos filmes no volume total da bicamada. Utilizando a primeira idéia, determinamos os polárítions que se propagam no sistema como função da componente x do vetor de onda (k_x), e relacionamos os resultados obtidos com a reflexão total atenuada. Com isso, verificamos as frequências características nas quais ocorrem

absorções da radiação refletida internamente num prisma de alto índice de refração. Partindo da segunda consideração, determinamos a refletividade direta de uma radiação oblíqua, com incidência numa direção fixa de 45^0 , normal à superfície da amostra. Verificamos os resultados da refletividade oblíqua, através dos modos magnetostáticos como função da direção de propagação, onde pudemos comprovar que existem quedas na amplitude da radiação refletida para freqüências iguais àquelas dos modos magnetostáticos, considerando-se um valor fixo de k_x . Os resultados decorrentes do segundo modelo que desenvolvemos, estão sendo organizados para publicação.

Nossos resultados mostram, que a análise das excitações em bicamadas magnéticas acopladas pode ser utilizada para caracterizá-las e para obter informações sobre as características físicas da interface destes objetos. Esperamos que os resultados apresentados neste trabalho para o primeiro ou para o segundo modelo de resposta dinâmica, sejam comprovados por medidas de refletividade direta e de reflexão total atenuada. Paralelo a isto, podemos desenvolver o cálculo da densidade espectral através das funções de Green e determinar a intensidade dos modos associadas às localizações e naturezas dos mesmos.

Este trabalho de investigação dos efeitos de interface foi desenvolvido para o caso de um filme ferromagnético crescido sobre um filme antiferromagnético. No entanto, os modelos que elaboramos nos capítulos 2 e 3 podem ser aplicados (com modificações apropriadas) a qualquer bicamada. Um caso particularmente interessante é o sistema conhecido por “exchange springs”, que consiste de dois filmes ferromagnéticos finos com anisotropias diferentes. A referência[159] traz um estudo destes sistemas utilizando as excitações coletivas. Dessa forma, poderíamos fazer uma investigação paralela utilizando nossos modelos e comparar os resultados obtidos com os do trabalho citado.

APÊNDICE A

SUSCETIBILIDADES DOS MATERIAIS FERRO E ANTIFERRO

Neste apêndice, derivamos as expressões para as respostas dinâmicas de um material ferromagnético puro sem anisotropia e de um cristal antiferromagnético puro com anisotropia uniaxial.

A.1 MATERIAIS FERROMAGNÉTICOS

Para um ferromagneto simples (sem anisotropia), adota-se o modelo de uma única rede no cálculo da suscetibilidade. Neste modelo, a célula unitária pode ser imaginada como dois planos obtidos de cortes no material, onde os momentos magnéticos de cada plano apontam num mesmo sentido. Assim, podemos considerar que as magnetizações dos planos apontam no sentido positivo do eixo z , e escrever a energia magnética por unidade de volume para dois planos a e b vizinhos como

$$E = -\frac{H_E^F}{M_S^F} \vec{M}_a \cdot \vec{M}_b - \vec{H} \cdot [\vec{M}_a + \vec{M}_b]. \quad (\text{A.1})$$

Onde M_S^F é a magnetização de saturação do material e H_E^F é o campo de troca, o qual representa o campo associado à energia necessária para girar a magnetização de um plano de 180° em relação à outra do plano vizinho. No caso geral, os momentos magnéticos estão

submetidos à aplicação de um campo externo estático \vec{H}_0 , cuja interação é descrita por uma energia Zeeman que tende a alinhar os momentos na direção do campo, e como os momentos oscilam em torno de uma posição de equilíbrio (direção de \vec{H}_0), eles sentem um campo efetivo dependente do tempo $\vec{h}(t)$. Logo, na Eq.(A.1) temos que $\vec{H} = \vec{H}_0 + \vec{h}(t)$.

O campo efetivo “sentido” pelas magnetizações de a e b , são calculados através da energia magnética do sistema pela equação:

$$\vec{H}_i^{ef} = -\nabla_{\vec{M}_i} E. \quad (\text{A.2})$$

Onde $i = a, b$.

Assim sendo, das Eqs.(A.2) e (A.1), temos

$$\vec{H}_a^{ef} = \frac{H_E^F}{M_S^F} \vec{M}_b + \vec{H}_0 + \vec{h}(t). \quad (\text{A.3})$$

A equação do torque para a magnetização de a é dada por

$$\frac{d}{dt} \vec{M}_a = \gamma \vec{M}_a \times \vec{H}_a^{ef}. \quad (\text{A.4})$$

Logo, das Eqs.(A.4) e (A.3), com $\vec{M}_i = \vec{m}_i^0 + \vec{\eta}(t)$, e considerando a dependência temporal de $\vec{\eta}_i$ do tipo $\vec{\eta}_i \sim \exp(i\Omega t)$, ficamos com

$$i \frac{\Omega}{\gamma} \vec{\eta}_a = [\vec{m}_a^0 + \vec{\eta}_a] \times \left[\frac{H_E^F}{M_S^F} (\vec{m}_b^0 + \vec{\eta}_b) + \vec{H}_0 + \vec{h}(t) \right]. \quad (\text{A.5})$$

Como os materiais ferromagnéticos possuem, em geral, grandes campos de troca, podemos considerar que os momentos oscilam em torno da posição de equilíbrio em fase. Assim, podemos fazer $\vec{\eta}_b = \vec{\eta}_a = \vec{\eta}$. Adicionalmente, vamos considerar a direção z como a direção de equilíbrio, com $\vec{H}_0 = H_0 \hat{z}$, e pequenas oscilações no plano xy , de forma que: $\vec{m}_a^0 = \vec{m}_b^0 = M_S^F \hat{z}$. Dessa forma, a Eq.(A.5) torna-se

$$i \frac{\Omega}{\gamma} \vec{\eta} = [M_S^F \hat{z} + \vec{\eta}] \times \left[(H_E^F + H_0) \hat{z} + \frac{H_E^F}{M_S^F} \vec{\eta} + \vec{h}(t) \right]. \quad (\text{A.6})$$

No caso linear, a Eq.(A.6) leva a

$$i \frac{\Omega}{\gamma} \eta^x + M_S^F h^y - H_0 \eta^y = 0. \quad (\text{A.7})$$

$$i \frac{\Omega}{\gamma} \eta^y - M_S^F h^x - H_0 \eta^x = 0. \quad (\text{A.8})$$

As Eqs.(A.7) e (A.8) podem ser escritas na forma matricial como

$$\begin{pmatrix} \frac{i\Omega}{\gamma} & -H_0 \\ H_0 & \frac{i\Omega}{\gamma} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \eta^x \\ \eta^y \end{pmatrix} = M_S^F \begin{pmatrix} 0 & -1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} h^x \\ h^y \end{pmatrix}. \quad (\text{A.9})$$

