

03

Nucleação e Excitação de Paredes
de Nèel em Filmes Finos

Ana Lúcia Dantas

NATAL 1999

UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO GRANDE DO NORTE
CENTRO DE CIÊNCIAS EXATAS E DA TERRA
DEPARTAMENTO DE FÍSICA TEÓRICA E EXPERIMENTAL

Tese de Doutorado apresentada ao Departamento de Física Teórica e Experimental da Universidade Federal do Rio Grande do Norte como requisito parcial à obtenção do grau de doutor em Física

Orientador: Prof. Dr. Artur da Silva Carriço

Agradecimentos

Ao Prof. Artur da Silva Carriço, por sua orientação durante este período. Também quero agradecer a sua confiança depositada em meu trabalho.

Ao Prof. Nilson Sena de Almeida, que desde o início de minha vida acadêmica foi de fundamental importância, pelo privilégio de ter sempre contado com sua amizade.

A Todos os Professores do DFTE/UFRN, que colaboraram para minha formação.

A Todos os Professores do Curso de Física da URRN, especialmente, João Medeiros, Piolho, Idalmir, Vamberto, Manoel e Valdomiro, pelo apoio na reta final deste trabalho.

A Todos os Colegas do curso de Física. Em particular, à Selma, Dory Hélio, Umberto, Samuel e Raimundo, pelos quais tenho um carinho especial.

A Melquisedec por sua colaboração, junto ao grupo de Magnetismo.

À Minha Família, pela confiança e tolerância à minha ausência.

A José Medeiros, por seus cuidados, torcida, carinho e compreensão durante o desenvolvimento deste trabalho.

À Nalva, por sua direta colaboração.

À CAPES e URRN pelo apoio financeiro.

Natal/RN

Ana Lúcia Dantas

Julho, 1999

Resumo

Estudamos a nucleação e excitações de longo comprimento de onda de paredes de Néel aprisionadas em um defeito na interface entre um filme ferromagnético uniaxial e um substrato antiferromagnético de duas sub-redes. O defeito divide a interface em duas regiões, cada qual com uma sub-rede do antiferromagneto. Assumindo um acoplamento de troca uniforme entre os momentos magnéticos da interface, o campo efetivo de interface apresenta uma mudança súbita de sentido na linha do defeito, favorecendo a nucleação de uma parede de Néel. Nossos resultados indicam que a nucleação da parede ocorre se o campo efetivo de interface tem intensidade superior a um valor limiar que decresce exponencialmente com a largura dos domínios. A largura da parede de domínio pode ser fortemente reduzida, especialmente para ferromagnetos de baixa anisotropia, em decorrência da energia de interface. A frequência de oscilações rígidas da parede de domínio decresce com a intensidade do campo aplicado ao longo do eixo de anisotropia e se torna zero quando o campo aplicado é igual ao campo efetivo de interface. Se o campo aplicado é perpendicular ao eixo de anisotropia, a frequência de oscilação da parede de domínio exibe um máximo e decai para zero em valores de campo aplicado bem maiores que o campo de anisotropia. O espectro de excitações da parede de domínio é no intervalo de frequência das excitações de longo comprimento de onda dos domínios se o campo efetivo de interface é da mesma ordem ou muito superior ao campo de anisotropia.

Também estudamos a instabilidade induzida por campo aplicado na fase antiferromagnética de multicamadas antiferromagnéticas. Mostramos que efeitos de superfície podem reduzir significativamente o campo crítico de multicamadas de metais de transição. O campo crítico é uma função da anisotropia efetiva dos filmes ferromagnéticos e do campo

efetivo que acopla os filmes. Além disso, a natureza da transição de fase depende da orientação relativa dos eixos fáceis da anisotropia uniaxial e cristalina. Estudamos também a instabilidade da fase antiferromagnética de filmes antiferromagnéticos compensados, induzida por campo aplicado. Mostramos que a rigidez magnética do filme é controlada pelos índices de Miller da superfície.

Abstract

We study the nucleation and long wave length excitations of Néel walls pinned at a step defect of the interface between a thin uniaxial ferromagnetic film and a two-sublattice antiferromagnetic substrate. The defect divides the interface in two regions, each of which exhibits a sublattice of the antiferromagnet. Assuming a uniform exchange coupling between the magnetic moments across the interface, the effective interface field suffers a sudden variation at the defect line, favoring the nucleation of a Néel wall. We find that the wall nucleation occurs if the effective interface field is beyond a threshold value which is an exponentially decreasing function of the width of the domains. The domain wall width may be severely reduced, specially for low anisotropy ferromagnets, as a result of the interface energy. The frequency of rigid domain wall oscillations is a decreasing function of the applied field and vanishes when the field along the easy axis equals the interface effective field. For field applied perpendicular to the easy axis the domain wall oscillations frequency exhibits a maximum, and decays to zero for fields values much larger than the anisotropy field. The spectrum of domain wall oscillations is at the same frequency range of the uniform oscillations of the domains if the interface effective field is comparable, or much larger, than the anisotropy field.

We also study the field induced instability of the antiferromagnetic phase of magnetic multilayers. We show that surface effects may produce strong reduction in the threshold field for transition metal multilayers. The threshold field for the surface nucleated instability is a function of the effective anisotropy of ferromagnetic films and the effective exchange field coupling the ferromagnetic films, and the nature of the transition depends on the relative orientation of the easy axes of the uniaxial and crystalline anisotropy.

The field induced instability of compensated antiferromagnetic films is also studied. It is shown that the magnetic rigidity of the film is controlled by the Miller indexes of the surface plane.

Sumário

1	Introdução	1
2	Nucleação de Paredes de Domínio	7
2.1	Introdução	7
2.2	Método Numérico	11
2.2.1	Perfil da Magnetização	13
2.2.2	Efeitos de Campo	17
2.3	Método Variacional	24
2.3.1	Perfil da Magnetização	24
2.3.2	Efeitos de Campo	27
2.4	Método Analítico	35
2.4.1	Perfil da Magnetização	35
2.5	Conclusões	45
3	Ressonância de Paredes de Domínio	49
3.1	Introdução	49
3.2	Método Variacional	52
3.2.1	Campo Paralelo ao Eixo de Anisotropia	52
3.2.2	Campo Perpendicular ao Eixo de Anisotropia	60
3.3	Método Analítico	68
3.3.1	Campo Paralelo ao Eixo de Anisotropia	68
3.4	Conclusões	72

4 Ondas de Spins Localizadas	75
4.1 Introdução	75
4.2 Modos de Parede de Domínio	76
4.2.1 Substratos Vicinais Antiferromagnéticos	77
4.2.2 Equações de Movimento	79
4.3 Conclusões	91
5 Multicamadas Antiferromagnéticas	93
5.1 Introdução	93
5.2 Instabilidade Induzida por Campo	95
5.2.1 Perfil da Magnetização e a Natureza da Transição	102
5.3 Filmes Antiferromagnéticos Compensados	104
5.3.1 Estrutura Cristalina Magnética	105
5.3.2 Configuração de Equilíbrio	108
5.3.3 Rigidez do Empilhamento e Nucleação da Instabilidade	110
5.3.4 Filmes Antiferromagnéticos com o Padrão de Camadas do FeF ₂ (110)	112
5.3.5 Campo Limiar de Instabilidade da Fase Antiferromagnética	118
5.4 Conclusões	120
6 Interfaces Ferromagneto/Antiferromagneto	125
6.1 Introdução	125
6.2 Efeitos de Interfaces	130
6.2.1 Estimativa do Campo de Interface F/AF	134
6.3 Conclusões	136
7 Conclusões e Perspectivas	139
A Energia de Interação de Troca	143
B Energia Magnetostática	147

C Paredes de Domínios	151
C.1 Modelo Unidimensional	151
C.2 Energia de uma Parede de Domínio em um Campo Aplicado	155
C.3 Paredes de Bloch e paredes de Néel	157
D Dinâmica da Parede de domínio em uma Dimensão	159
D.1 Teoria Unidimensional	159
Bibliografia	165
Artigos Publicados	

Capítulo 1

Introdução

Nos últimos anos tem havido grande concentração de esforço de pesquisa no estudo de multicamadas magnéticas. Em grande parte isso se deve à descoberta da magnetoresistência gigante (GMR)¹. Outro fator importante foi a descoberta da variação oscilatória na interação de troca bilinear e biquadrática entre filmes finos ferromagnéticos separados por espaçadores metálicos não magnéticos² e as novas fases magnéticas dessas estruturas artificiais. Estas descobertas têm conduzido a um intenso estudo teórico e experimental de uma extraordinária variedade de estruturas, no decorrer dos anos.

Multicamadas magnéticas se tornaram promissoras para aplicações tecnológicas, particularmente como sensores magnéticos e memórias de acesso aleatório. Desde o início dos anos 90, os limites do desempenho de sensores magnetoresistivos têm sido espetacularmente, expandidos pela descoberta dos efeitos da magnetoresistência gigante, também conhecido como o efeito de válvula de spin.³

Um dos aspectos fundamentais para o entendimento do magnetismo de multicamadas magnéticas é a influência do substrato, que pode ser magnético ou não magnético. As propriedades da multicamadas magnéticas podem ser modificadas de forma relevante pelo substrato.

A anisotropia de uma camada magnética pode ser significativamente modificada, dependendo do substrato. Camadas espessas mostram o comportamento intrínseco do material magnético, enquanto que em camadas finas influi decisivamente o valor da espessura

e as condições de crescimento, bem como o substrato. É hoje reconhecido que tensões na interface oriundas da diferença entre os parâmetros de rede do material magnético e o substrato, podem determinar a anisotropia do filme. Esse fato é utilizado para produzir filmes com uma única direção fácil, mesmo sendo o material, intrinsecamente, de anisotropia cúbica cristalina⁴. É também comprovado por larga quantidade de resultados experimentais que mesmo sendo aproximadamente iguais os parâmetros de rede dos dois materiais, uma anisotropia uniaxial pode ser induzida no filme ferromagnético se o substrato contém degraus atômicos⁵. Esses resultados são produzidos de forma controlada, escolhendo adequadamente os índices de Miller do substrato. Essas superfícies, chamadas superfícies vicinais, são de interesse por facilitar o crescimento do filme magnético sem induzir tensões na interface. Medidas de MOKE (Magneto Optic Kerr Effect)⁶ em filmes de Fe sobre um substrato de *Si(998)*, uma superfície vicinal do *Si(111)*, revelam que a própria anisotropia intrínseca se modifica em virtude da simetria imposta pela orientação cristalográfica da interface.

Substratos antiferromagnéticos vicinais são especiais. Paredes de domínio podem ser induzidas no filme fino ferromagnético crescido sobre um substrato vicinal antiferromagnético, dependendo dos índices de Miller, do substrato, na interface. As paredes de domínio são centradas na borda de degraus atômicos que separam regiões de magnetização oposta ao substrato. Filmes finos de Fe foram recentemente crescido sobre filmes de Cr, em forma de cunha, sobre um substrato espesso de Fe. Nessa geometria, abaixo da temperatura de Néel do Cr, foi possível examinar o efeito simultâneo do acoplamento entre os filmes de Fe, através do filme de Cr, e o efeito da interação de contato entre o filme de Fe e a superfície vicinal do Cr⁷.

A presença quase inevitável de rugosidade em interfaces ferromagneto /antiferromagneto (F/AF) produz situações semelhantes às encontradas em superfícies vicinais. Em interfaces rugosas, ambas as sub-redes do antiferromagneto são expostas ao contato com o filme ferromagnético. Este pode ser um fator decisivo na determinação da qualidade do filme ferromagnético. A natureza da rugosidade na interface pode restringir severamente a magnitude da magnetização total do filme, dado que a nucleação de paredes de

domínio reduz a magnetização total. Afeta igualmente o campo coercivo e o processo de magnetização que controla a histerese. Esses aspectos são hoje amplamente reconhecidos.

Sistemas constituídos de um filme fino ferromagnético crescido sobre um substrato antiferromagnético têm despertado grande interesse devido ao seu potencial em aplicações tecnológicas. Por exemplo, no efeito de válvula de spin, onde é necessário induzir uma rigidez magnética em um filme ferromagnético. Nesse caso, considerando que a anisotropia de filmes antiferromagnéticos é alta, um filme ferromagnético é crescido sobre um substrato antiferromagnético e o mesmo torna-se mais rígido por efeito do campo de troca através da interface F/AF.

O interesse no fenômeno do deslocamento da histerese é antigo⁸. E tem recebido recentemente a atenção de inúmeros trabalhos experimentais. Modelos teóricos,^{9,10} contudo, ainda não são capazes de descrever completamente o quadro. Um aspecto básico é a dificuldade de medir a intensidade da energia de troca de contato F/AF. As medidas de magnetização não informam sobre o valor local da interação de troca. Envolvem médias microscópicas que mascaram a natureza da interface.

Motivados pela riqueza desses sistemas, apresentaremos um estudo da influência de defeitos, em interfaces F/AF.

No Cap.2 faremos um estudo sobre a configuração de equilíbrio do filme ferromagnético.

Se o parâmetro que mede a rugosidade na interface é alto, isto é, se a distância entre os defeitos é tal que não permite uma rotação de 180° no vetor magnetização do filme ferromagnético, o estado de magnetização uniforme poderá ser estável. Caso contrário, se a rugosidade não for tão alta, paredes de domínios podem ser nucleadas no filme ferromagnético, se as duas sub-redes do substrato antiferromagnético são expostas na interface.

Consideraremos que o parâmetro que mede a rugosidade na interface é pequeno, isto é, que a distância entre defeitos é muito maior que a largura intrínseca da parede de domínio no ferromagneto ($\Delta_0 = \sqrt{\frac{A}{K}}$, onde A é a constante de rigidez magnética magnética, que mede o acoplamento intrínseco no ferromagneto, e K é a constante de anisotropia uniax-

ial). Faremos então um estudo, da configuração de equilíbrio da magnetização do filme ferromagnético sujeito a um simples defeito, o qual expõe as duas sub-redes do substrato antiferromagnético na interface. O ponto do defeito define a descontinuidade da magnetização do substrato antiferromagnético na interface. Sendo assim, o filme ferromagnético está sujeito a um campo de troca através da interface, que muda de sinal no centro do defeito. Veremos então que a existência desse tipo de defeito em interfaces F/AF, pode nuclear paredes de domínios no filme ferromagnético. Contudo a formação de paredes de domínio no filme ferromagnético requer uma energia de troca limiar através da interface, para vencer a barreira de energia da parede de domínio intrínseca $4\sqrt{AK}$. Veremos então que, se a parede de domínio se nucleia, o efeito do campo de interação de troca através da interface, consiste basicamente na redução da largura intrínseca da parede de domínio centrada sobre o defeito, na interface.

Um outro efeito, observado, é que a presença de um campo magnético aplicado paralelo ao eixo fácil do filme ferromagnético, desloca o centro da parede de domínio e tende a distorcer o perfil de magnetização do filme ferromagnético. Contudo, as paredes de domínio no filme ferromagnético resistem até que o campo aplicado seja igual ao campo de troca através da interface. Se o campo é aplicado perpendicular ao campo de troca através da interface e ao campo de anisotropia, existe uma reorientação da magnetização, em particular nos domínios, na tendência de saturação na direção do campo aplicado. A largura da parede de domínio aumenta, por efeito de campo, até que a amostra satura na direção do campo aplicado.

Os resultados obtidos no Cap.2 permitem comparar um estudo numérico, um estudo variacional e um estudo analítico baseado em primeiros princípios. Estes estudos, em seus respectivos regimes de validade, convergem para um mesmo resultado.

No Cap.3 faremos um estudo da frequência de ressonância de paredes de domínio e frequência de ressonância ferromagnética (FMR) no filme ferromagnético, quando este está sujeito a um campo, adicional, de troca através da interface F/AF. Sendo assim, se o campo é aplicado paralelo ao campo de troca através da interface, e também ao eixo fácil, medidas da frequência de absorção podem detectar três modos, dependendo da

intensidade do campo de troca através da interface: Um modo é exclusivo da parede de domínio, um modo é do domínio que está alinhado com o campo aplicado e outro modo é decorrente do domínio que está antiparalelo ao campo aplicado.

Se o campo é aplicado perpendicular ao eixo fácil, existem dois modos. Um modo, é devido a parede de domínio e o outro é da região de domínios. Comparando com os espectros de FMR, de filme livre veremos que a curva é modificada pela existência do campo de troca através da interface (H_J). Enquanto que para $H_J = 0$ temos $\Omega(H) = 0$ quando $H = H_A$ (H_A é o campo de anisotropia uniaxial), para um filme livre de efeitos de interface, em uma bicamada F/AF o valor de $\Omega(H_A)$ é uma função da intensidade do campo de troca através da interface.

No Cap.4 estudamos ondas de spins localizadas em paredes de domínios. Devido ao fato que no estudo de ondas de spins é fundamental a direção de sua propagação, consideraremos sistemas onde o filme ferromagnético é crescido sobre substratos vicinais antiferromagnéticos. Desse modo, a linha do defeito na interface F/AF é bem definida. Como veremos, este, poderá, ser um modo alternativo de se medir a intensidade do campo de troca de contato através da interface.

No Cap.5 faremos um estudo do campo de instabilidade da fase antiferromagnética em multicamadas ferromagnéticas acopladas antiferromagneticamente, e em filmes anti-ferromangéticos com superfícies não compensadas e compensadas.

No Cap.6 faremos um estudo dos efeitos de interface em uma bicamada Fe/FeF₂ que evidencia sinais da anisotropia induzida por resfriamento do FeF₂ em altos campos fora do eixo de anisotropia.

Capítulo 2

Nucleação de Paredes de Domínio

2.1 Introdução

O efeito de substratos sobre as propriedades magnéticas de filmes finos têm sido tema de contínuo interesse. Propriedades relevantes de sistemas magnéticos estão relacionadas com a influência da interface sobre o filme ferromagnético¹¹.

A estabilização de grandes domínios em filmes finos ferromagnéticos (F) sobre substratos antiferromagnéticos (AF) é uma questão de interesse tecnológico atual^{12,13}. A efetividade do substrato antiferromagnético neste contexto depende dos altos valores de anisotropia, encontrados em antiferromagnéticos de interesse, comparados aos valores típicos dos campos de anisotropia em ferromagnetos. O efeito do substrato antiferromagnético sobre o filme ferromagnético é associado a existência da energia de acoplamento através da interface, comumente descrito como um potencial de contato. Como o antiferromagnético é mais estável sob efeitos de campos, ele pode estabilizar o ferromagneto em um estado de domínio único mesmo que a intensidade de campo seja superior ao campo coercivo intrínseco do ferromagneto.

O efeito da interação de troca em interfaces F/AF foi pela primeira vez observada antiferromagnético, em um cenário diferente⁸. Foi encontrado que a oxidação de amostras de Co produzem consideráveis modificações na curva da histerese. O deslocamento observado na curva da histerese e as mudanças na coercividade, foram atribuídas a um campo de troca através da interface que resulta da formação de camadas do antiferromagnético

CoO em torno de micro-cristais de Co da amostra.

A rugosidade na interface é um parâmetro de impacto na efetividade do campo de deslocamento da histerese. Para um substrato antiferromagnético uniaxial com duas sub-redes, pode-se encontrar uma sub-rede ou as duas sub-redes na interface. Portanto o efeito global da interação de contato depende do valor relativo das áreas, na interface, que cada uma das sub-redes ocupam. A técnica MOKE (Magneto Optic Kerr Effect), usada para fazer medidas de magnetização, envolve áreas macroscópicas da interface. Outras técnicas usadas, tais como VSM (Vibrating Sample Magnetometry) ou magnetometro SQUID (Superconducting Quantum Interference Devices), envolvem a amostra inteiramente. Portanto as curvas de histerese não revelam a interação de contato local. Em vez disso informam sobre a média do campo efetivo de troca através da interface.

Uma situação similar é encontrada em multicamadas magnéticas consistindo de filmes ferromagnéticos de metais de transição e espaçadores não magnéticos. Neste caso é conhecido que o campo efetivo de interação de troca, entre os filmes magnéticos, é mediado pelo espaçador não magnético. A constante efetiva de acoplamento é uma função oscilatória da espessura do espaçador¹⁴. Portanto variações na espessura do espaçador na mesma amostra podem levar a importantes variações na interação de troca entre os filmes magnéticos. Técnicas experimentais que informam sobre áreas macroscópicas na superfície, revelam uma média do acoplamento de troca entre os filmes magnéticos. Na tentativa de superar esta limitação foi proposto recentemente que as propriedades de paredes de domínios acopladas podem fornecer uma forma mais precisa de medir o campo de troca entre os filmes. Foi proposto¹⁵ que a ressonância de um par de paredes de domínios de π (paredes de domínios, onde o vetor magnetização sofre uma rotação de 180°) acopladas é controlada pela interação de troca entre os filmes magnéticos em áreas microscópicas da superfície de uma tricamada. Dois modos foram discutidos. Um modo ótico no qual os centros das paredes de domínios movem-se em direções opostas e um modo acústico no qual elas se movem em fase. A força restauradora do modo ótico é proporcional a energia de acoplamento de troca, entre os filmes magnéticos, dentro da parede de domínio. Portanto as medidas de ressonância de paredes de domínios em tricamadas

magnéticas podem ser um meio promissor de obter informações sobre o valor da interação de troca entre os filmes magnéticos.

A média da interação de troca em interfaces F/AF pode incluir variações na intensidade, devido a mudanças na vizinhança atômica dos átomos na interface, e no sinal, associado à interação entre o ferromagneto e uma das duas sub-redes do antiferromagneto. Aqui mostraremos que as mudanças no sinal do acoplamento de troca através da interface pode ser útil para delinear experimentos que sondam pequenas áreas da interface. O aspecto chave, é que estreitas paredes de domínio podem se formar no ferromagneto. As propriedades dessas paredes de domínio estão relacionadas com a intensidade de interação de troca através da interface em regiões microscópicas, da interface.

A formação de paredes de domínio em resposta às variações espaciais na intensidade do acoplamento efetivo, a qual pode estar associadas a rugosidade na interface, é sujeita a certas condições. Se a densidade de defeitos na interface é muito alta, não existe espaço para uma rotação completa na magnetização do ferromagneto. Neste caso o ferromagneto pode ser significativamente afetado por defeitos na interface (Por exemplo, a magnetização poderá se ordenar perpendicularmente ao eixo fácil). Se a densidade de defeitos é pequena então cada defeito irá agir independentemente como um possível ponto de nucleação de paredes de domínios. A largura da parede de domínio no ferromagneto é um parâmetro que pode ser útil para guiar esta discussão. De fato espera-se que a distância média entre os defeitos seja muito maior que a largura da parede de domínio de modo que a capacidade de nucleação de paredes de domínios em cada defeito seja evidenciada. Neste caso, além do acoplamento dipolar entre as cargas das paredes de domínios, a discussão da nucleação de paredes de domínios pode ser restrita ao problema de um simples defeito.

Defeitos na interface podem levar a consideráveis reduções na largura da parede de domínio. Portanto, a largura da parede de domínio intrínseca do filme ferromagnético não é um bom parâmetro para a descrição dos efeitos de interface. Julgando pelo valor da largura da parede de domínio intrínseca, pode-se esperar, por exemplo, que os materiais de baixa anisotropia não sejam afetados por uma alta densidade de defeitos. Estes materiais possuem largas paredes de domínios, então pode-se pensar que o estado de magnetização

uniforme seja estável, se a rugosidade na interface é grande, mesmo que a interação de troca através da interface seja grande. Por outro lado, materiais de baixa anisotropia são esperados para ser uns dos mais afetados pelo campo efetivo de interação de troca através da interface. Nestes materiais a energia de paredes de domínios é baixa e a energia de acoplamento na interface pode facilmente controlar o perfil da magnetização, já que o campo de interação de troca através da interface pode para ser da ordem do campo de acoplamento intrínseco do ferromagneto.

Mostraremos um estudo sobre a nucleação de paredes de domínios centrada em defeitos na interface entre um filme fino ferromagnético e um substrato antiferromagnético. O modelo consiste de um filme fino ferromagnético uniaxial com a magnetização no plano, sobre um substrato antiferromagnético de duas sub-redes, como visto na Fig.2.1. O eixo de anisotropia do antiferromagneto é paralelo a direção fácil do ferromagneto (eixo z). A borda do degrau, ou a linha do defeito no substrato que expõe as duas sub-redes do antiferromagneto, é ao longo do eixo z e divide o substrato em duas regiões, cada uma contendo, somente, spins de uma dada sub-rede do antiferromagnético. Assumimos um acoplamento uniforme através da interface entre os spins do ferromagneto e os de cada uma das sub-redes do substrato antiferromagnético. Desse temos uma estrutura na qual o campo efetivo de interação de troca através da interface tem uma mudança descontínua de direção na borda do degrau. Em nosso modelo nenhuma acomodação no substrato antiferromagnético é permitida, o qual é considerado congelado no estado antiferromagnético.

Nas próximas seções usando três métodos descreveremos a configuração de equilíbrio da magnetização do ferromagneto: (1) Um método numérico,¹⁶ baseado em uma teoria de campo efetivo autoconsistente; (2) um método variacional; e (3) um método analítico, baseado na teoria de micromagnetismo descrita nos Apêndices A, B e C.

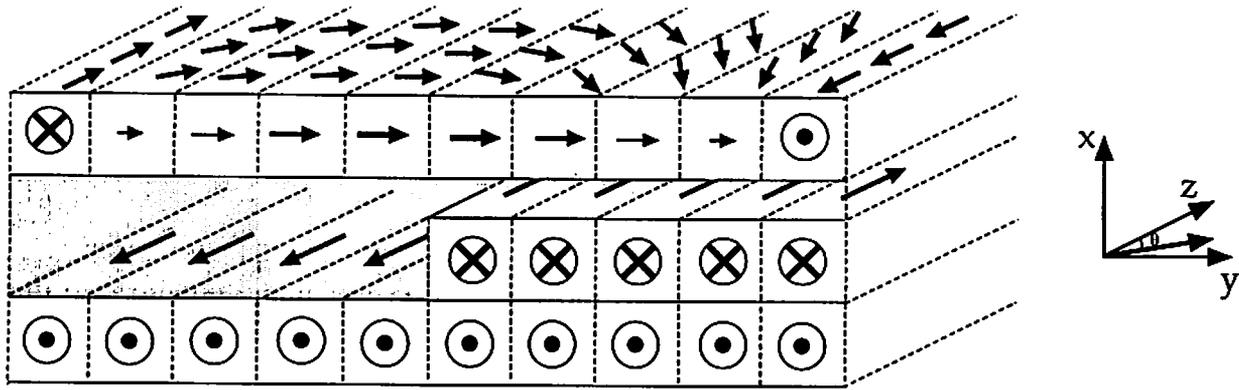


Figura 2.1: Esboço de uma parede de domínio de Néel nucleada no filme ferromagnético pelo defeito de um plano atômico no substrato antiferromagnético

2.2 Método Numérico

O efeito do substrato é representado por uma energia de interação J_{int} , a qual é mínima quando os momentos ferromagnéticos estão em direções opostas aos momentos do substrato antiferromagnético. Enquanto as energias de troca intrínseca e de anisotropia do ferromagneto criam uma barreira para a nucleação da parede de domínio, a variação de um plano atômico (ou um número ímpar de planos atômicos), no plano de interface do antiferromagnético, tende a nuclear uma parede de π no filme ferromagnético. A nucleação da parede de domínio ocorre se a energia de troca através da interface é suficientemente forte para romper a barreira de energia intrínseca.

Nenhuma variação da magnetização ao longo da direção \hat{z} é considerada. Além disso, como apropriado para filmes finos, não consideramos variações da magnetização ao longo do eixo x . Portanto a energia magnética, por unidade de área, é dada por:

$$E = - \sum_n \left\{ J_0 \vec{S}_n \cdot \vec{S}_{n+1} + J_{int} S_{nz} + g\mu_B S_{nz} H + K S_{nz}^2 \right\} , \quad (2.1)$$

onde J_0 e J_{int} são as constantes de energia de troca intrínseca e de interface, respectivamente. K é a constante de anisotropia uniaxial e H é a intensidade de campo aplicado ao longo do eixo z . A mudança da direção dos momentos do substrato é representada por uma mudança no sinal de J_{int} , a qual é dada por:

$$J_{int} = \begin{cases} J & \text{para } n < 0 \\ -J & \text{para } n > 0 \end{cases} \quad (2.2)$$

Esta espécie de interação de troca através da interface leva a uma configuração de parede de domínio como mostrada na Fig.2.1.

A efetividade da interação de troca através da interface para a nucleação de paredes de domínios depende dos valores relativos do tamanho de domínios, L , e da largura da parede de domínio, Δ . Apresentaremos o caso de grandes domínios. Observe que a barreira de energia intrínseca, $4\sqrt{AK}$, onde A é a rigidez do ferromagneto (proporcional a J_0), é independente dos tamanhos dos domínios.¹⁷ Por outro lado, a energia de interação de troca através da interface é uma função decrescente de L . A menos da contribuição da região da parede de domínio, a energia de interação de troca através da interface é da ordem $-2JL$. Portanto, para grandes domínios, o valor limiar de J para a nucleação da parede de domínio é desprezível.