Logo,

$$\begin{aligned} \begin{pmatrix} \eta^x \\ \eta^y \end{pmatrix} &= \frac{M_S^F}{H_0^2 - \frac{\Omega^2}{\gamma^2}} \begin{pmatrix} \frac{i\Omega}{\gamma} & H_0 \\ -H_0 & \frac{i\Omega}{\gamma} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 & -1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} h^x \\ h^y \end{pmatrix}, \\ \begin{pmatrix} \eta^x \\ \eta^y \end{pmatrix} &= \frac{\gamma^2 M_S^F}{\gamma^2 H_0^2 - \Omega^2} \begin{pmatrix} H_0 & -\frac{i\Omega}{\gamma} \\ \frac{i\Omega}{\gamma} & H_0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} h^x \\ h^y \end{pmatrix}. \end{aligned} \quad (\text{A.10})$$

E como $\vec{\eta} = \bar{\chi} \cdot \vec{h}$, a suscetibilidade do material ferromagnético ($\bar{\chi}^F$) é obtida da expressão (A.10) como

$$\bar{\chi}^F = \frac{\gamma^2 M_S^F}{\gamma^2 H_0^2 - \Omega^2} \begin{pmatrix} H_0 & -\frac{i\Omega}{\gamma} \\ \frac{i\Omega}{\gamma} & H_0 \end{pmatrix}. \quad (\text{A.11})$$

A.2 MATERIAIS ANTIFERROMAGNÉTICOS

Num antiferromagneto convencional, como FeF_2 (difluoreto de ferro) ou MnF_2 (difluoreto de manganês) por exemplo, os íons magnéticos possuem uma configuração que pode ser descrita pelo modelo de duas sub-redes. Neste modelo, quando não há campo externo aplicado ou quando o campo é insuficiente para tirar os “spins” de sua configuração de equilíbrio, cada sub-rede contém apenas os momentos magnéticos que apontam num mesmo sentido. Assim, pode-se dizer que a magnetização de uma sub-rede é antiparalela à magnetização da sub-rede vizinha, e que a magnetização total de uma célula magnética unitária (composta de duas sub-redes) é nula - Uma discussão mais aprofundada pode ser encontrada na página 833 da referência [127].

No estado magneticamente ordenado e representado pelo modelo de duas sub-redes, o acoplamento de troca entre duas sub-redes é descrito por um campo magnético efetivo H_E^A , o qual mede a energia necessária para girar a magnetização de uma sub-rede de 180° em relação a outra. As magnetizações das sub-redes “sentem” um campo de anisotropia

uniaxial H_A , o qual vamos considerar no eixo z . No caso geral, os momentos magnéticos estão submetidos à aplicação de um campo externo estático H_0 , cuja interação é descrita por uma energia Zeeman. Dessa forma, podemos escrever a energia total por unidade de volume para uma célula unitária como sendo

$$E = \frac{H_E^A}{M_S^A} \vec{M}_a \cdot \vec{M}_b - \frac{H_A}{2M_S^A} [(M_{a,z})^2 + (M_{b,z})^2] - \vec{H} \cdot [\vec{M}_a + \vec{M}_b]. \quad (\text{A.12})$$

Onde M_S^A é a magnetização de saturação do material, e \vec{H} contém o campo estático (\vec{H}_0) e o campo dinâmico ($\vec{h}(t)$) que é “sentido” pelos momentos magnéticos. As sub-redes são rotuladas pelos índices a e b , onde a é a sub-rede com magnetização no sentido positivo do eixo z , e b designa a sub-rede com magnetização no sentido negativo desse eixo.

Da equação da energia, calculamos os campos efetivos “sentidos” pelas sub-redes e estes são dados por

$$\vec{H}_a^{ef} = (H_E^A + H_A) \hat{z} - \frac{H_E^A}{M_S^A} \vec{\eta}_b + H_0 \hat{z} + \vec{h}(t). \quad (\text{A.13})$$

$$\vec{H}_b^{ef} = -(H_E^A + H_A) \hat{z} - \frac{H_E^A}{M_S^A} \vec{\eta}_b + H_0 \hat{z} + \vec{h}(t). \quad (\text{A.14})$$

Para chegar nas Eqs.(A.13) e (A.14), fizemos $\vec{M}_{a,b} = \vec{m}_{a,b}^0 + \vec{\eta}_{a,b}(t)$, com $\vec{m}_a^0 = M_S^A \hat{z}$, $\vec{m}_b^0 = M_S^A (-\hat{z})$ e $\vec{\eta}_{a,b} \sim \exp(i\Omega t)$.

No caso linear, a Eq.(A.13) na equação do torque para $\vec{\eta}_a$ leva a

$$i \frac{\Omega}{\gamma} \eta_a^x - (H_E^A + H_A) \eta_a^y - H_0 \eta_a^y - H_E^A \eta_b^y = -M_S^A h^y. \quad (\text{A.15})$$

$$(H_E^A + H_A) \eta_a^x + H_0 \eta_a^x + i \frac{\Omega}{\gamma} \eta_a^y + H_E^A \eta_b^x = M_S^A h^x. \quad (\text{A.16})$$

Analogamente, a Eq.(A.14) na equação do torque para $\vec{\eta}_b$ leva a

$$i \frac{\Omega}{\gamma} \eta_b^x + (H_E^A + H_A) \eta_b^y - H_0 \eta_b^y + H_E^A \eta_a^y = M_S^A h^y. \quad (\text{A.17})$$

$$-(H_E^A + H_A) \eta_b^x + H_0 \eta_b^x + i \frac{\Omega}{\gamma} \eta_b^y - H_E^A \eta_a^x = -M_S^A h^x. \quad (\text{A.18})$$

Somando as Eqs.(A.15) e (A.17), e as Eqs.(A.16) e (A.18), obtemos

$$i \frac{\Omega}{\gamma} M^x - H_0 M^y - H_A S^y = 0. \quad (\text{A.19})$$

$$H_A S^x + H_0 M^x + i \frac{\Omega}{\gamma} M^y = 0. \quad (\text{A.20})$$

Onde fizemos

$$M^{x,y} = \eta_a^{x,y} + \eta_b^{x,y}. \quad (\text{A.21})$$

$$S^{x,y} = \eta_a^{x,y} - \eta_b^{x,y}. \quad (\text{A.22})$$

Subtraindo as Eqs.(A.15) e (A.17), e as Eqs.(A.16) e (A.18), obtemos

$$-(H_A + 2H_E^A)M^y + i\frac{\Omega}{\gamma}S^x - H_0S^y = -2M_S^Ah^y. \quad (\text{A.23})$$

$$(H_A + 2H_E^A)M^x + i\frac{\Omega}{\gamma}S^y + H_0S^x = 2M_S^Ah^x. \quad (\text{A.24})$$