A estrutura magnética é representada por spins, com componentes nas direções \hat{y} e \hat{z} , ao longo de uma cadeia linear. Como apropriado para muitos sistemas de interesse, nenhum efeito de temperatura é considerado, e os spins possuem valor de saturação S . Portanto, para descrever a estrutura magnética, calculamos os ângulos que cada spin faz com o eixo z , $\{\theta_n, n = 1, 2, \dots, N\}$. A configuração de equilíbrio é encontrada quando cada momento magnético ao longo da cadeia está paralelo ao campo efetivo local.¹⁸⁻²⁰ Usamos um algoritmo autoconsistente para encontrar a configuração de equilíbrio. O campo efetivo que age sobre cada spin é obtido a partir do gradiente da energia, com respeito as componentes de spin, isto é,

$$\vec{H}_{ef} = -\frac{1}{g\mu_B} \vec{\nabla}_{\vec{s}_i} E \quad (2.3)$$

Depois de inicializar todas as variáveis de spins $\{\theta_n, n = 1, \dots, N\}$, o campo efetivo é calculado para cada sítio da cadeia. Se obtivermos o paralelismo entre o campo local e os

spins em cada sítio da rede, com uma precisão da ordem de 10^{-7} , esta precisão significa que a diferença entre os valores de entrada e de saída da variável θ é inferior a 10^{-7} , então a condição de equilíbrio é encontrada. Caso contrário, a configuração da cadeia é usada para reinicializar as variáveis de spins.

O processo é repetido até que a condição de equilíbrio seja satisfeita. O número de spins da cadeia, N , é escolhido tal que nenhum efeito artificial seja introduzido no resultado. N é escolhido muito maior que a largura da parede de domínio. Portanto para baixos valores da constante de anisotropia K , são usadas cadeias longas. Em qualquer caso os resultados são checados de modo a não depender de N . Geralmente encontramos que a convergência do cálculo numérico é mais difícil para baixos valores de anisotropia e de interação de troca através da interface. Nesses casos um grande número de iterações é requerido para a obtenção da configuração de equilíbrio. Um cheque final é feito para assegurar que a energia do estado de parede de domínio de π é menor que a energia do estado uniforme.

2.2.1 Perfil da Magnetização

Sem a presença de campos externos, analisamos os efeitos da interação de troca através da interface na estrutura magnética de equilíbrio do filme.

Encontramos que se o tamanho dos domínios é muito maior que o parâmetro que mede a largura da parede de domínio intrínseca do ferromagneto, então uma parede de domínio é estabilizada pelo defeito, mesmo que o valor do acoplamento através da interface seja muito pequeno. Discutiremos então os efeitos da interação de troca através da interface sobre o perfil da parede de domínio. Em todas as figuras mostramos o campo efetivo, o campo externo e o campo de anisotropia, em unidades do campo de troca intrínseco do ferromagneto ($2J_0S/g\mu_B$).

Os valores da intensidade de interação de troca através da interface e da anisotropia do filme ferromagnético são os parâmetros-chave de nossa discussão. O acoplamento através da interface favorece a formação de estreitas paredes de domínios. Na região da parede de domínio os spins estão praticamente perpendiculares ao campo efetivo de interface.

Quando a largura da região da parede de domínio é reduzida, as áreas de domínios do filme ferromagnético, em cada lado da linha do defeito, aumentam. Como os spins nos domínios do filme ferromagnético são alinhados com o campo de interface, a redução na largura da parede de domínio contribui para aumentar o efeito de interface e por consequência estabilizar a parede de domínio.

É conveniente discutir o perfil da parede de domínio com referência ao padrão intrínseco de uma parede de Néel no ferromagneto (veja Apêndice C). Em uma parede livre o ângulo da densidade de magnetização com o eixo fácil é dado por:

$$\tan \frac{\theta}{2} = \exp \left(\frac{y}{\Delta_0} \right) \quad , \quad (2.4)$$

onde $\Delta_0 = \sqrt{\frac{A}{K}}$ controla a largura da parede de domínio. Portanto $\ln \left(\tan \frac{\theta}{2} \right) = \frac{y}{\Delta_0}$. Nossos resultados indicam que o efeito de interação de contato, mesmo para valores relativamente altos do campo efetivo de interface, é modificar a largura da parede de domínio (Δ), contudo o perfil de "parede de domínio livre" é mantido. Encontramos que a largura da parede de domínio é uma função decrescente da intensidade de interação de troca através da interface.

Na Fig.2.2 mostramos $\ln \left(\tan \frac{\theta}{2} \right)$ como função da posição, na região próxima ao centro da parede de domínio para um filme ferromagnético com $H_A/H_E = 0.05$, onde H_A/H_E é o campo de anisotropia uniaxial ($H_A = 2K/M$) em unidades do campo de troca intrínseco ($H_E = 2J_0S/g\mu_B$) do ferromagneto. É facilmente visto que o perfil de magnetização é um tanto similar ao padrão da parede de domínio livre, exceto pela redução da largura da parede de domínio. As inclinações das curvas aumentam quando H_J aumenta. Para valores escolhidos de H_J/H_E ($H_J = J_{int}/M$), isto é, para valores do campo de troca através da interface em unidades do campo de troca intrínseco do ferromagneto, o perfil da magnetização é dado pela Eq.2.4 com a largura da parede de domínio reduzida pelo campo de troca do substrato antiferromagnético através da interface. Nossos resultados indicam que para baixos valores do campo de troca através da interface o perfil da parede de domínio tem praticamente o padrão de parede de domínio intrínseca no filme ferro-

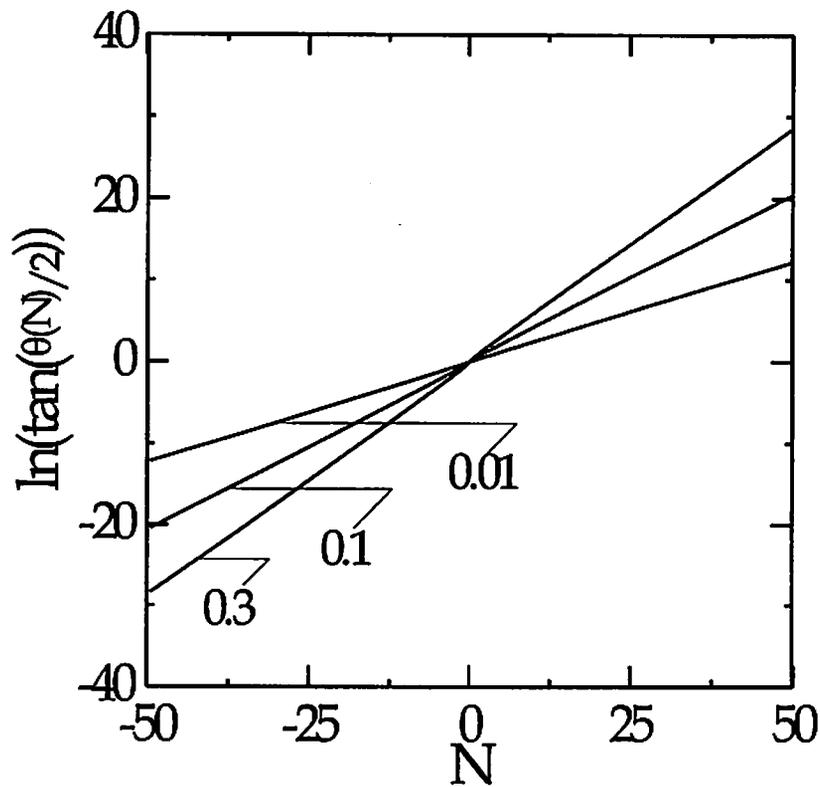


Figura 2.2: $\ln(\tan(\frac{\theta}{2}))$ é mostrado para comparação com o perfil intrínseco da parede de domínio. Somente a região da parede de domínio é mostrada e o número nas curvas indicam os valores de H_J/H_E e o campo de interface está em unidades do campo de acoplamento intrínseco do ferromagneto

magnético, como era esperado. Além do mais, observe que para o campo de interface, $H_J/H_E = 0.3$, muito maior que o campo de anisotropia, o perfil de parede de domínio livre é mantido, com a largura da parede modificada. Encontramos que para altos valores de H_J (resultados não mostrados) o perfil da parede de domínio livre não é válido. Neste limite existem fortes modificações no perfil da magnetização próximo ao centro da parede.

Para examinar o efeito da anisotropia calculamos a largura da parede de domínio como função da interação de troca através da interface, para valores selecionados de H_A/H_E . O efeito do campo de troca através da interface é reduzir a largura da parede de domínio. Contudo, altos valores de campos de anisotropia impõem um limite sobre o efeito de interface já que o custo de energia na redução da largura da parede torna-se maior.

A largura da parede de domínio é dada por $\pi / \left. \frac{d\theta}{dy} \right|_{y=0}$. Para o perfil de uma parede de domínio livre, como na Eq.2.4, a largura da parede de domínio é $\pi\Delta_0$. Obtemos a largura

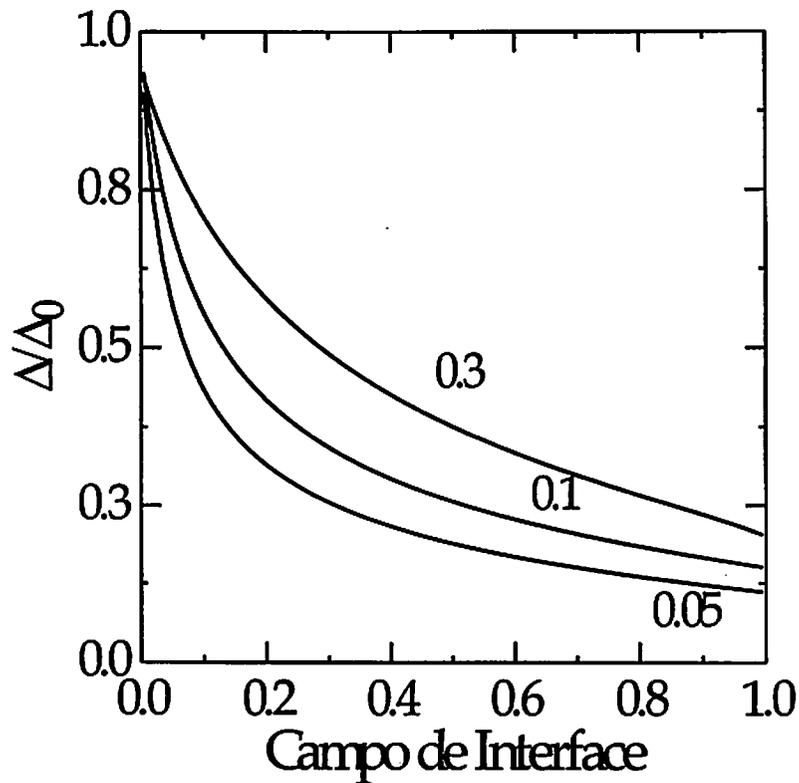


Figura 2.3: A largura da parede de domínio como função da intensidade de interação de troca através da interface. Os números nas curvas indicam o valor de H_J/H_E .

da parede domínio a partir do inverso da diferença entre os ângulos próximos ao centro da parede. Na Fig.2.3 mostramos Δ/Δ_0 onde Δ_0 é obtido do cálculo numérico para um pequeno valor $H_J(10^{-3}H_E)$. Encontramos que a redução da largura da parede de domínio é grande para baixos valores de campos de anisotropia, como era esperado. Para altos valores de H_J existem modificações relevantes no perfil da parede de domínio, comparado com a forma intrínseca da Eq.2.4. Mesmo nestes casos, os resultado são úteis para dar uma "estimativa" da largura da parede de domínio.

Estes resultados indicam que grandes reduções da largura da parede de domínio são esperadas em interfaces de relevante interesse. Na Fig.2.3 vemos que a redução em Δ é grande para pequenos valores de anisotropias. A curva de $H_A/H_E = 0.05$ decresce mais rapidamente com H_J do que as outras. Além do mais para todos os valores escolhidos de anisotropia e $H_J/H_E = 0.3$, a redução na largura da parede de domínio é mais que 50%.

O limite superior de $H_J/H_E = 1.0$ corresponde, ao que se acredita, ao limite superior do acoplamento através da interface. Observe que para $H_A/H_E = 0.05$ a redução máxima na largura da parede de domínio é em torno de 85%. Isto pode ser de interesse para estudar os efeitos de rugosidade na interface em materiais de baixa anisotropia.

Como podemos ver o efeito do campo de interface é, praticamente, reduzir a largura da parede de domínio. Veremos então na seção seguinte o efeito de campos externos aplicados.

2.2.2 Efeitos de Campo

Campo Paralelo ao Eixo de Anisotropia

Na Fig.2.4 mostramos as curvas de magnetização para campos externos aplicados na direção \hat{z} , para diferentes valores de intensidade do campo de interface. Para baixos valores de campos aplicados, a magnetização é proporcional ao campo aplicado. A saturação da magnetização ocorre quando o valor do campo aplicado é igual a intensidade de campo da interface. Neste campo, a parede de domínio se libera da linha de defeito e a magnetização do filme ferromagnético se alinha com o campo aplicado. Na Fig.2.4 mostramos os valores da magnetização em intervalos limitados de campos aplicados. A magnetização é um tanto pequena para baixos campos aplicados e sobe rapidamente para a saturação em valores de campos aplicados próximos ao campo de acoplamento através da interface. Para mostrar as diferenças na magnetização, $M(H)$, para alguns valores de campo de interface (H_J) mostramos somente a fração das curvas calculadas antes da saturação.

Para baixos valores de campos aplicados, $H \ll H_E$, a relação linear da magnetização e do campo é devida ao rígido deslocamento da parede de domínio. O deslocamento do centro da parede da linha de defeito é proporcional a H e nenhuma distorção apreciável é observada com relação ao perfil da magnetização para $H = 0$. Portanto a magnetização aumenta como um resultado do aumento do domínio alinhado ao campo aplicado. Encontramos que para altos valores de H o deslocamento da parede de domínio não é mais proporcional a intensidade de campo aplicado. Também para altos campos ocorrem consideráveis distorções no perfil da magnetização.

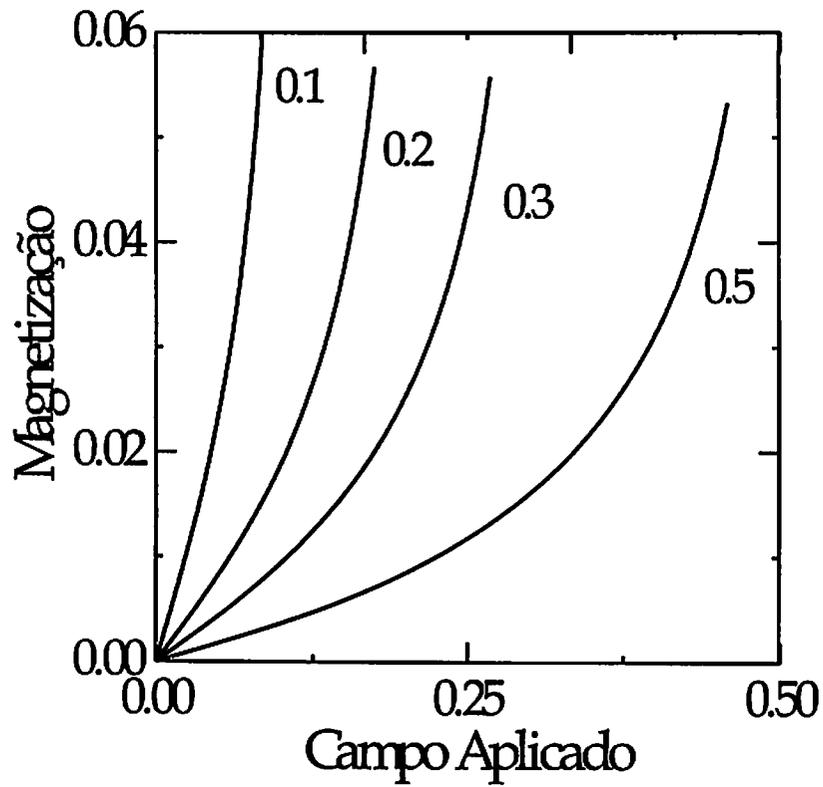


Figura 2.4: Curvas de magnetização para campos aplicados na direção \hat{z} . O campo magnético aplicado é mostrado em unidades do campo de troca intrínseco do ferromagneto (H_E). Os números nas curvas indicam o valor de H_A/H_E .

Temos também calculado a largura da parede de domínio como uma função do campo aplicado a partir do inverso do gradiente do ângulo com o eixo fácil próximo ao centro da parede de domínio. Embora estes resultados não estejam mostrados aqui é instrutivo dizer que a largura da parede de domínio não muda para baixos valores de campos aplicados, confirmando que para baixos valores de H a magnetização é devida ao rígido deslocamento da parede de domínio.

Também podemos notar da Fig.2.4 que para pequenos valores de campos aplicados a susceptibilidade estática é maior se o acoplamento através da interface é fraco. Este é o comportamento esperado já que somente um rígido deslocamento ocorre para pequenos valores de H . Portanto a pressão Zeeman sobre a parede de domínio compete com a pressão imposta pela energia de interface. Nenhuma energia de troca intrínseca ou energia de anisotropia é envolvida no deslocamento rígido da parede de domínio. Em vez disso, a posição de equilíbrio do centro da parede de domínio, para um dado valor de campo aplicado, é determinada pela competição entre a energia de troca através da interface e a energia Zeeman.

Na Fig.2.5 mostramos o perfil da magnetização $\theta(y)$ para valores fixos de $H_J/H_E = 0.005$ e $H_A/H_E = 0.05$ e para os valores escolhidos $H = 0$, $H/H_J = 0.6$ e $H/H_J = 0.9$. Seleccionamos a região em torno do centro da parede de domínio, assim uma clara comparação entre os 3 perfis poderá ser feita. A posição está em escala da largura da parede de domínio, e a região mostrada corresponde a largura de duas paredes de domínio. Para o valor escolhido de H_J/H_E a largura da parede de domínio é praticamente igual ao valor intrínseco ($\Delta/\Delta_0 \cong 1$). É facilmente visto que a parede de domínio é deslocada sob a ação do campo externo. O valor máximo escolhido para o campo aplicado ($H/H_J = 0.9$) é muito próximo do valor de saturação, mesmo assim não existem modificações consideráveis no perfil da parede de domínio. A curva para $H/H_J = 0.6$ é claramente rigidamente deslocada da curva de $H = 0$. Também observe que aumentando o campo em 50%, de $H/H_J = 0.6$ para $H/H_J = 0.9$ o deslocamento da parede, praticamente, dobra. A dependência linear do deslocamento da parede de domínio sobre o campo aplicado é válida somente para baixos valores de H . Contudo, para os parâmetros escolhidos na

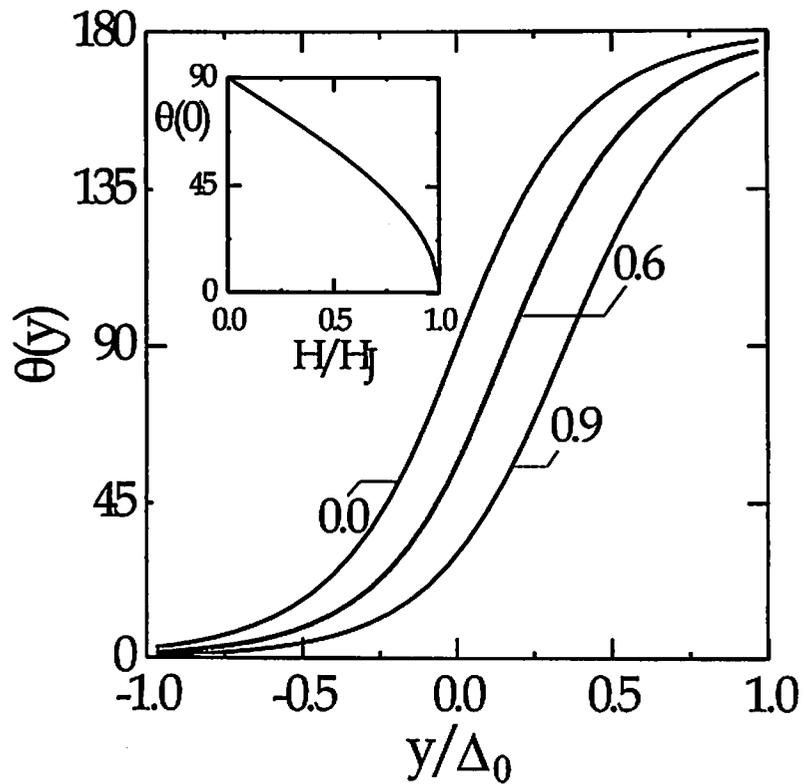


Figura 2.5: Perfis da magnetização mostrando o rígido deslocamento da parede de domínio, para $H_A/H_E = 0.05$ e $H_A/H_J = 0.005$. A posição é mostrada em unidades da largura da parede de domínio e os números nas curvas correspondem aos valores de campos aplicados. No gráfico inserido mostramos o valor do ângulo no defeito ($y = 0$) como uma função da intensidade do campo aplicado. Nesta figura o campo aplicado está em unidades do campo de acoplamento através da interface

Fig.2.5, o rígido deslocamento da parede pode ser visto mais facilmente.

No gráfico inserido na Fig.2.5 mostramos os valores do ângulo θ na discontinuidade da interação de troca através da interface. Para $H = 0$ a parede de domínio é centrada sobre a linha do defeito ($y = 0$), assim $\theta(0) = \frac{\pi}{2}$. O campo externo aplicado desloca a parede de domínio para a direita, favorecendo o crescimento do domínio $\theta = 0$. Logo o valor de $\theta(0)$ diminui quando H aumenta. Da Fig.2.5 é facilmente visto que $\theta(0)$ decresce linearmente com o campo aplicado, para pequenos valores de H . A dependência linear de $\theta(0)$ em H pode ser entendida por um simples argumento. Assumindo um rígido deslocamento da parede de domínio, induzido por campo aplicado, temos que

$$\tan \frac{\theta}{2} = \exp \left(\frac{y - q_H}{\Delta} \right) . \quad (2.5)$$

Assim se o deslocamento da parede de domínio (q_H) é proporcional a H ($q_H = \eta H$) então em $y = 0$ temos

$$\tan \frac{\theta}{2} = \exp \left(\frac{-\eta H}{\Delta} \right) . \quad (2.6)$$

Expandindo o lado direito para pequenos valores de $q_H/\Delta = \frac{-\eta H}{\Delta}$ encontramos

$$\theta(0) = \frac{\pi}{2} - \frac{\eta}{\Delta} H , \quad (2.7)$$

como é visto no gráfico inserido na Fig.2.5.

Campo Perpendicular ao Eixo de Anisotropia

Se o campo externo é aplicado perpendicular ao eixo z , eixo fácil, o processo de magnetização envolve diferentes estágios. Neste caso o campo externo aplicado (H) é paralelo a magnetização no centro da parede e perpendicular a magnetização dos domínios. O efeito mais importante de campo, se H é de baixa intensidade, é girar a magnetização dos domínios em direção ao campo aplicado. Como a região de domínios é muito maior do que a região de parede de domínio a estrutura magnética é estabelecida pelo mínimo de energia nos domínios. Assim podemos calcular analiticamente a orientação da magnetização nos domínios e também a magnetização total. A densidade de energia no domínio esquerdo é dada por:

$$\epsilon_D = -K \cos^2 \theta - J \cos \theta - MH \sin \theta , \quad (2.8)$$

onde θ é o ângulo com o eixo z e H é a intensidade de campo aplicado. Para pequenos valores de H a magnetização nos domínios é praticamente alinhada com o eixo fácil ($\theta \cong 0$), e a variação do paralelismo com o campo de troca através da interface é proporcional

ao valor do campo aplicado. Neste limite, minimizando a densidade de energia, dada pela Eq.2.8, com respeito a θ temos

$$\theta = \frac{H}{H_A + H_J} \quad , \quad (2.9)$$

onde H_A e H_J são os campos de anisotropia e o campo efetivo de interação de troca através da interface. No domínio do lado direito encontramos que a magnetização também se inclina na direção do campo aplicado e o ângulo com o eixo z é $\pi - \theta$. Para fortes campos aplicados existem modificações induzidas na estrutura da parede de domínio e o argumento deixa de ser válido.

A magnetização por unidade de área da parede de domínio ao longo da direção do campo aplicado é dada por

$$m_y = \int_{\text{domínios}} M_y dy + \int_{\text{parede}} M_y dy \quad . \quad (2.10)$$

A integral sobre cada domínio é da ordem da largura dos domínios (L) e a integral sobre a parede de domínio é da ordem de Δ . Portanto no limite de $L \gg \Delta$ a magnetização é devido a orientação progressiva dos domínios na direção do campo aplicado. Em unidades reduzidas, $m = \frac{m_y}{2LM_S}$, onde M_S é a magnetização de saturação, temos que

$$m = \frac{1}{L} \int_{-L}^0 \sin \theta dy = \frac{H}{H_A + H_J} \quad . \quad (2.11)$$

Para obter a Eq.2.9 usamos o limite de baixos campos aplicados, quando θ é um ângulo pequeno. Observe que da susceptibilidade estática, em pequenos valores de campos aplicados, podemos obter o campo de interação de troca através da interface.

Na Fig.2.6 traçamos a componente y da magnetização calculada numericamente para o campo aplicado na direção \hat{y} e $H_A/H_E = H_J/H_E = 0.1$. No gráfico inserido na Fig.2.6 mostramos os valores calculados para os ângulos dos domínios, como função da intensidade de campo aplicado. As curvas tracejadas são os valores da componente y da magnetização

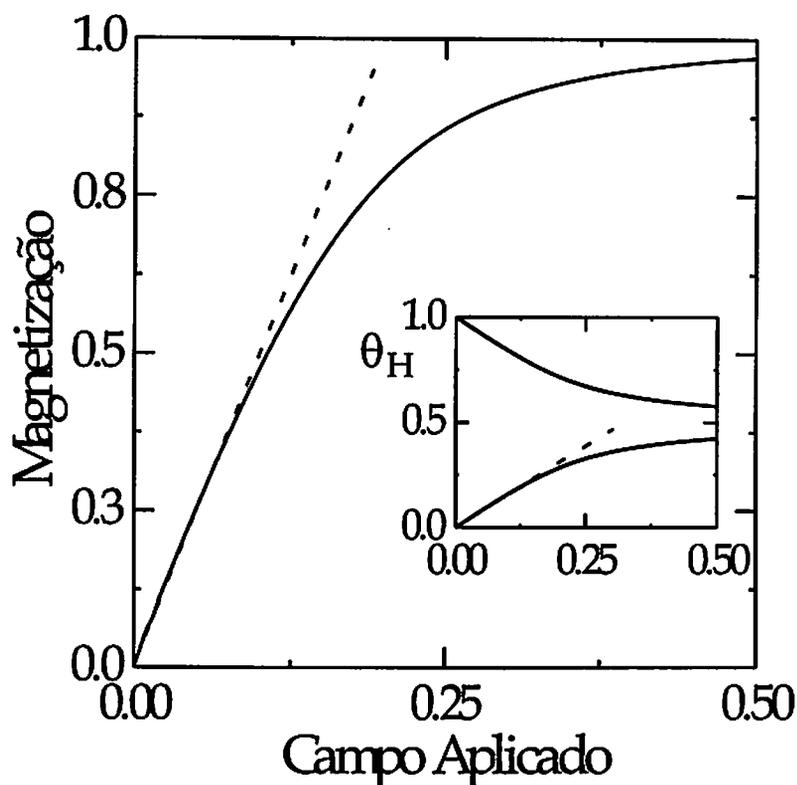


Figura 2.6: Magnetização em unidades reduzidas para campos aplicados perpendicular ao eixo fácil para $\frac{H_A}{H_E} = 0.1$ e $\frac{H_I}{H_E} = 0.1$. O campo aplicado é mostrado em unidades do campo de acoplamento intrínseco. No gráfico inserido mostramos os ângulos, em radianos, da magnetização nos domínios com o eixo fácil. As linhas contínuas mostram os resultados numéricos e as linhas tracejadas mostram os resultados analíticos das Eqs.2.11 e 2.9.

como dada pela Eq.2.11, e o ângulo da magnetização, nos domínios, com o eixo fácil, como dado pela Eq.2.9. É facilmente visto que a inclinação de ambas as curvas concordam com os resultados numéricos para pequenos valores de H/H_E . Além do mais, é claro que a saturação da magnetização ocorre para um valor de campo aplicado muito maior que o campo de acoplamento através da interface. É instrutivo comparar a Fig.2.6 com o caso em que o campo é aplicado paralelo ao eixo fácil (veja Fig.2.4).

Na seção seguinte veremos que se a intensidade da interação de troca através da interface é fraca, podemos obter a configuração de equilíbrio do sistema usando o método variacional. Usamos como função tentativa o perfil da magnetização de uma parede de domínio livre.

Em geral, a temperatura de Curie de materiais ferromagnéticos é muito superior a temperatura de Néel de antiferromagnetos. Sendo assim, em amostras de filmes ferromagnéticos sobre substratos antiferromagnéticos, deve-se tomar cuidado com os efeitos de temperatura. Por exemplo, para o FeF_2 a temperatura de Néel é $T_N = 78\text{K}^{21}$ enquanto que a temperatura de Curie do Fe é $T_C = 1043\text{K}^{22}$. Conseqüentemente se uma amostra de Fe/ FeF_2 está exposta a temperaturas próximas a temperatura Néel do antiferromagneto, a ordem magnética do antiferromagneto é grandemente reduzida. Então como a intensidade de interação de troca através da interface é proporcional a magnetização líquida no plano de interface do antiferromagneto, a configuração de fraco acoplamento através da interface é uma situação interesse real.

2.3 Método Variacional

Como foi visto na seção 2.2 o perfil da magnetização da parede de domínio nucleada no filme ferromagnético, pela existência de defeitos na interface, mesmo sob o efeito do campo de troca através da interface, relativamente, forte, obedece o perfil de uma parede de domínio livre.