Das Eqs.(A.19) e (A.20) na forma matricial, obtemos

$$\begin{pmatrix} S^x \\ S^y \end{pmatrix} = \frac{1}{H_A} \begin{pmatrix} -H_0 & -\frac{i\Omega}{\gamma} \\ \frac{i\Omega}{\gamma} & -H_0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} M^x \\ M^y \end{pmatrix}. \quad (\text{A.25})$$

Das Eqs.(A.23) e (A.24), ficamos com

$$(H_A + 2H_E^A) \begin{pmatrix} 0 & -1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} M^x \\ M^y \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \frac{i\Omega}{\gamma} & -H_0 \\ H_0 & \frac{i\Omega}{\gamma} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} S^x \\ S^y \end{pmatrix} = 2M_S^A \begin{pmatrix} 0 & -1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} h^x \\ h^y \end{pmatrix}. \quad (\text{A.26})$$

Substituindo a Eq.(A.25) na (A.26), obtemos

$$\begin{pmatrix} -2i\Omega\gamma H_0 & \gamma^2 H_0^2 + \Omega^2 - \Omega_0^2 \\ -[\gamma^2 H_0^2 + \Omega^2 - \Omega_0^2] & -2i\Omega\gamma H_0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} M^x \\ M^y \end{pmatrix} = 2\Omega_S^2 \begin{pmatrix} 0 & -1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} h^x \\ h^y \end{pmatrix}. \quad (\text{A.27})$$

Onde fizemos $\Omega_S^2 = \gamma^2 H_A M_S^A$ e $\Omega_0^2 = \gamma^2 (H_A^2 + 2H_A H_E^A)$.

Fazendo $\omega^2 = -[\gamma^2 H_0^2 + \Omega^2 - \Omega_0^2]$, ficamos com

$$\begin{pmatrix} M^x \\ M^y \end{pmatrix} = \frac{2\Omega_S^2}{\omega^4 - [2\Omega\gamma H_0]^2} \begin{pmatrix} -2i\Omega\gamma H_0 & -\omega^2 \\ +\omega^2 & -2i\Omega\gamma H_0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} h^x \\ h^y \end{pmatrix},$$

$$\begin{pmatrix} M^x \\ M^y \end{pmatrix} = \bar{\chi}^A \begin{pmatrix} h^x \\ h^y \end{pmatrix}. \quad (\text{A.28})$$

Onde $\bar{\chi}^A$ é o tensor que representa a suscetibilidade do material antiferromagnético, dado por

$$\bar{\chi}^A = \frac{2\Omega_S^2}{\omega^4 - [2\Omega\gamma H_0]^2} \begin{pmatrix} \omega^2 & -2i\Omega\gamma H_0 \\ 2i\Omega\gamma H_0 & \omega^2 \end{pmatrix}. \quad (\text{A.29})$$

Podemos ainda, escrever

$$\omega^4 - [2\Omega\gamma H_0]^2 = [\omega^2 - 2\Omega\gamma H_0][\omega^2 + 2\Omega\gamma H_0]. \quad (\text{A.30})$$

Logo,

$$\begin{aligned} \chi_{xx}^A &= \frac{2\Omega_S^2 \omega^2}{[\omega^2 - 2\Omega\gamma H_0][\omega^2 + 2\Omega\gamma H_0]}, \\ \chi_{xx}^A &= \Omega_S^2 \left\{ \frac{\omega^2 + 2\Omega\gamma H_0 + \omega^2 - 2\Omega\gamma H_0}{[\omega^2 - 2\Omega\gamma H_0][\omega^2 + 2\Omega\gamma H_0]} \right\}, \\ \chi_{xx}^A &= \Omega_S^2 \left\{ \frac{1}{[\omega^2 - 2\Omega\gamma H_0]} + \frac{1}{[\omega^2 + 2\Omega\gamma H_0]} \right\}, \\ \chi_{xx}^A &= \Omega_S^2 \left\{ \frac{1}{-\gamma^2 H_0^2 - \Omega^2 + \Omega_0^2 - 2\Omega\gamma H_0} + \frac{1}{-\gamma^2 H_0^2 - \Omega^2 + \Omega_0^2 + 2\Omega\gamma H_0} \right\}, \\ \chi_{xx}^A &= \Omega_S^2 \left\{ \frac{1}{\Omega_0^2 - [\Omega^2 + 2\Omega\gamma H_0 + \gamma^2 H_0^2]} + \frac{1}{\Omega_0^2 - [\Omega^2 - 2\Omega\gamma H_0 + \gamma^2 H_0^2]} \right\}, \\ \chi_{xx}^A &= \Omega_S^2 \left\{ \frac{1}{\Omega_0^2 - [\Omega + \gamma H_0]^2} + \frac{1}{\Omega_0^2 - [\Omega - \gamma H_0]^2} \right\}. \end{aligned} \quad (\text{A.31})$$

Adicionalmente,

$$\begin{aligned} \chi_{xy}^A &= \frac{-4i\Omega_S^2 \Omega\gamma H_0}{[\omega^2 - 2\Omega\gamma H_0][\omega^2 + 2\Omega\gamma H_0]}, \\ \chi_{xy}^A &= -i\Omega_S^2 \left\{ \frac{\omega^2 + 2\Omega\gamma H_0 - [\omega^2 - 2\Omega\gamma H_0]}{[\omega^2 - 2\Omega\gamma H_0][\omega^2 + 2\Omega\gamma H_0]} \right\}, \\ \chi_{xy}^A &= -i\Omega_S^2 \left\{ \frac{1}{[\omega^2 - 2\Omega\gamma H_0]} - \frac{1}{[\omega^2 + 2\Omega\gamma H_0]} \right\}, \\ \chi_{xy}^A &= -i\Omega_S^2 \left\{ \frac{1}{\Omega_0^2 - [\Omega + \gamma H_0]^2} - \frac{1}{\Omega_0^2 - [\Omega - \gamma H_0]^2} \right\}. \end{aligned} \quad (\text{A.32})$$

APÊNDICE B

DEMONSTRAÇÕES DAS EQUAÇÕES (3.24) E (3.56)

B.1 DISCUSSÃO DA Eq.(3.24)

No cálculo da suscetibilidade do filme ferromagnético corrigida pelos efeitos de interface, afirmamos que a igualdade abaixo é verdadeira.

$$\mathbb{A} \cdot \vec{\eta}_0 = \mathbb{C} \cdot \vec{h}, \quad (\text{B.1})$$

ou

$$\begin{pmatrix} \frac{i\Omega}{\gamma} & -H_0 \\ H_0 & \frac{i\Omega}{\gamma} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \eta_x^0 \\ \eta_y^0 \end{pmatrix} = M_S^F \begin{pmatrix} 0 & -1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} h_x \\ h_y \end{pmatrix}. \quad (\text{B.2})$$