2.3.1 Perfil da Magnetização

Podemos, portanto, dizer que o perfil da magnetização do filme ferromagnético crescido sobre um substrato antiferromagnético, sob efeito de um fraco campo de interface (Ver geometria do defeito na Fig.2.1), é dado por:

$$\tan \frac{\theta}{2} = \exp \left(\frac{y}{\Delta} \right) , \quad (2.12)$$

onde Δ (a largura da parede de domínio) é um parâmetro variacional, o qual deverá ser uma função da intensidade do campo de troca através da interface (J). Da teoria de micromagnetismo a densidade de energia do sistema, comparada com a energia do estado uniforme, é

$$\delta E = \int_{-L}^L \left[A\theta_y^2 + K \sin^2 \theta + J_{int}(\cos \theta - 1) \right] dy \quad , \quad (2.13)$$

onde A e K são as constantes de troca intrínseca, e de anisotropia uniaxial do ferromagneto, respectivamente. J_{int} é a interação de troca através da interface, conforme definido na Eq.2.2 e L é o tamanho dos domínios. Usando o perfil dado pela Eq.2.12 obtemos: é dada por:

$$\delta E = 2 \left(\frac{A}{\Delta} + K\Delta \right) - 2J\Delta \ln \left(\cosh \frac{L}{\Delta} \right) \quad . \quad (2.14)$$

onde o primeiro e o segundo termo da Eq.2.14 correspondem a interação de troca intrínseca e anisotropia, respectivamente. O terceiro termo corresponde a energia de troca através da interface.

Para obter a intensidade da interação de troca mínima (J_{lim}), através da interface, que nucleia uma parede de domínio no filme ferromagnético sob um substrato antiferromagnético, consideramos que neste limiar a largura da parede é aproximadamente Δ_0 . Sendo assim o valor limiar do J_{int} é dado por

$$J_{lim} = \frac{2K}{\ln \left(\cosh \frac{L}{\Delta_0} \right)} \quad . \quad (2.15)$$

que corresponde a $\delta E = 0$. Na Fig.2.7 a intensidade da interação de troca limiar que nucleia uma parede de domínio está em unidades do campo de anisotropia uniaxial do ferromagneto e a largura dos domínios está em unidades da largura da parede de domínio intrínseca. Como pode ser visto da Fig.2.7 se a largura dos domínios é grande, o campo de troca através da interface que nucleia a parede é muito pequeno. Caso contrário, o J_{lim} é comparável a K .

Assumindo que o tamanho dos domínios é muito maior do que a largura da parede de domínio intrínseca do ferromagneto ($L \gg \Delta_0$) e minimizando a energia na Eq.2.14 com relação ao parâmetro Δ , podemos obter a largura da parede de domínio. Δ é dada por

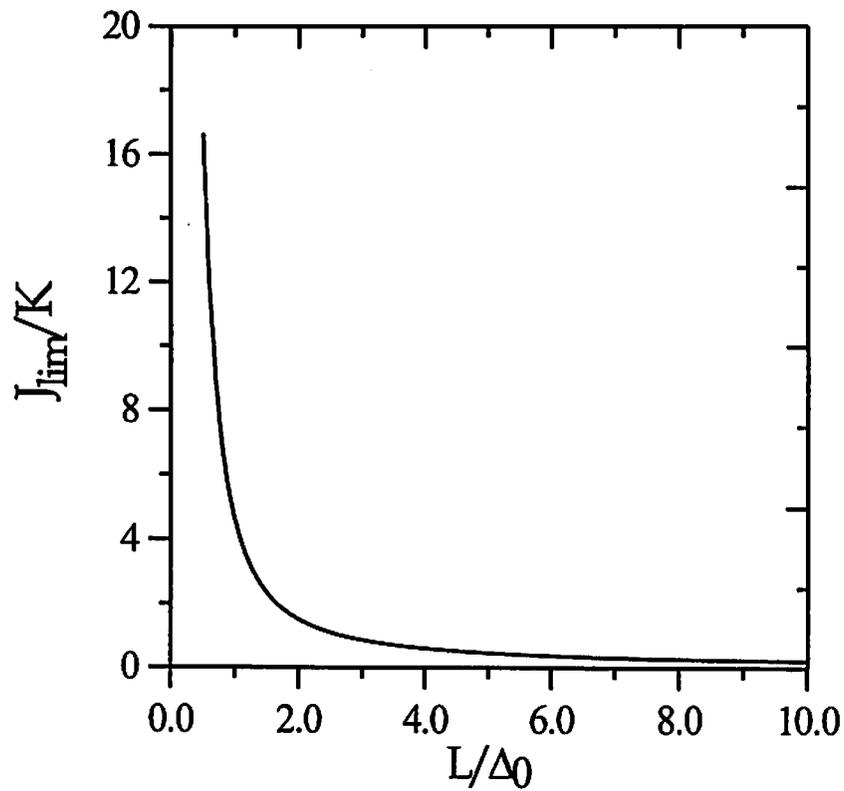


Figura 2.7: O campo de interface limiar, em unidades do campo de anisotropia, que nucleia uma parede de domínio, como função dos tamanhos dos domínios, em unidades da largura da parede de domínio intrínseca.

$$\Delta = \frac{\Delta_0}{\sqrt{1 + \frac{J}{K} \ln 2}} \quad (2.16)$$

A Fig.2.8 mostra como a largura da parede de domínio varia com a intensidade da interação de troca através da interface. Podemos ver claramente que em defeitos, com a geometria explorada aqui, a energia de troca através da interface tem como ingrediente básico promover a redução da largura da parede de domínio no filme ferromagnético. Observe na Fig.2.8 que J_{int} e K são da mesma ordem. Assim para um campo de troca através interface igual ao campo de anisotropia, a redução na largura da parede de domínio é aproximadamente de 33% e para $H_J/H_A = 2.0$ a redução é de 35%.

Portanto a magnetização do filme ferromagnético crescido sobre um substrato cujo plano de interface do antiferromagneto apresenta uma discontinuidade na magnetização, sujeito a um fraco campo de troca através da interface tem o perfil, praticamente, de uma parede de domínio livre onde a largura da parede é reduzida pelo efeito do campo de troca através da interface.

Comparando as Figs.2.3 e 2.8 podemos observar a concordância, qualitativa, entre os resultados numéricos e variacionais. Observe que na Fig.2.3 o campo de troca através da interface está em unidades do campo de troca intrínseco do ferromagneto enquanto que na Fig.2.8 o campo de interface está em unidades do campo de anisotropia.

Um resultado que também pode ser obtido variacionalmente é o efeito de campo aplicado. Como estamos no limite de baixos campos de interface e por consequência baixos campos aplicados, o efeito do campo é, praticamente, deslocar a parede de domínio quase rigidamente. Enquanto que o campo de troca através da interface age, essencialmente, na redução da largura da parede de domínio o efeito do campo é deslocar a parede de domínio.

2.3.2 Efeitos de Campo

Mantemos o limite em que a intensidade de interação de troca através da interface é fraca e analisamos o efeito de um fraco campo externo aplicado paralelo e perpendicular ao eixo

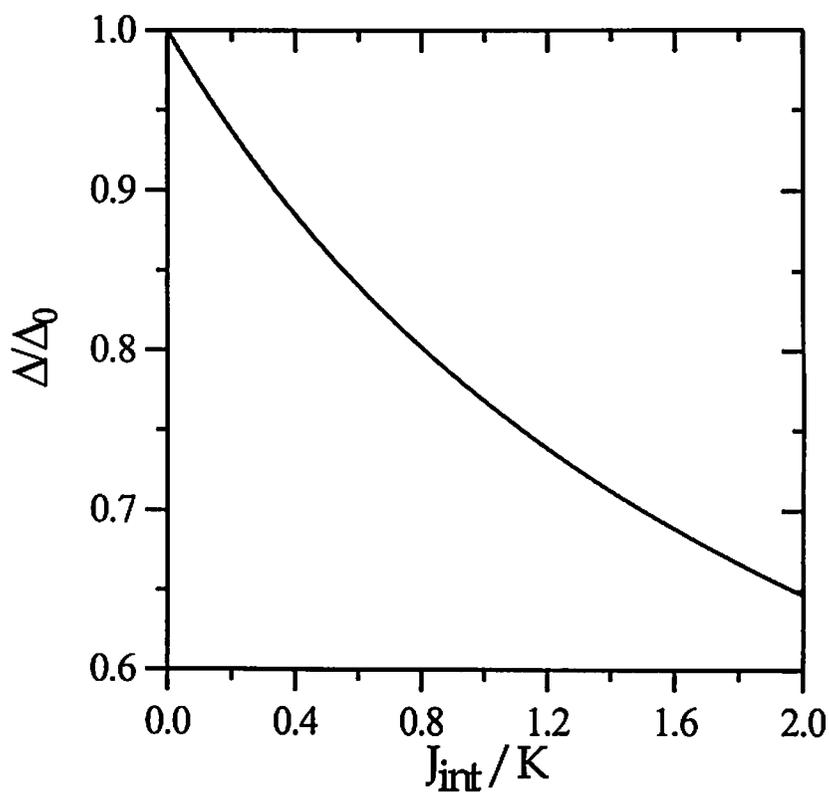


Figura 2.8: A variação da largura da parede de domínio, em unidades da largura da parede intrínseca do ferromagneto, com o campo de interação de troca através da interface, em unidades do campo de anisotropia uniaxial do ferromagneto.

de anisotropia do ferromagneto.

Campo Paralelo ao Eixo de Anisotropia

Para campos aplicados paralelos ao eixo de anisotropia do filme ferromagnético o efeito é, praticamente, o deslocamento da parede de domínio. Neste caso, a função tentativa tem a forma de uma parede livre deslocada de $y = 0$. A qual é dada por

$$\tan \frac{\theta}{2} = \exp \left(\frac{y - q}{\Delta} \right) , \quad (2.17)$$

onde q , o deslocamento da parede de domínio por efeito de campo, é o nosso parâmetro variacional.

É adicionado a energia do sistema comparada com o estado uniforme, além da interação de troca intrínseca, anisotropia e interação de troca através da interface, um termo correspondente a energia Zeeman devido ao campo aplicado. Portanto, a densidade de energia por unidade de área da parede de domínio é dada por:

$$\delta E = \int_{-L}^L \left[A\theta_y^2 + K \sin^2 \theta - (HM + J_{int}) (\cos \theta - 1) \right] dy , \quad (2.18)$$

onde J_{int} é definido por

$$J_{int} = \begin{cases} J & \text{para } y < 0 \\ -J & \text{para } y > 0 \end{cases} . \quad (2.19)$$

Usando o perfil dado pela Eq.2.17 e integrando a Eq.2.18, obtemos que a energia medida com relação ao estado uniforme é dada por

$$\begin{aligned} \delta E = & 2 \left(\frac{A}{\Delta} + K\Delta \right) + 2HML - 2J\Delta \ln(\cosh \frac{q}{\Delta}) + (HM + J) \Delta \ln \left(\cosh \frac{q + L}{\Delta} \right) \\ & + (HM - J) \Delta \ln \left(\cosh \frac{q - L}{\Delta} \right) , \end{aligned} \quad (2.20)$$

Minimizando a energia com relação ao nosso parâmetro variacional q e considerando $L \gg q$ e $L \gg \Delta$, encontramos que

$$q = \Delta \tanh^{-1} \left(\frac{HM}{J} \right) . \quad (2.21)$$

Na Fig.2.9 o deslocamento da parede está em unidades da largura da parede de domínio e o campo aplicado está em unidades da intensidade do campo de interação de troca através da interface. O crescimento linear do deslocamento da parede de domínio para baixos valores de campos aplicados na Fig.2.9 mostra o rígido deslocamento da parede de domínio, ou o aumento do domínio alinhado ao campo aplicado, sem que haja distorções no perfil angular da magnetização, como foi visto numericamente. É instrutivo uma comparação entre as Figs.2.9 e 2.4. Quando o campo aplicado se iguala ao campo de interface a parede se libera do ponto de nucleação.

Campo Perpendicular ao Eixo de Anisotropia

O efeito de campos aplicados perpendiculares ao eixo de anisotropia do filme ferromagnético, sobre a parede de domínio, é praticamente, sobre a magnetização nos domínios. Portanto, neste caso, o parâmetro variacional é o ângulo nos domínios (Veja Fig.2.10).

O perfil angular da magnetização de parede de domínio livre, com a direção \hat{y} , sob o efeito de um campo aplicado perpendicular ao eixo de anisotropia é dado por²³

$$\tan \frac{\phi}{2} = \tan \frac{\phi_0}{2} \tanh \left(\frac{y}{2\Delta^*} \right) , \quad (2.22)$$

onde $\Delta^* = \frac{\Delta}{\sin \phi_0}$ e ϕ_0 é o ângulo nos domínios com a direção (\hat{y}), é o parâmetro variacional.

Assim no limite de fraco acoplamento de troca através da interface podemos usar como função tentativa o perfil angular da parede de domínio livre. Onde o parâmetro variacional, ϕ_0 , é modificado pelo campo de troca através da interface.

A densidade de energia com relação ao estado uniforme é dada por

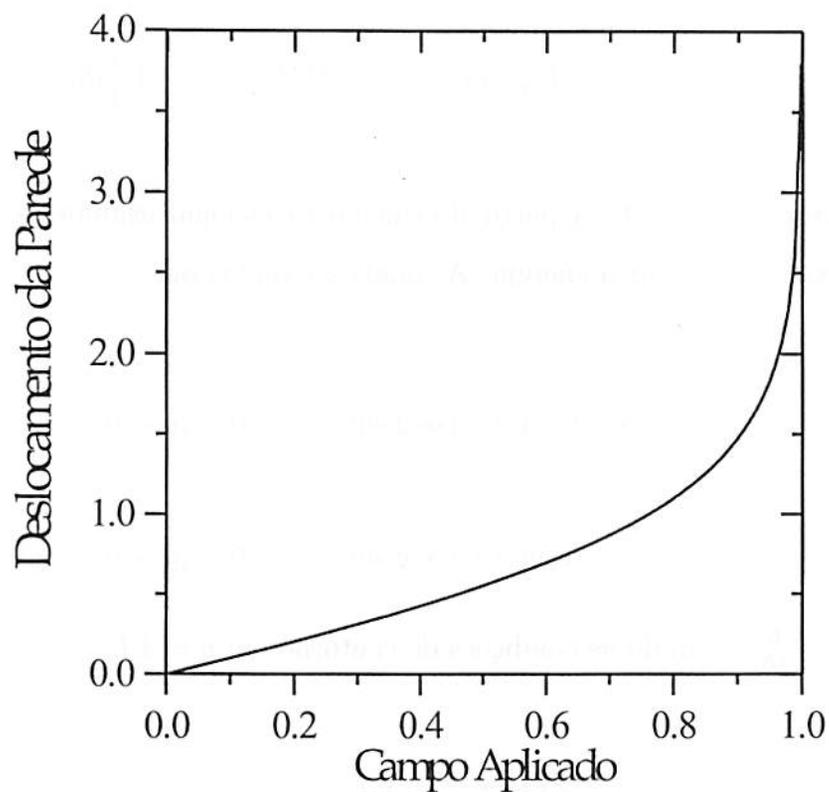


Figura 2.9: O deslocamento da parede de domínio em unidades da largura da parede de domínio como função do campo aplicado em unidades da intensidade do campo de interface.