Conseqüentemente, temos

$$\begin{aligned} \begin{pmatrix} \eta_x^0 \\ \eta_y^0 \end{pmatrix} &= \frac{M_S^F}{H_0^2 - \frac{\Omega^2}{\gamma^2}} \begin{pmatrix} \frac{i\Omega}{\gamma} & H_0 \\ -H_0 & \frac{i\Omega}{\gamma} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 & -1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} h_x \\ h_y \end{pmatrix}, \\ \begin{pmatrix} \eta_x^0 \\ \eta_y^0 \end{pmatrix} &= \frac{\gamma^2 M_S^F}{\gamma^2 H_0^2 - \Omega^2} \begin{pmatrix} H_0 & -\frac{i\Omega}{\gamma} \\ \frac{i\Omega}{\gamma} & H_0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} h_x \\ h_y \end{pmatrix}. \end{aligned} \quad (\text{B.3})$$

E como,

$$\begin{pmatrix} \chi_{xx}^F & \chi_{xy}^F \\ \chi_{yx}^F & \chi_{yy}^F \end{pmatrix} = \frac{\gamma^2 M_S^F}{\gamma^2 H_0^2 - \Omega^2} \begin{pmatrix} H_0 & -\frac{i\Omega}{\gamma} \\ \frac{i\Omega}{\gamma} & H_0 \end{pmatrix}, \quad (\text{B.4})$$

podemos dizer que

$$\begin{pmatrix} \eta_x^0 \\ \eta_y^0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \chi_{xx}^F & \chi_{xy}^F \\ \chi_{yx}^F & \chi_{yy}^F \end{pmatrix} \begin{pmatrix} h_x \\ h_y \end{pmatrix}. \quad (\text{B.5})$$

A Eq.(B.5) é verdadeira por definição. Logo, a igualdade da Eq.(B.1) também é verdadeira.

B.2 DISCUSSÃO DA Eq.(3.56)

Em relação ao cálculo da suscetibilidade do filme antiferromagnético corrigida pelos efeitos de interface, afirmamos que

$$\mathbb{E} \cdot \vec{M}_0 = \mathbb{G} \cdot \vec{h}, \quad (\text{B.6})$$

ou

$$\begin{pmatrix} 2i\Omega\gamma H_0 & \Omega_0^2 - \gamma^2 H_0^2 - \Omega^2 \\ -[\Omega_0^2 - \gamma^2 H_0^2 - \Omega^2] & 2i\Omega\gamma H_0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} M_0^x \\ M_0^y \end{pmatrix} = 2\Omega_S^2 \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} h_x \\ h_y \end{pmatrix}. \quad (\text{B.7})$$

Onde $\vec{H}_0 = H_0 \hat{z}$, $\Omega_S^2 = \gamma^2 H_A M_S^A$ e $\Omega_0^2 = \gamma^2 (H_A^2 + 2H_A H_E^A)$.

Fazendo $\omega^2 = [\Omega_0^2 - \gamma^2 H_0^2 - \Omega^2]$, ficamos com

$$\begin{pmatrix} M_0^x \\ M_0^y \end{pmatrix} = \frac{2\Omega_S^2}{\omega^4 - [2\Omega\gamma H_0]^2} \begin{pmatrix} 2i\Omega\gamma H_0 & -\omega^2 \\ +\omega^2 & 2i\Omega\gamma H_0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} h_x \\ h_y \end{pmatrix},$$

$$\begin{pmatrix} M_0^x \\ M_0^y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \xi_{xx} & \xi_{xy} \\ -\xi_{xy} & \xi_{xx} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} h_x \\ h_y \end{pmatrix}. \quad (\text{B.8})$$

Onde os elementos do tensor $\bar{\xi}$ são dados por

$$\bar{\xi} = \frac{2\Omega_S^2}{\omega^4 - [2\Omega\gamma H_0]^2} \begin{pmatrix} \omega^2 & 2i\Omega\gamma H_0 \\ -2i\Omega\gamma H_0 & \omega^2 \end{pmatrix}. \quad (\text{B.9})$$

Adicionalmente, temos que

$$\omega^4 - [2\Omega\gamma H_0]^2 = [\omega^2 - 2\Omega\gamma H_0][\omega^2 + 2\Omega\gamma H_0]. \quad (\text{B.10})$$

Logo, de (B.9) e (B.10), obtemos

$$\begin{aligned}
 \xi_{xx} &= \frac{2\Omega_S^2\omega^2}{[\omega^2 - 2\Omega\gamma H_0][\omega^2 + 2\Omega\gamma H_0]}, \\
 \xi_{xx} &= \Omega_S^2 \left\{ \frac{\omega^2 + 2\Omega\gamma H_0 + \omega^2 - 2\Omega\gamma H_0}{[\omega^2 - 2\Omega\gamma H_0][\omega^2 + 2\Omega\gamma H_0]} \right\}, \\
 \xi_{xx} &= \Omega_S^2 \left\{ \frac{1}{[\omega^2 - 2\Omega\gamma H_0]} + \frac{1}{[\omega^2 + 2\Omega\gamma H_0]} \right\}, \\
 \xi_{xx} &= \Omega_S^2 \left\{ \frac{1}{-\gamma^2 H_0^2 - \Omega^2 + \Omega_0^2 - 2\Omega\gamma H_0} + \frac{1}{-\gamma^2 H_0^2 - \Omega^2 + \Omega_0^2 + 2\Omega\gamma H_0} \right\}, \\
 \xi_{xx} &= \Omega_S^2 \left\{ \frac{1}{\Omega_0^2 - [\Omega^2 + 2\Omega\gamma H_0 + \gamma^2 H_0^2]} + \frac{1}{\Omega_0^2 - [\Omega^2 - 2\Omega\gamma H_0 + \gamma^2 H_0^2]} \right\}, \\
 \xi_{xx} &= \Omega_S^2 \left\{ \frac{1}{\Omega_0^2 - [\Omega + \gamma H_0]^2} + \frac{1}{\Omega_0^2 - [\Omega - \gamma H_0]^2} \right\} = \chi_{xx}^A. \tag{B.11}
 \end{aligned}$$

Também de (B.9) e (B.10),

$$\begin{aligned}
 \xi_{xy} &= \frac{4i\Omega_S^2\Omega\gamma H_0}{[\omega^2 - 2\Omega\gamma H_0][\omega^2 + 2\Omega\gamma H_0]}, \\
 \xi_{xy} &= i\Omega_S^2 \left\{ \frac{\omega^2 + 2\Omega\gamma H_0 - [\omega^2 - 2\Omega\gamma H_0]}{[\omega^2 - 2\Omega\gamma H_0][\omega^2 + 2\Omega\gamma H_0]} \right\}, \\
 \xi_{xy} &= i\Omega_S^2 \left\{ \frac{1}{[\omega^2 - 2\Omega\gamma H_0]} - \frac{1}{[\omega^2 + 2\Omega\gamma H_0]} \right\}, \\
 \xi_{xy} &= i\Omega_S^2 \left\{ \frac{1}{\Omega_0^2 - [\Omega + \gamma H_0]^2} - \frac{1}{\Omega_0^2 - [\Omega - \gamma H_0]^2} \right\} = \chi_{xy}^A. \tag{B.12}
 \end{aligned}$$