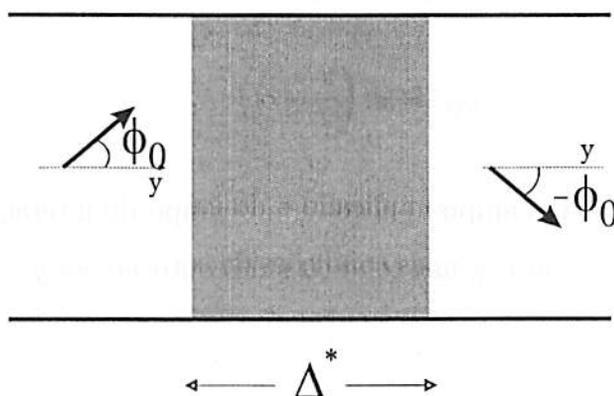


Figura 2.10: Vista esquemática do perfil angular da magnetização no plano yz , sob efeito de um campo aplicado na direção y . $\pm\phi_0$ é o ângulo da magnetização, nos domínios, com a direção do campo. A área sombreada corresponde a parede de domínio.

$$\delta E = \int_{-L}^L \left[A\phi_y^2 + K \cos^2 \phi - J_{int} (\sin \phi - 1) - HM (\cos \phi - 1) \right] dy \quad , \quad (2.23)$$

onde J_{int} é definido na Eq.2.19. A partir do cálculo variacional usamos as equações de Euler-Lagrange para minimizar a energia. As quais são dadas por

$$\phi_{yy} + j \cos \phi - h \sin \phi + \cos \phi \sin \phi = 0 \quad , y < 0$$

$$\phi_{yy} - j \cos \phi - h \sin \phi + \cos \phi \sin \phi = 0 \quad , y > 0$$

onde $j = \frac{J}{2K}$ e $h = \frac{H}{2K}$. Usando as condições de contorno em $y = \pm L$

$$\phi(\mp L) = \pm \phi_0 \quad ;$$

$$\theta_{yy}|_{y=\pm L} = 0 \quad .$$

No limite em que $h \ll j$, assumimos que o ângulo nos domínios é dado por

$$\phi_0 \cong \pm \left(\frac{\pi}{2} - \alpha \right) \quad , \quad (2.24)$$

onde $\alpha \ll 1$ é uma função do campo aplicado e do campo de interação de troca através da interface. Então substituindo ϕ_0 nas condições de contorno em $y = L$ (Eq.2.24), temos que se $h \ll j$,

$$\alpha = \frac{h}{1+j} \quad (2.25)$$

ou

$$\phi_0 = \frac{\pi}{2} - \frac{h}{1+j} \quad . \quad (2.26)$$

Uma outra maneira de se obter o ângulo nos domínios (ϕ_0), é calcular a energia do sistema e minimizá-la com relação ao parâmetro variacional. Integrando a Eq.2.23 usando o perfil angular dado pela Eq.2.22 obtemos que a energia comparada ao estado uniforme é dada por

$$\begin{aligned} \delta E = & 2\frac{A}{\Delta} (\sin \phi_0 - \phi_0 \cos \phi_0) + 2K\Delta \left(\sin \phi_0 + \phi_0 \cos \phi_0 + \frac{L}{\Delta} \cos^2 \phi_0 \right) \\ & - 2HM\Delta \left(\phi_0 + \frac{L}{\Delta} \cos \phi_0 \right) - 2J\Delta \left[\ln \left(1 + \tan^2 \frac{\phi_0}{2} \right) \right. \\ & \left. + 2 \ln \left(\cosh \left(\frac{L}{2\Delta} \sin \phi_0 \right) \right) \right] \quad . \quad (2.27) \end{aligned}$$

Minimizando a energia com relação a ϕ_0 , no limite de $L \gg \Delta$, temos que

$$H \sin \phi_0 - H_A \sin \phi_0 \cos \phi_0 - H_J \cos \phi_0 = 0 \quad . \quad (2.28)$$

Assim, para obtermos ϕ_0 temos que resolver numericamente a Eq.2.28. No limite em que $HM \ll J$, obtemos o resultado anterior ($\phi_0 = \frac{\pi}{2} - \frac{HM}{2K+J}$). Na Fig.2.11 mostramos como o ângulo dos domínios varia com o campo aplicado perpendicular ao eixo de anisotropia. As curvas contínuas são para o ângulo dos domínios calculados a partir da Eq.2.28 e as linhas tracejadas representam $\phi_0 = \frac{\pi}{2} - \frac{HM}{2K+J}$. Os campos estão em kG . O campo de anisotropia (H_A) é considerado da ordem de $0.55kG$. Os números ao lado das curvas representam os diferentes valores das intensidades do campo de troca através da interface (H_J). Observe que quanto maior for o campo de troca, menos susceptível, ao campo aplicado, será a orientação magnetização nos domínios. Note que a saturação da magnetização dos domínios, na direção do campo aplicado, só ocorrerá em altos campos aplicados. Como podemos ver, nas curvas tracejadas, o cálculo de ϕ_0 feito a partir da minimização da energia nos domínios é válido no limite de baixos campos aplicados.

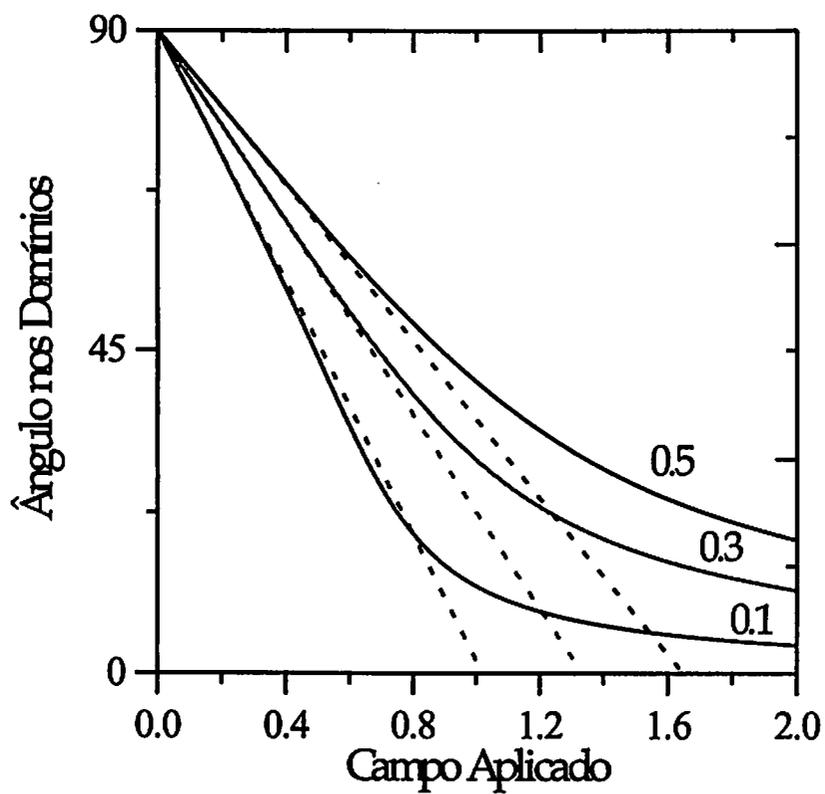


Figura 2.11: A variação angular nos domínios sob a ação de um campo aplicado perpendicular ao eixo de anisotropia.

Observe que a concordância entre os resultados obtidos variacionalmente e numericamente já foram exibidos na Fig.2.6

A partir da comparação entre as Figs.2.11 e 2.6, podemos concluir, novamente, que o método variacional é realmente satisfatório, nos limites considerados aqui. Contudo, podem existir situações de interesse, onde a intensidade do campo de troca através da interface é forte. E neste caso para comparar com os resultados numéricos faremos um estudo analítico, do sistema, mais elaborado.

2.4 Método Analítico

Consideraremos a possibilidade de formação de paredes de domínios, no filme ferromagnético, fixas na borda de um degrau atômico o qual expõe a magnetização do antiferromagnético, no plano de interface, a uma discontinuidade.

A geometria usada é descrita na Fig.2.1. As magnetizações do filme ferromagnético e do substrato antiferromagnético estão no plano yz . A orientação da magnetização do substrato antiferromagnético é assumida congelada no eixo de anisotropia e varia espacialmente de acordo com a Fig.2.1. Quanto à magnetização do filme ferromagnético, deverá se adaptar ao campo de troca de contato imposto pela ordem magnética, no plano de interface, do substrato antiferromagnético.

2.4.1 Perfil da Magnetização

A magnetização do filme ferromagnético é assumida não variar nas direções \hat{x} e \hat{z} . Além disso, está sujeita a um campo externo aplicado no eixo de anisotropia (direção \hat{z}) e a um campo troca de contato através da interface, devido a ordem magnética do substrato. Assim, a orientação da magnetização do filme ferromagnético é governada pelas energias Zeeman, devido a presença do campo aplicado, de troca intrínseca, de anisotropia e a energia de interação de troca através da interface. Então a energia magnética que descreve o perfil da magnetização do filme ferromagnético é dada por

$$E = \int_{-L}^L \left[A\theta_y^2 + K \sin^2 \theta - (HM + J_{int}) \cos \theta \right] dy \quad , \quad (2.29)$$

onde J_{int} é definido na Eq.2.19 e θ é o ângulo que a magnetização do filme ferromagnético faz com o eixo fácil. Assumimos que o filme ferromagnético é fino, e que portanto a energia demagnetizante favorece a formação de parede de domínios de Néel, em vez de paredes de domínio de Bloch. Contribuições magnetostática são incluídas na constante de anisotropia.

Assumimos que a magnetização do filme ferromagnético, distante do ponto de discontinuidade, no plano de interface, da magnetização do substrato, tem a orientação determinada pelo campo de interação de troca através da interface. Em outras palavras, a magnetização do filme ferromagnético aponta na direção \hat{z} em $y = -L$ e $-\hat{z}$ em $y = L$.

Definimos o perfil angular da magnetização do filme ferromagnético, através da variável θ . A partir das equações de Euler-Lagrange que minimizam a energia e usando as condições de contorno em $y = \pm L$, podemos encontrar o perfil da magnetização. Fazendo uma mudança de variável $y' = y/\Delta_0$. As equações de Euler-Lagrange são dadas por

$$-\theta_{y'y'} + (h + j_{int}) \sin \theta + \sin \theta \cos \theta = 0 \quad , \quad (2.30)$$

onde $\theta_{y'y'} = \frac{d^2\theta}{dy'^2}$ e $h = HM/2K$ e $j_{int} = \pm J/2K$ (sendo o sinal positivo na Eq.2.30 para o domínio de $y' < 0$ e o sinal negativo para o domínio de $y' > 0$). Resolvendo a equação diferencial (2.30)

$$\frac{d}{dy'} \left[\theta_{y'}^2 + 2(h + j_{int}) \cos \theta + \cos^2 \theta \right] = 0 \quad (2.31)$$

onde $\theta_{y'} = \frac{d\theta}{dy'}$. Integrando a Eq.2.31, temos que

$$\theta_{y'}^2 + 2(h + j_{int}) \cos \theta + \cos^2 \theta = C_{\pm} \quad , \quad (2.32)$$

onde as constantes C_{\pm} são obtidas a partir das condições de contorno em $y' = \pm L'$ ($L' = L/\Delta_0$, onde Δ_0 é o parâmetro que mede a largura da parede de domínio intrínseca do ferromagneto). As condições são dadas por

$$\theta(-L') = 0 \quad (2.33)$$

$$\theta(L') = \pi \quad (2.34)$$

$$\theta_{y'}|_{y'=\pm L'} = 0 \quad (2.35)$$

Portanto, obtemos que

$$\begin{cases} C_- = 1 + 2(h + j) & , \quad y' < 0 \\ C_+ = 1 - 2(h - j) & , \quad y' > 0 \end{cases} \quad (2.36)$$

e substituindo 2.36 em 2.32, obtemos

$$\begin{cases} \tan \frac{\theta_-}{2} = \alpha_- \operatorname{cosech} \left(\beta_- - \frac{y'}{\Delta_-} \right) & , \quad y' < 0 \\ \tan \frac{\theta_+}{2} = \alpha_+ \sinh \left(\beta_+ + \frac{y'}{\Delta_+} \right) & , \quad y' > 0 \end{cases} \quad (2.37)$$

onde

$$\left. \begin{aligned} \alpha_- &= \sqrt{\frac{1+j+h}{j+h}} \\ \Delta_- &= \frac{\Delta_0}{\sqrt{1+j+h}} \\ \beta_- &= \ln \left[\alpha_- \cot \frac{\theta_0}{2} + \sqrt{1 + \alpha_-^2 \cot^2 \frac{\theta_0}{2}} \right] \end{aligned} \right\} , \quad y' < 0 \quad (2.38)$$

e

$$\left. \begin{aligned} \alpha_+ &= \sqrt{\frac{j-h}{1+j-h}} \\ \Delta_+ &= \frac{\Delta_0}{\sqrt{1+j-h}} \\ \beta_+ &= \ln \left[\frac{\tan \frac{\theta_0}{2}}{\alpha_+} + \sqrt{1 + \frac{\tan^2 \frac{\theta_0}{2}}{\alpha_+^2}} \right] \end{aligned} \right\} , \quad y' > 0 , \quad (2.39)$$

onde a variável $\theta_0 = \theta(y' = 0)$ pode ser obtida a partir da energia. Substituindo a Eq.2.32 na Eq.2.29, temos que a densidade de energia, em unidades de \sqrt{AK} , comparada com o estado uniforme é dada por

$$\begin{aligned} \frac{E}{\sqrt{AK}} &= \int_{-L'}^0 [4(h+j)(1-\cos\theta) + 2(1-\cos^2\theta)] dy' \\ &+ \int_0^{L'} [-4(h-j)(1+\cos\theta) + 2(1-\cos^2\theta)] dy' + 4(h-j) \frac{L}{\Delta_0} \quad , (2.40) \end{aligned}$$

mas, da Eq.2.32 temos

$$dy' = \frac{d\theta}{\sqrt{2(h+j)(1-\cos\theta) + 1 - \cos^2\theta}} , \quad y' < 0 \quad (2.41)$$

$$dy' = \frac{d\theta}{\sqrt{-2(h-j)(1-\cos\theta) + 1 - \cos^2\theta}} , \quad y' > 0 .$$

Substituindo 2.41 em 2.41, temos que

$$\begin{aligned} \frac{E}{4\sqrt{AK}} &= \int_0^{\theta_0} \sin \frac{\theta}{2} \sqrt{j+h + \cos^2 \frac{\theta}{2}} d\theta + \\ &\int_{\theta_0}^{\pi} \cos \frac{\theta}{2} \sqrt{j-h + \sin^2 \frac{\theta}{2}} d\theta + (h-j) \frac{L}{\Delta_0} , \end{aligned} \quad (2.42)$$

onde θ_0 é o ângulo da magnetização com o eixo de anisotropia em $y = 0$.

Temos que

$$\varepsilon = \int_0^{\theta_0} F(\theta) d\theta + \int_{\theta_0}^{\pi} G(\theta) d\theta + \text{const.} \quad , \quad (2.43)$$

onde $F(\theta)$ e $G(\theta)$ são funções bem comportadas em $\theta = \theta_0$. A derivada da função ε com relação ao parâmetro θ_0 é dada por

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial \theta_0} = \frac{1}{\delta \theta_0} [\varepsilon(\theta_0 + \delta \theta_0) - \varepsilon(\delta \theta_0)] \quad (2.44)$$

ou ainda

$$\begin{aligned} \frac{\partial \varepsilon}{\partial \theta_0} &= \frac{1}{\delta \theta_0} \left[\int_0^{\theta_0 + \delta \theta_0} F(\theta) d\theta - \int_0^{\theta_0} F(\theta) d\theta \right] \\ &+ \frac{1}{\delta \theta_0} \left[\int_{\theta_0 + \delta \theta_0}^{\pi} G(\theta) d\theta - \int_{\theta_0}^{\pi} G(\theta) d\theta \right] . \end{aligned}$$

Reescrevendo,

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial \theta_0} = \frac{1}{\delta \theta_0} \left[\int_{\theta_0}^{\theta_0 + \delta \theta_0} F(\theta) d\theta - \int_{\theta_0}^{\theta_0 + \delta \theta_0} G(\theta) d\theta \right]$$

e usando que no intervalo $[\theta_0, \theta_0 + \delta \theta_0]$ $F(\theta) \cong F(\theta_0) + F'(\theta_0)(\theta - \theta_0)$, onde $F'(\theta_0)$ é a derivada de $F(\theta_0)$ com relação a θ para $\theta = \theta_0$, e que o mesmo implica para $G(\theta)$, temos

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial \theta_0} = F(\theta_0) - G(\theta_0) \quad . \quad (2.45)$$

Portanto, para $\frac{\partial \varepsilon}{\partial \theta_0} = 0$, temos que

$$F(\theta_0) = G(\theta_0) . \quad (2.46)$$

Assim, usando a Eq.2.42 na Eq.2.43, temos da Eq.2.46 que

$$\sin \frac{\theta_0}{2} \sqrt{j+h+\cos^2 \frac{\theta_0}{2}} = \cos \frac{\theta_0}{2} \sqrt{j-h+\sin^2 \frac{\theta_0}{2}} \quad (2.47)$$

ou

$$\cos \theta_0 = \frac{h}{j} \quad (2.48)$$

Nossos resultados são válidos para qualquer valor de j e $h < j$.

Uma outra forma de obter $\cos \theta_0 = \frac{h}{j}$ é usar a condição de continuidade da derivada da função θ em $y = 0$ ($\theta_+ = \theta_-$).

Sendo assim, substituindo θ_0 na Eq.2.40, o perfil angular da magnetização é dado por

$$\tan \frac{\theta}{2} = \sqrt{\frac{1+j+h}{j+h}} \operatorname{cosech} \left(\beta_- - \sqrt{1+j+h} \frac{y}{\Delta_0} \right) \quad , y < 0 \quad ; \quad (2.49)$$

$$\tan \frac{\theta}{2} = \sqrt{\frac{j-h}{1+j-h}} \sinh \left(\beta_+ + \sqrt{1+j-h} \frac{y}{\Delta_0} \right) \quad , y > 0 \quad ;$$

onde $\beta_- = \ln \left(\sqrt{\frac{1+j+h}{j-h}} + \sqrt{\frac{1+2j}{j-h}} \right)$ e $\beta_+ = \ln \left(\sqrt{\frac{1+j-h}{j+h}} + \sqrt{\frac{1+2j}{j+h}} \right)$.

Na Fig.2.12 mostramos o perfil angular da parede de domínio próximo ao centro da parede. O campo de troca através da interface é 10 vezes maior que o campo de anisotropia. As curvas são feitas para uma mesma intensidade de campo de troca através da interface e diferentes valores de campos externos aplicados. Portanto, podemos ver que por efeito do campo aplicado a parede de domínio tende a se deslocar do ponto de nucleação da mesma. Contudo, como neste caso o campo de interface é forte, o perfil angular da magnetização da parede de domínio sofre distorções mesmo para baixos campos aplicados. Também pode ser visto na Fig.2.12 que quando $H = 0.99H_J$ a parede de domínio é completamente localizada sobre uma única sub-rede do substrato antiferromagnético. Nessa região o campo efetivo sobre a parede de domínio é praticamente nulo. Portanto a magnetização tem o perfil angular de uma parede de domínio livre.

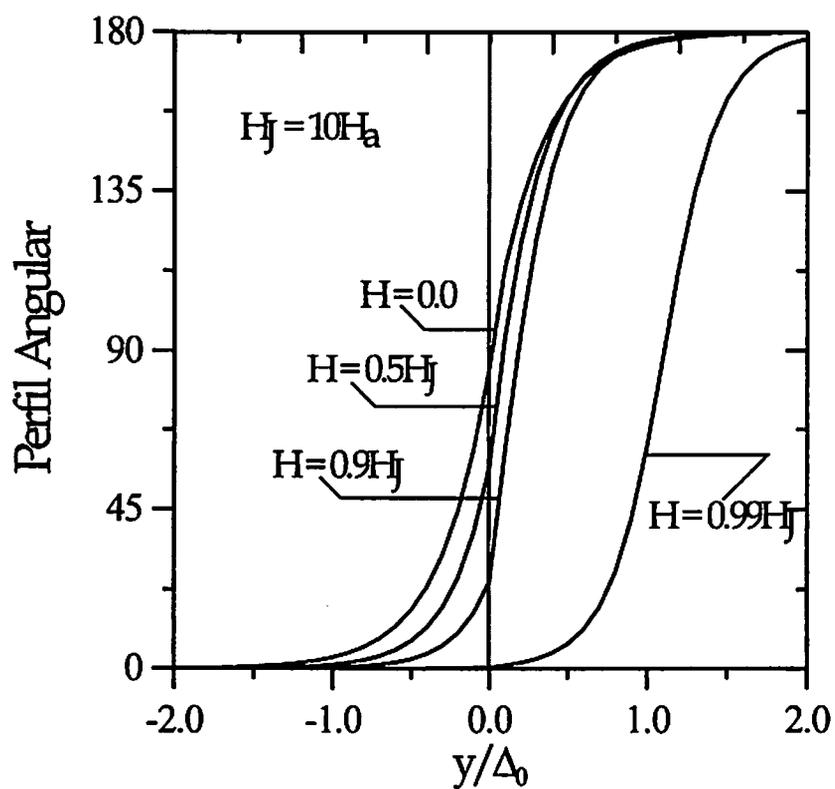


Figura 2.12: Perfil angular da parede de domínio próximo ao centro da parede. A posição da parede no filme ferromagnético está em unidades da largura da parede de domínio intrínseca.

Podemos obter o deslocamento da parede de domínio (y_0), o qual pode ser medido a partir da identificação do ponto onde $\theta = \frac{\pi}{2}$. O deslocamento, por efeito de campo aplicado, é tal que cresce o domínio de $\theta = 0$. Portanto, para obter y_0 temos $\tan \frac{\theta+(y_0)}{2} = 1$, na função $\theta(y)$ para $y > 0$. Logo, temos da Eq.2.50 que o deslocamento da parede de domínio, por efeito de campo externo aplicado, é dado por

$$y_0 = \frac{\Delta_0}{\sqrt{1+j-h}} \left(\operatorname{arcsinh} \left(\sqrt{\frac{1+j-h}{j-h}} \right) - \ln \left(\frac{1}{\sqrt{j+h}} \left[\sqrt{1+j-h} + \sqrt{1+2j} \right] \right) \right) \quad (2.50)$$

Os números nas curvas da Fig.2.13 indicam os diferentes valores do campo de interface. Podemos ver na figura que o deslocamento da parede de domínio é uma função da intensidade do campo de interação de troca através da interface. A inclinação da curva depende do valor do campo de troca através da interface.

Como pode ser visto na Fig.2.13, para $H = 0.5H_J$, a intensidade do campo aplicado é diferente em cada uma das curvas. Quando o sistema está sujeito a um campo efetivo de interface de $9.0H_A$, a intensidade do campo aplicado é $4.5H_A$. Quando $H_J = 5.0H_A$ temos que $H = 2.5H_A$ e quando $H_J = 1.0H_A$ temos $H = 0.5H_A$. Portanto, vemos que o deslocamento da parede de domínio é maior quanto menor for o campo de troca através da interface.

Além disso, vemos que quando a intensidade do campo aplicado é igual ao campo de troca através da interface a parede se desprende do centro de nucleação, isto é, $y_0 \rightarrow \infty$.

Para obter a largura da parede de domínio Δ , temos que

$$\Delta = \frac{\pi}{\left. \frac{d\theta}{dy} \right|_{y=y_0}}, \quad (2.51)$$

onde y_0 é o centro da parede de domínio. Então obtemos que a largura da parede de domínio é dada por

$$\Delta = \frac{\Delta_0}{\sqrt{1+2(j-h)}}, \quad (2.52)$$

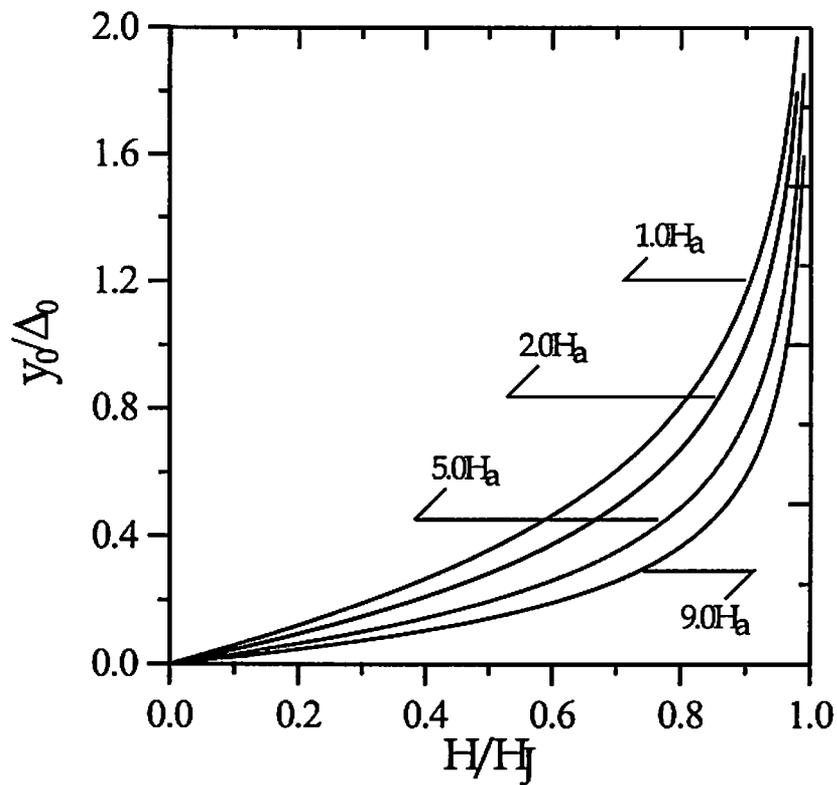


Figura 2.13: Deslocamento da parede de domínio em unidades da largura da parede de domínio intrínseca do filme ferromagnético, como função da intensidade de campo aplicado, em unidades do campo de interface. Os números ao lado das curvas dão o valor de H_j .

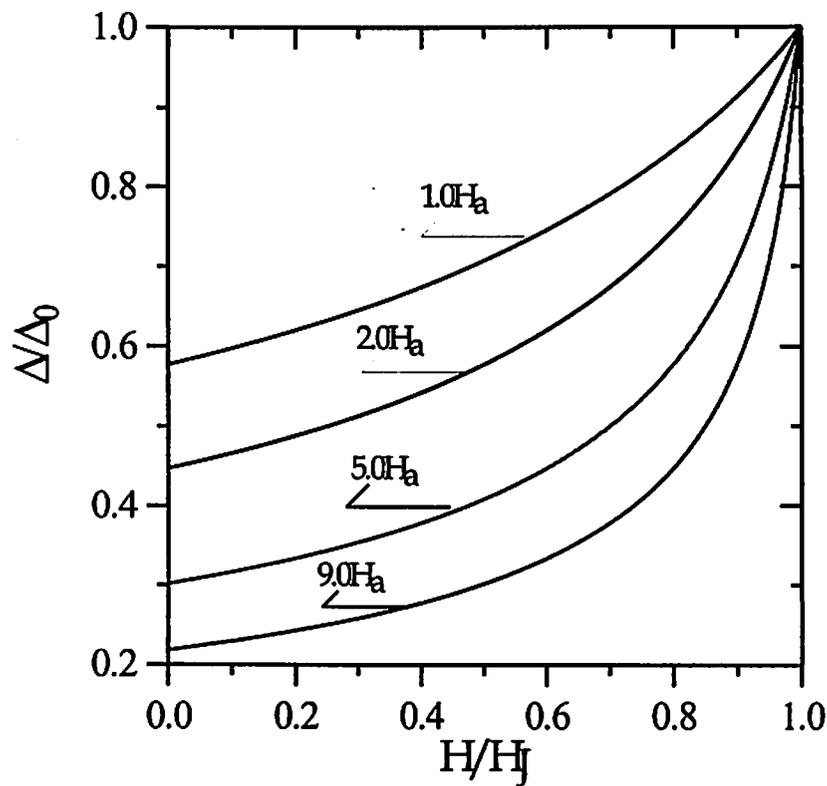


Figura 2.14: Largura da parede de domínio, em unidades da largura da parede intrínseca, como função da intensidade de campo aplicado, em unidades do campo de interface. Os números ao lado das curvas indicam o valor do campo de interface (onde H_A é o campo de anisotropia).

de onde podemos concluir que o efeito do campo de interface sobre a parede de domínio é de diminuir a largura. Enquanto que o campo externo aplicado, além de deslocar a parede, como visto anteriormente, provoca também um aumento na largura da parede de domínio (veja Fig.2.14).

Na Fig.2.14 é mostrado como a largura da parede de domínio muda por efeito de campo aplicado. As curvas são feitas para diferentes valores do campo de interface. Vê-se que quanto maior o campo de interface, maior é a redução na largura da parede de domínio do filme ferromagnético. Como pode ser visto na Fig.2.14 quando o campo aplicado é igual ao campo de troca através da interface, a largura da parede de domínio é igual a largura da parede de domínio intrínseca do filme ferromagnético. Confirmando que neste limiar de campo aplicado, a parede de domínio tem se deslocado bastante do ponto de nucleação. Então na região onde o campo de troca através da interface e o campo aplicado

têm a mesma direção, quando $h = j$, o domínio está completamente alinhado sob a ação de um campo de $2j$. Enquanto que a região onde os campos de interface e externo são antiparalelos, quando $h = j$, o campo total é nulo, conseqüentemente, como a parede de domínio está localizada nesta região, a parede de domínio possui a largura da parede de domínio intrínseca.