Das Eqs.(B.11) e (B.12), podemos então concluir que $\bar{\xi} = \bar{\chi}^A$. Assim sendo, verificamos que a Eq.(B.6) é verdadeira, uma vez que

$$\mathbb{E}^{-1} \cdot \mathbb{G} \cdot \vec{h} = \bar{\chi}^A \cdot \vec{h}. \tag{B.13}$$

E, por definição:

$$\vec{M}_0 = \bar{\chi}^A \cdot \vec{h}. \tag{B.14}$$

REFERÊNCIAS

- [1] W.P. Meiklejohn e C.P. Bean, *Phys. Rev.* **102**, 1413 (1956).
- [2] W.P. Meiklejohn e C.P. Bean, *Phys. Rev.* **105**, 904 (1957).
- [3] W.P. Meiklejohn e C.P. Bean, *J. Appl. Phys. Suppl.* **33**, 1328 (1962).
- [4] M. Kiwi, *Exchange Bias Theory: a Review*, cond-mat.mtrl-sci (2008).
- [5] L. Néel, *Ann. Phys. (Paris)* **2**, 61 (1967); N. Kurti, ed., *Selected Works of Louis Néel, Gordon e Breach*, New York ,includes an english translation of the preceding reference (1988).
- [6] A.P. Malozemoff, *Phys. Rev. B* **35**, 3679 (1987); A.P. Malozemoff, *Phys. Rev. B* **37**, 7673 (1988); A.P. Malozemoff, *J. Appl. Phys.* **63**, 3874 (1988).
- [7] D. Mauri, H.C. Siegmann, P.S. Bagus, e E. Kay, *J. Appl. Phys.* **62**, 3047 (1987).
- [8] N.C. Koon, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 4865 (1997).
- [9] T.C. Schulthess e W. H. Butler, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 4516 (1998); T.C. Schulthess e W.H. Butler, *J. Appl. Phys.* **85**, 5510 (1999); S. Zhang, D. Dimitrov, G.C. Hadjipanayis, J.W. Cai, e C.L. Chien, *J. Magn. Magn. Mat.* **198-199**, 468 (1999); D.V. Dimitrov, S. Zhang, J.Q. Xiao, G.C. Hadjipanayis, e C. Prados, *Phys. Rev B* **58**, 12090 (1998).
- [10] M. Kiwi, J. Mejía-López, R.D. Portugal, e R. Ramírez, *Europhys. Lett* **48**, 573 (1999); M. Kiwi, J. Mejía-López, R.D. Portugal, e R. Ramírez, *Appl. Phys. Lett.* **75**, 3995

- (1999); M. Kiwi, J. Mejía-López, R.D. Portugal, e R. Ramírez, *Solid State Comm.* **116**, 315 (2000).
- [11] M.D. Stiles e R.D. McMichael, *Phys. Rev. B* **59**, 3722 (1999).
- [12] J.D. Jackson, *Classical Electrodynamics*, Wiley, New York (1975).
- [13] R.L. Stamps e K.D. Usadel, *Europhys. Lett.* **74**, 512 (2006).
- [14] R.L. Stamps e R.L. Stamps, *J. Phys.: Condens. Matter* **5**, 3727 (1993).
- [15] T. Morishita, Y. Togami e Tsushima, *J. Phys. Soc. Japan* **54**, 37 (1985).
- [16] S. Tsunashima, T. Ishikawa, M. Nawate e S. Uchiyama, *J. Physique. Coll.* **49**, 1803 (1988).
- [17] D. Weller, S.F. Alvarado, W. Gudat, K. Schroder e M. Campagna, *Phys. Rev. Lett.* **54**, 1555 (1985).
- [18] D.P. Pappas, P. Kämper, B.P. Miller, H. Hopster, D.E. Fowler, C.R. Brundler e A.C. Luntzer, Z.X. Shen, *Phys. Rev. Lett.* **66**, 504 (1991).
- [19] R.P. Erickson e D.L. Mills, *Phys. Rev. B* **44**, 11825 (1991).
- [20] J. Kwo, M. Hong, F.J. Di Salvo, J.V. Waszczak e C. F.Majkrzak, *Phys. Rev. B* **35**, 7925 (1987).
- [21] C. F.Majkrzak, J.W. Cable, J. Kwo, M. Hong, D.B. McWhan, Y. Yafet, J.V. Waszczak e C. Vettier, *Phys. Rev. Lett.* **56**, 2700 (1986).
- [22] J. Kwo, E.M. Gyorgy, D.B. McWhan, M. Hong, F.J. Di Salvo, C. Vettier e J.E. Bwer, *Phys. Rev. Lett.* **55**, 1402 (1985).
- [23] R.E. Camley, T.S. Rahman e D.L. Mills, *Phys. Rev. B* **27**, 261 (1983).
- [24] M. Grimsditch, M.R. Kahn, A. Kueny e I.K. Schuller, *Phys. Rev. Lett.* **51**, 498 (1983).

- [25] P. Grünberg e K. Mika, *Phys. Rev. B* **27**, 2955 (1983).
- [26] T. Shinjo, *Surf. Sci. Rep.* **12**, 51 (1991).
- [27] C.F. Majkrzak, J. Kwo, M. Hong, Y Yafet, Doon Gibs, C.L. Chien e J. Bohr, *Adv. Phys.* **40**, 99 (1991).
- [28] Para uma revisão ver: P.A. Grünberg, *Sens. and Act. A*, **91**, 153 (2001).
- [29] K.M.H. Lenssen, et al., *J. Appl. Phys.*, **85**, 5531 (1999).
- [30] K.M.H. Lenssen, et al., *J. Appl. Phys.*, **87**, 6665 (2000).
- [31] Para uma revisão ver: J. Nogués e I. K. Schuller, *J. Magn. Magn. Mat.* **192**, 203 (1999) e K. Miguel, *Exchange Bias Theory: a Review*, em <http://uk.arxiv.org/abs/cond-mat/0107097v1>, (2008).
- [32] W.H. Meiklejohn, *J. Appl. Phys. Suppl.* **33**, 1328 (1962).
- [33] M.N. Baibich, J.M. Broto, A. Fert, F.N. Vandau, F. Petroff, P. Eitenne, G. Cileuzet, A. Friederich, J. Chazelas, *Phys. Rev. B* **61**, 2472 (1988).
- [34] H. Neal Bertram, *Theory of Magnetic Recording*, Cambridge University Press, Cambridge (1994).
- [35] Para uma revisão ver: J. Nogués e Ivan K. Schuller *J. Magn. Magn. Mat.* **192**, 203 (1999); A.E. Berkowitz e Kentaro Takano, *J. Magn. Magn. Mat.* **200**, 552 (1999); Miguel Kiwi, *J. Magn. Magn. Mat.* **234**, 584 (2001) e J. Nogués, J. Sorta, V. Langlaisb, V. Skumryeva, S. Suriñachb, J.S. Muñozb, M.D. Baró b *Phys. Rep.* **422**, 65 (2005).
- [36] J. Nogués, D. Lederman, T. J. Moran e Ivan K. Schuller, *Phys. Rev. Lett.* **76**, 4624 (1996).
- [37] Ver por exemplo: Ken-ichi Imakita e Masakiyo Tsunoda, *Appl. Phys. Lett.* **85**, 3812 (2004) e Nguyen Thanh Nama, Nguyen Phu Thuya, Nguyen Anh Tuana, Nguyen Nguyen Phuoca e Takao Suzukic, *J. Magn. Magn. Mat.* **315**, 82 (2007).

- [38] J. Nogués, J. Sorta, V. Langlaisb, V. Skumryeva, S. Suriñachb, J.S. Muñozb, M.D. Baró *Phys. Rep.* **422**, 65 (2005).
- [39] J. Nogués e Ivan K. Schuller *J. Magn. Magn. Mat.* **192**, 203 (1999) e C. Leighton, M.R. Fitzsimmons, A. Hoffmann, J. Dura, C.F. Majkrzak, M.S. Lund e I.K. Schuller, *Phys. Rev. B* **65**, 064403 (2002).
- [40] C.L. Lin, J.M. Sivertsen, J.H. Judy, *IEEE Trans. Magn.* **31**, 4091 (1995).
- [41] T. Lin, C. Tsang, R.E. Fontana, J.K. Howard, *IEEE Trans. Magn.* **31**, 2585 (1995).
- [42] R. Jungblut, R. Coehoorn, M.T. Johnson, Ch. Sauer, P.J. van der Zaag, A.R. Ball, T.G.S.M. Rijks, J. aan de Staage, A. Reinders, *J. Magn. Magn. Mater.* **148**, 300 (1995).
- [43] T.J. Klemmer, V.R. Inturi, M.K. Minor, J.A. Barnard, *Appl. Phys. Lett.* **70**, 2915 (1997).
- [44] H. Uyama, Y. Otani, K. Fukamichi, O. Kitakami, Y. Shimida, J.I. Echigoya, *Appl. Phys. Lett.* **71**, 1258 (1997).
- [45] T. Ambrose, C.L. Chien, *J. Appl. Phys.* **83**, 6822 (1998).
- [46] S. Riedling, M. Bauer, C. Mathieu, B. Hillebrands, R. Jungblut, J. Kolhepp, A. Reinders, *J. Appl. Phys.* **85**, 6648 (1999).
- [47] A.J. Devasahayam, M.H. Kryder, *J. Appl. Phys.* **85**, 5519 (1999).
- [48] S.M. Zhou, K. Liu, C.L. Chien, *J. Appl. Phys.* **87**, 6659 (2000).
- [49] J. van Driel, F.R. de Boer, K.M.H. Lenssen, R. Coehoorn, *J. Appl. Phys.* **88**, 975 (2000).
- [50] P.J. van der Zaag, Y. Ijiri, J.A. Borchers, L.F. Feiner, R.M. Wolf, J.M. Gaines, R.W. Erwin, M.A. Verheijen, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 6102 (2000).
- [51] M.S. Lund, W.A.A. Macedo, K. Liu, J. Nogués, I.K. Schuller, C. Leighton, *Phys. Rev. B* **66**, 054422 (2002).

- [52] S. Mao, N. Amin, E. Murdock, *J. Appl. Phys.* **83**, 6807 (1998); B. Dai, J.W. Cai, W.Y. Lai, *J. Magn. Magn. Mater.* **257**, 190 (2003).
- [53] M. Grimsditch, A. Hoffmann, P. Vavassori, H. Shi, D. Lederman, *Phys. Rev. Lett.* **90**, 257201 (2003).
- [54] C. Leighton, H. Suhl, M.J. Pechan, R. Compton, J. Nogués, I.K. Schuller, *J. Appl. Phys.* **92**, 1483 (2002).
- [55] F.Y. Yang, C.L. Chien, *Phys. Rev. Lett.* **90**, 147201 (2003).
- [56] I.N. Krivorotov, T. Gredig, K.R. Nikolaev, A.M. Goldman, E.D. Dahlberg, *Phys. Rev. B* **65**, 180405 (2002).
- [57] X. Chen, C. Binek, A. Hochstrat, W. Kleemann, *Phys. Rev. B* **65**, 012415 (2002).
- [58] R.L. Stamps, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **33**, R247 (2000).
- [59] M. Kiwi, *J. Magn. Magn. Mater.* **234**, 584 (2001).
- [60] H. Moradi, *Recent Res. Dev. Phys.* **3**, 467 (2002).
- [61] C. Binek, *Springer Tr. Mod. Phys.* **196**, 1 (2003).
- [62] R. Coehoorn, in: *K.H.J. Buschow (Ed.), Handbook of Magnetic Materials*, vol. **15**, North-Holland, Amsterdam, Chapter 1 (2003).
- [63] J.F. Bobo, L. Gabillet, M. Bibes, *J. Phys.: Condens. Matter* **16**, S471 (2004).
- [64] I.K. Schuller, *MRS Bull.* **29**, 642 (2004).
- [65] J. Nogués, J. Sort, V. Langlais, S. Doppiu, B. Dieny, J.S. Muñoz, S. Suriñach, M.D. Baró, S. Stoyanov, Y. Zhang, *Int. J. Nanotechnol.* **2**, 23 (2005).
- [66] P.J. van der Zaag, R.M. Wolf, A.R. Ball, C. Bordel, L.F. Feiner, R. Jungblut, *J. Magn. Magn. Mater.* **148**, 346 (1995).

- [67] J. Nogués, D. Lederman, T.J. Moran, I.K. Schuller, K.V. Rao, *Appl. Phys. Lett.* **68**, 3186 (1996).
- [68] J.S. Jiang, G.P. Felcher, A. Inomata, R. Goyette, C. Nelson, S.D. Bader, *Phys. Rev. B* **61**, 9653 (2000).
- [69] M. Grimsditch, A. Hoffmann, P. Vavassori, H. Shi, D. Lederman, *Phys. Rev. Lett.* **90**, 257201 (2003).
- [70] R. Jungblut, R. Coehoorn, M.T. Johnsson, J. aan de Stegge, A. Reinders, *J. Appl. Phys.* **75**, 6659 (1994).
- [71] T.J. Moran, J.M. Gallego, I.K. Schuller, *J. Appl. Phys.* **78**, 1887 (1995).
- [72] J. Nogués, D. Lederman, T.J. Moran, I.K. Schuller, K.V. Rao, *Appl. Phys. Lett.* **68**, 3186 (1996).
- [73] N.J. Gökemeijer, R.L. Penn, D.R. Veblen, C.L. Chien, *Phys. Rev. B* **63**, 174422 (2001).
- [74] M.R. Fitzsimmons, C. Leighton, J. Nogués, A. Hoffmann, K. Liu, C.F. Majkrzak, J.A. Dura, J.R. Groves, R.W. Springer, P.N. Arendt, V. Leiner, H. Lauter, I.K. Schuller, *Phys. Rev. B* **65**, 134436 (2002).
- [75] M. Tsunoda, M. Konoto, M. Takahashi, *Phys. Status Solidi (a)* **189**, 449 (2002).
- [76] J. Nogués, D. Lederman, T.J. Moran, I.K. Schuller, *Phys. Rev. Lett.* **76**, 4624 (1996).
- [77] F. Canet, S. Mangin, C. Bellouard, M. Piecuch, *Europhys. Lett.* **52**, 594 (2000).
- [78] T.L. Kirk, O. Hellwig, E.E. Fullerton, *Phys. Rev. B* **65**, 224426 (2002).
- [79] T. Gredig, I.N. Krivorotov, P. Eames, E.D. Dahlberg, *Appl. Phys. Lett.* **81**, 1270 (2002).
- [80] C. Prados, E. Pina, A. Hernando, A. Montone, *J. Phys.: Condens. Matter* **14**, 10063 (2002).

- [81] H. Shi, D. Lederman, N.R. Dilley, R.C. Black, J. Diedrichs, K. Jensen, M.B. Simmonds, *J. Appl. Phys.* **93**, 8600 (2003).
- [82] C. Leighton, J. Nogués, H. Suhl, I.K. Schuller, *Phys. Rev. B* **60**, 12837 (1999).
- [83] D.G. Hwang, S.S. Lee, C.M. Park, *Appl. Phys. Lett.* **72**, 2162 (1998).
- [84] M. Pakala, Y. Huai, G. Anderson, L. Miloslavsky, *J. Appl. Phys.* **87**, 6653 (2000).
- [85] C. Liu, C. Yu, H. Jiang, L. Shen, C. Alexander, G.J. Mankey, *J. Appl. Phys.* **87**, 6644 (2000).
- [86] H.B. Peng, X.X. Zhang, Z. Xie, H.J. Tao, B. Xu, H. Liu, B.R. Zhao, *Phys. Rev. B* **61**, 8955 (2000).
- [87] L. Thomas, B. Negulescu, Y. Dumont, M. Tessier, N. Keller, A. Wack, M. Guyot, *J. Appl. Phys.* **93**, 6838 (2003).
- [88] J.T. Kohlhepp, W.J.M. de Jonge, *J. Appl. Phys.* **95**, 6840 (2004).
- [89] M.J. Carey e A.E. Berkowitz, *Appl. Phys. Lett.* **60**, 3060 (1992); M.J. Carey e A.E. Berkowitz, *J. Appl. Phys.* **73**, 6892 (1993); X. Lin, G.C. Hadjipanayis e S.I. Shah, *J. Appl. Phys.* **75**, 6676 (1994).
- [90] A. Ercole, T. Fujimoto, M. Patel, C. Daboo, R.J. Hicken e J.A.C. Bland, *J. Magn. Magn. Mater.* **156**, 121 (1996).
- [91] R.L. Stamps, R.E. Camley e R.J. Hicken, *J. Appl. Phys.* **81**, 4485 (1997).
- [92] Sérgio M. Rezende, *Ressonância Ferromagnética e Ondas de Spin*, II Escola Brasileira de Magnetismo, CBPF - Rio de Janeiro (1999).
- [93] A.P. Guimarães, *Introduction to Magnetism and Magnetic Resonance*, J. Wiley, New York (1998).

- [94] Sergio M. Rezende, *Materiais e Dispositivos Eletrônicos*, Ed. Livraria da Física, São Paulo, Segunda Edição (2004).
- [95] R.E. Camley, *J. Magn. Magn. Mater.* **200**, 583 (1999).
- [96] Ver artigo de revisão sobre não-reciprocidade: R.E. Camley, *Surf. Sci. Rep.* **7**, 103 (1987).
- [97] L.R. Walker, *Phys. Rev.* **105**, 390 (1957).
- [98] L.R. Walker, *Phys. Rev.* **105**, 390 (1957).
- [99] T. Wolfram, R.E. Dewames, *Prog. Surf. Sci.* **2**, 233 (1972).
- [100] M.G. Cottam, D.R. Tilley, *Introduction to Surface and Superlattice Excitations*, Cambridge University Press, Cambridge, (1989).
- [101] T. Holstein e H. Primakoff, *Phys. Rev.* **58**, 1098 (1940).
- [102] J.H.E. Griffiths, *Nature* **158**, 670 (1946).
- [103] C. Kittel, *Phys. Rev.* **73**, 155 (1948).
- [104] M.J. Hurben e C.E. Patton, *J. Magn. Magn. Mater.* **139**, 263 (1995).
- [105] R.W. Damon e J.R. Eshbach, *J. Appl. Phys.* **31**, S104 (1960); R.W. Damon e J.R. Eshbach, *J. Phys. Chem. Solids* **19**, 308 (1961).
- [106] B. Lax e K.J. Button, *Microwave Ferrites and Ferrimagnetics*, McGraw-Hill, New York, p. 150 (1962).
- [107] J.R. Sandercock, W. Wettling, *J. Appl. Phys.* **50**, 7784 (1979).
- [108] C.E. Patton, *Phys. Rep.* **103**, 251 (1984).
- [109] J.R. Dutcher in: M.G. Cottam (Ed.), *Linear and Nonlinear Spin Waves in Magnetic Films and Superlattices* New York, World Scientific, pp. 287-334 (1994).

- [110] R.E. Camley, *Phys. Rev. Lett.* **45**, 283 (1980).
- [111] R.L. Stamps e R.E. Camley, *J. Appl. Phys.* **56**, 3497 (1984).
- [112] J. Milton Pereira Jr. e M.G. Cottam, *J. Magn. Magn. Mater.* **226**, 1648 (2001).
- [113] C.B. Duke e G.D. Mahan, *Phys. Rev.* **139**, A1965 (1965).
- [114] L.L. Hinchey e D.L. Mills, *Phys. Rev. B* **33**, 3329 (1986).
- [115] F.C. Noertemann, R.L. Stamps e R.E. Camley, *Phys. Rev. B* **47**, 11 910 (1993).
- [116] J.G. LePage e R.E. Camley, *Phys. Rev. Lett* **65**, 1152 (1990).
- [117] R.L. Stamps, R.E. Camley e R.J. Hicken, *Phys. Rev. B* **54**, 4159 (1996).
- [118] R.P. Erickson e D.L. Mills, *Phys. Rev. B* **44**, 11825 (1991).
- [119] Ver por exemplo: M.A.A. Monteiro, Dissertação de Mestrado, *Propriedades Físicas de Bicamadas Magnéticas*, UFRN (2002).
- [120] M. Grimsditch, R. Camley, E.E. Fullerton, S. Jiang. S.D. Bader e C.H. Sowers, *J. Appl. Phys.* **85**, 5901 (1999).
- [121] R.J. Astalos e R.E. Camley, *J. Magn. Magn. Mater.* **198**, 402 (1999).
- [122] J. Barnás, *Solid State Commun.* **61**, 405 (1987).
- [123] N. Raj e D.R. Tilley, *Phys. Rev. B* **36**, 7003 (1987).
- [124] V. Agranovich e V.E. Kravtsov, *Solid State Commun.* **55**, 373 (1985).
- [125] N.S. Almeida e D.L. Mills, *Phys. Rev. B* **38**, 6698 (1988).
- [126] Ver por exemplo: A. H. Morrish, *The Physical Principles of Magnetism*, J. Willey, New York (1965) e referências citadas.
- [127] D.L. Mills e E. Burstein, *Rep. Prog. Phys.* **37**, 817 (1974).

- [128] R.L. Stamps e R.E. Camley, *J. Appl. Phys.* **56**, 3497 (1984).
- [129] R.E. Camley, T.J. Parker, e S.R.P. Smith *Phys. Rev. B* **53**, 5481 (1996).
- [130] R.L. Stamps e R.E. Camley, *Phys. Rev. B* **40**, 596 (1989).
- [131] F.G. Elmezghi e R.E. Camley, *J. Phys.: Condens. Matter* **9**, 1039 (1997).
- [132] Ver artigo de revisão de E.F. Sarmiento e D.R. Tilley no livro: *Electromagnetic Surface Modes*, editado por A.D. Boardman, Wiley, Nova York (1982).
- [133] A. Hartstein, E. Burstein, A.A. Maradudin, R. Brewer e R.F. Wallis, *J. Phys. C* **6**, 1266 (1973).
- [134] R.W. Damon e J.R. Eshbach, *J. Phys. Chem. Solids* **19**, 308 (1961).
- [135] A.D. Karsono e D.R. Tilley, *J. Phys. C: Solid State Phys.* **11**, 3487 (1978).
- [136] M. Marchand e A. Caille, *Solid State Commun.* **34**, 827 (1980).
- [137] R.W. Sanders, R.M. Belanger, M. Motokawa e V. Jaccarino, *Phys. Rev. B* **23**, 1190 (1981).
- [138] L. Remer. B. Lüthi, H. Sauer, R. Beick e R.E. Camley, *Phys. Rev. Lett.* **56**, 2752 (1986).
- [139] R.E. Camley e D.L. Mills, *Phys. Rev. B* **26**, 1280 (1982).
- [140] C. Shu e A. Caillé, *Solid State Commun.* **42**, 233 (1982).
- [141] R.L. Stamps e R.E. Camley, *Phys. Rev. B* **40**, 609 (1989).
- [142] D.E. Brown, T. Dumelow, T.J. Parker, K. Abraha e D.R. Tilley, *Phys. Rev. B* **49**, 12266 (1994).
- [143] K. Abraha, D.E. Brown, T. Dumelow, T.J. Parker e D.R. Tilley, *Phys. Rev. B* **50**, 6808 (1994).

- [144] D.L. Mills, *Surface Excitations* ed V.M. Agranovich e R. Loudon, p 379, Amsterdam: North-Holland (1984).
- [145] http://nautilus.fis.uc.pt/www/fi/hipertextos/espectro/hiper_espectro_iv.html.
- [146] R.L. Stamps e R.E. Camley, *Phys. Rev. B* **40**, 596 (1989).
- [147] Ver por exemplo: T.L. Fonseca, *Poláritons em Antiferromagnetos Modificados*, Tese de Mestrado (1991), e referências: R.E. Camley, T.J. Parker, e S.R.P. Smith, *Phys. Rev. B* **53**, 5481 (1996); T. Dumelow, T. J. Parker, S. R. P. Smith, e D. R. Tilley, *Surf. Sci. Rep.* **17**, 151 (1993); L. Remer. B. Lüthi, H. Sauer, R. Beick e R.E. Camley, *Phys. Rev. Lett.* **56**, 2752 (1986); D. E. Brown, T. Dumelow, T. J. Parker, Kamsul Abraha e D. R. Tilley, *Phys. Rev. B* **49**, 12266 (1994); Kamsul Abraha, D. E. Brown, T. Dumelow, T. J. Parker, e D. R. Tilley, *Phys. Rev. B* **50**, 6808 (1994).
- [148] J.R. Reitz, F.J. Milford e R.W. Christy, *Fundamentos da Teoria Eletromagnética*, Editora Campus, Rio de Janeiro (1982).
- [149] J.I. Cisneiros, *Ondas Eletromagnéticas - Fundamentos e Aplicações*, Editora da Unicamp (2001).
- [150] M.R.F. Jensen, T.J. Parker, Kamsul Abraha e D.R. Tilley, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 3756 (1995).
- [151] Ver revisão em: Kamsul Abraha e David R. Tilley, *Surf. Science Rep.* **24**, 125 (1996).
- [152] R.E. Camley, T.J. Parker, e S.R.P. Smith, *Phys. Rev. B* **53**, 5481 (1996).
- [153] P. Grünberg, *J. Appl. Phys.* **51**, 4338 (1980).
- [154] R.L. Stamps e R.E. Camley, *J. Appl. Phys.* **56**, 3497 (1984).
- [155] D.L Mills, *Surface Excitations*, ed V.M. Agranovich e R. Loudon, Amsterdam: North-Holland, 379 (1984).

- [156] R.E. Camley e M.G. Cottam, *Phys. Rev. B* **35**, 189 (1987).
- [157] N. Raj e D.R. Tilley, *Solid State Commun.* **55**, 533 (1985).
- [158] F. Lacy, E.L. Carter e S.L. Richardson 1993 *Mater. Res. Soc. Symp. Proc.* **313**, 65, Pittsburgh, PA: Materials Research Society (1993).
- [159] K.L. Livesey, D.C. Crew e R.L. Stamps, *Phys. Rev. B.* **73**, 184432 (2006).
- [160] M.A.A. Monteiro, G.A. Farias, R.N. Costa Filho e N.S. Almeida, *Eur. Phys. J. B* **61**, 121 (2008).

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](#)