2.5 Conclusões

Temos mostrado que no degrau, de um número ímpar de planos atômicos no substrato antiferromagnético, na interface F/AF aprisiona uma parede de domínio de Néel cuja largura pode ser severamente reduzida com respeito ao valor intrínseco devido à interação de contato com o substrato. Foi mostrado que a redução da parede de domínio em materiais com baixa anisotropia é mais forte. O valor da largura da parede de domínio é um parâmetro chave para a interpretação das medidas de magnetização se existe rugosidade na interface. Neste caso os defeitos irão agir independentemente, ou não, dependendo da distância média entre os defeitos em comparação com a largura da parede de domínio. Como o valor da largura da parede de domínio depende fortemente do potencial de contato através da interface, a largura da parede de domínio intrínseca não é um bom parâmetro para usar. Em vez disso, é necessário conhecer o valor da largura da parede de domínio modificada pelo efeito de interface, $\Delta(J)$.

As curvas de magnetização para o campo externo aplicado ao longo e perpendicular a linha do defeito revelam características especiais. Enquanto que em casos onde o campo é aplicado paralelo a linha do defeito, a magnetização, para baixos valores de campos aplicados, é inteiramente devida ao deslocamento da parede de domínio, no caso em que o campo é aplicado perpendicular a linha do defeito a magnetização é devida a reorientação da magnetização dos domínios na direção do campo aplicado. A intensidade do campo efetivo de interface pode ser obtido da análise das curvas de magnetização. Com o campo externo aplicado ao longo da linha do defeito a magnetização satura quando $H = H_J$. Para campo aplicados perpendiculares a linha do defeito, a Eq.2.11 pode ser usada para

obter o valor do campo efetivo de interface. A susceptibilidade estática perpendicular para baixas intensidades de campos aplicados é uma função de H_J .

Observe que para a rotação uniforme de um domínio único, sob um campo externo aplicado perpendicular, a susceptibilidade perpendicular é $1/H_A$, e a saturação da magnetização ocorre quando $H = H_A$ ²². A susceptibilidade perpendicular, para fracos campos aplicados, de uma parede de domínio de Néel aprisionada por um defeito na interface pode ser muito menor que $1/H_A$, já que H_J é provavelmente maior do que o campo de anisotropia. Além do mais, como visto na Fig.2.6, a saturação ocorre para uma intensidade de campo muito maior do que H_J . Estes fatores podem ajudar a identificar a existência de paredes aprisionadas em interfaces F/AF rugosas.

Escolhemos os valores da razão entre os campos de anisotropia e de acoplamento intrínseco da mesma ordem de magnitude daquelas bicamadas F/AF mais comuns, tais como Fe/Cr, Co/CoO e NiFe/CoO^{4,24-29}. O valor real do campo efetivo de interface não é precisamente conhecido. A maioria das técnicas experimentais são ensíveis a grandes áreas da interface da amostra. Portanto as medidas, provavelmente, representam uma média de H_J . Desse modo usamos o valor do campo de troca através da interface, H_J , como um parâmetro livre. Em nossos cálculos usamos H_J variando de valores muito pequenos até valores muito grandes para examinar a tendência imposta pelos efeitos de interface.

Mostramos que se a intensidade de campo de interação de troca através da interface é fraca, podemos fazer um tratamento variacional do sistema. E portanto, podemos obter a partir da Eq.2.7 o campo limiar de interface que nucleia paredes de domínios no filme ferromagnético, sujeito a defeitos na interface F/AF.

Além disso, vimos analítica e numericamente que para qualquer valor do campo interface, seu efeito é, efetivamente, diminuir a largura da parede de domínio. E portanto, mesmo em interfaces consideradas suficientemente rugosas ou interfaces vicinais, paredes de domínio podem se formar, dependendo da intensidade do campo de interface.

Também mostramos que o campo limiar para a instabilidade da parede de domínio é $H = H_J$. Quando $H = H_J$ o centro da parede de domínio se libera do ponto de nucleação.

Embora não se espere encontrar, exatamente, a geometria do defeito usada aqui em interfaces rugosas F/AF, o presente resultado pode ser útil para interpretar medidas de magnetizações em amostras virgens de filmes finos ferromagnéticos sobre substratos antiferromagnéticos. Interfaces reais podem exibir áreas com uma dada sub-rede do antiferromagneto sobre um ambiente da outra sub-rede. A forma real dessas regiões não é facilmente prevista. Elas podem ser objetos alongados ou ilhas aproximadamente circulares em níveis acima ou abaixo do ambiente da outra sub-rede. Se a altura dessas regiões, com relação ao nível do substrato, é um número ímpar de parâmetros de rede do antiferromagneto, então nas bordas existe uma mudança de π na direção do campo de interface. Logo cada borda irá agir como um centro de nucleação de paredes de domínios. Mostramos que para materiais de baixa anisotropia a redução na largura da parede de domínio, por efeitos de interface, pode ser dramática. Portanto a acomodação do ferromagneto ocorre em pequenas áreas na vizinhança da borda onde a sub-rede do antiferromagneto muda. Assim, a menos que exista uma apreciável mudança na direção fácil do antiferromagneto, sobre a interface, a magnetização total da amostra virgem F/AF, com interface rugosa, deverá exibir as características discutidas nesse trabalho.

Existem indicações que após o resfriamento em campo aplicado, a amostra F/AF exibe paredes de domínios no substrato antiferromagnético, como proposto em modelos teóricos do deslocamento da histerese.^{9,10} Pode ser instrutivo comparar as propriedades da amostra virgem com as da amostra resfriada em campo aplicado, já que rugosidades nas interfaces têm sido evocadas para explicar a nucleação de paredes de domínio antiferromagnéticas em amostras resfriadas em campo externo aplicado. Em amostras resfriadas sob um campo aplicado, paredes de domínio antiferromagnéticas podem se formar em altas temperaturas, já que a energia da parede de domínio é um tanto menor próximo a temperatura de Néel, e serem congeladas pela coercividade do antiferromagnético em baixas temperaturas.^{9,10} Por outro lado o estado virgem da amostra pode ser energeticamente favorável a formação de paredes de domínios no ferromagneto para acomodar as frustrações do acoplamento através da interface produzida por rugosidades na interface. Neste caso a rugosidade na interface pode induzir, sobre o filme ferromagnético, um comportamento similar aos

nossos resultados.

Outro sistema particularmente interessante é uma interface vicinal F/AF. Neste caso uma aplicação direta pode ser feita. Recentes estudos³⁰ do padrão magnético de filmes finos de Fe crescidos sobre uma cunha de Cr, usando SEMPA (Scanning Electron Microscopy with Polarization Analysis), revelou uma estrutura de domínios em faixas, no filme de Fe, associadas à existência de regiões do substrato de Cr com magnetizações, e conseqüentemente, campos de acoplamento opostos. Nestes experimentos as amostras consistem de tricamadas Fe/Cr/Fe. O espaçador, Cr, tem a forma de uma cunha. A superfície superior da cunha faz um pequeno ângulo com uma superfície de baixos índices de Miller, perpendicular ao vetor da onda transversa de densidade de spins do Cr. Conseqüentemente, degraus mono-atômicos são largamente separados e regularmente espaçados na superfície superior. Nos terraços separados os momentos magnéticos do Cr apontam em direções opostas. Neste sistema os degraus no substrato são muito distantes e, exceto por possíveis rearranjos da estrutura magnética na superfície do Cr, nossos resultados podem ser usados para interpretar as curvas de magnetização.

Um aspecto importante de interfaces vicinais F/AF é que a largura dos terraços do substrato pode ser escolhida para ser muito maior do que a largura da parede de domínio intrínseca do filme ferromagnético. Portanto as bordas dos degraus, separando os terraços, são centros de nucleação de paredes de domínios não interagentes, exceto por uma fraca interação das cargas das paredes de domínio. Nossos resultados podem ser úteis para o estudo de acoplamento através da interface nestes sistemas.

Capítulo 3

Ressonância de Paredes de Domínio

3.1 Introdução

Um intrigante aspecto da rugosidade geométrica interfacial em sistemas F/AF é a rugosidade magnética resultante.^{26,29} Na interface, podem se formar áreas com diferentes sub-redes do substrato antiferromagnético e a idéia mais simples é esperar um campo efetivo de interface como um efeito líquido. O campo efetivo de interface é uma pequena fração do campo de troca entre os átomos dos dois materiais.

A medida do campo de interface em amostras F/AF resfriadas, em um campo magnético aplicado, a partir da temperatura de Néel, do antiferromagnético, é tipicamente duas ordens de magnitude menor que o campo de troca intrínseco do ferromagneto, indicando uma interface praticamente compensada.^{9,10,31} Apesar do grande esforço feito pelos pesquisadores, no estudo de sistemas F/AF, existem alguns pontos que ainda não estão claros e também, ainda não se tem um quadro completo dos aspectos microscópicos da interface.³²

Considerando o impacto da rugosidade em interfaces F/AF, existe algum grau de controvérsia. Em medidas recentes do campo de interface em amostras Fe/FeF₂, a rugosidade na interface contribuiu para reduzir o campo de interface.²⁹ Isto corresponde ao que é esperado dos efeitos de compensação. Contudo, experimentos similares sobre amostras de NiFe/CoO²⁶ revelaram que a rugosidade na interface contribue para o aumento do campo de interface.

Medidas de magnetização via SQUID ou VSM e por meios óticos (MOKE) informam sobre o efeito médio da interface, no ferromagneto. Estas técnicas examinam áreas macroscópicas da interface. Contudo, o valor real da intensidade de campo local da interface não pode ser obtido a partir destas medidas. Para acessar o acoplamento local é necessário usar técnicas que investiguem pequenas áreas da interface.

Uma situação similar é encontrada no estudo de interação de troca entre filmes em tricamadas, tais como Fe/Cu/Fe, onde em vez de uma interação de contato entre os filmes ferromagnéticos, os filmes interagem através de um espaçador não magnético. Variações na espessura do espaçador podem fazer consideráveis mudanças no acoplamento efetivo. Na tentativa de contornar esta limitação foi recentemente proposto¹⁵ que as propriedades de paredes de domínio acopladas, via o espaçador não magnético, podem fornecer um caminho para investigar a interação de troca entre filmes. Foi sugerido que a estabilidade de pares de paredes de domínio de 180° acopladas é controlada pela interação de troca entre filmes em área microscópicas da superfície da tricamada. Foi mostrado que a força restauradora do modo ótico de oscilação rígida de paredes de domínio, é proporcional a energia de acoplamento entre filmes integrada dentro da parede de domínio. Portanto a medida da frequência de ressonância de paredes de domínio em tricamadas magnéticas pode ser uma maneira promissora de investigar o valor local da interação de troca entre filmes.

A média da interação de troca em interfaces F/AF, pode incluir variações na intensidade do acoplamento, devido a mudanças na vizinhança atômica dos átomos da interface e mudanças no sinal do campo de troca entre o ferromagneto e uma das duas sub-redes do antiferromagneto. Presentemente mostramos que as mudanças no sinal da interação de troca através da interface pode ser útil para delinear experimentos que investigam pequenas áreas da interface. O aspecto chave é que estreitas paredes de domínios podem se formar no ferromagneto. As propriedades dinâmicas destas paredes de domínios estão relacionadas com a intensidade da interação de troca através da interface, em áreas de tamanhos microscópicos na interface.

A formação de paredes de domínios, em resposta às variações no sinal do campo de

troca através da interface, associadas a rugosidades na interface, foi recentemente estudada para uma interface F/AF não compensada¹⁶(veja Cap.2). Foi mostrado que paredes de domínio ferromagnéticas são nucleadas por defeitos de planos atômicos na interface, correspondendo a um número ímpar de parâmetros de redes do antiferromagneto. Foi mostrado que o campo de liberação da parede de domínio é igual a intensidade do campo de interação de troca através da interface. Além disso, o defeito que aprisiona paredes de domínio leva a uma considerável redução da largura da parede de domínio intrínseca, especialmente em filmes ferromagnéticos de baixa anisotropia. É de se esperar que as bordas de regiões na interface, que separam regiões onde diferentes sub-redes do antiferromagnético são expostas, atuem como centros de nucleação de paredes de domínio no filme ferromagnético. A qualidade magnética da interface pode ser estimada pela intensidade da resposta das estreitas paredes de domínios, centrada nas bordas dos defeitos de interface, às excitações externas em frequências apropriadas. Em outras palavras, a intensidade da absorção de paredes de domínios pode ser usada para investigar o grau de rugosidade na interface.

Um estudo sobre a nucleação e configuração de equilíbrio da parede de domínio em um filme ferromagnético, sobre um substrato antiferromagnético, sujeito a um defeito na interface que expõem as duas sub-redes do antiferromagneto na interface (ver Fig.2.1) foi mostrado no Cap.2. Considerando que a intensidade da rugosidade na interface é pequena, isto é, considerando que os defeitos na interface estão a distâncias que não permitem interações entre as paredes de domínios, faremos um estudo da dinâmica destas paredes de domínio.

Aqui faremos um estudo sobre a excitação de uma parede de domínio de Néel aprisionada por um defeito (conforme Fig.2.1) em uma interface F/AF.

Quando os spins em uma parede de domínio são excitados, eles mudam suas orientações. O efeito coletivo desta mudança de orientação dos spins é equivalente a mudanças na posição da parede de domínio ou mudanças na largura da parede de domínio. Aqui investigaremos o primeiro caso. Esta situação é mais comum no limite de Q ($Q = \frac{K}{2\pi M^2}$ fator de qualidade) grande. Já que, neste caso, a estrutura da parede de

domínio é primariamente determinada por energias de anisotropia, acoplamento intrínseco e troca através da interface, e portanto as forças de reações dinâmicas vindas da energia magnetostática são pequenas, comparadas com as forças vindas da energia de anisotropia que impede a variação da largura da parede de domínio. Em resposta ao movimento da parede de domínio surge uma força restauradora no sistema. Esta força depende, em princípio, da estrutura interna da parede de domínio. No caso que analisaremos aqui, a força restauradora é proveniente do campo de troca através da interface e do campo externo aplicado. Afinal, a posição do centro da parede de domínio, como foi visto no Cap.2, é determinada pela competição entre o campo de troca através da interface e o campo aplicado.

No limite em que a intensidade de interação de troca através da interface é pequena, podemos obter o espectro de excitação da parede de domínio baseados no princípio variacional. Contudo, para qualquer valor da intensidade de interação de troca através da interface, obteremos a frequência de ressonância da parede de domínio baseados em um cálculo analítico mais elaborado.

3.2 Método Variacional

3.2.1 Campo Paralelo ao Eixo de Anisotropia

Descreveremos a orientação do spin \vec{S} em termos das coordenadas polares (θ, Ψ) definida na figura 3.1.

Resonância de paredes de domínios é uma técnica utilizada para investigar a estrutura e as propriedades dinâmicas de paredes de domínio.

Considerando que a intensidade de interação de troca através da interface é pequena, assumimos que a estrutura de equilíbrio, da parede de domínio, conforme seção 2.3, é dada por:

$$\tan\left(\frac{\theta}{2}\right) = \exp\left(\frac{y - q_H}{\Delta}\right) \quad , \quad (3.1)$$

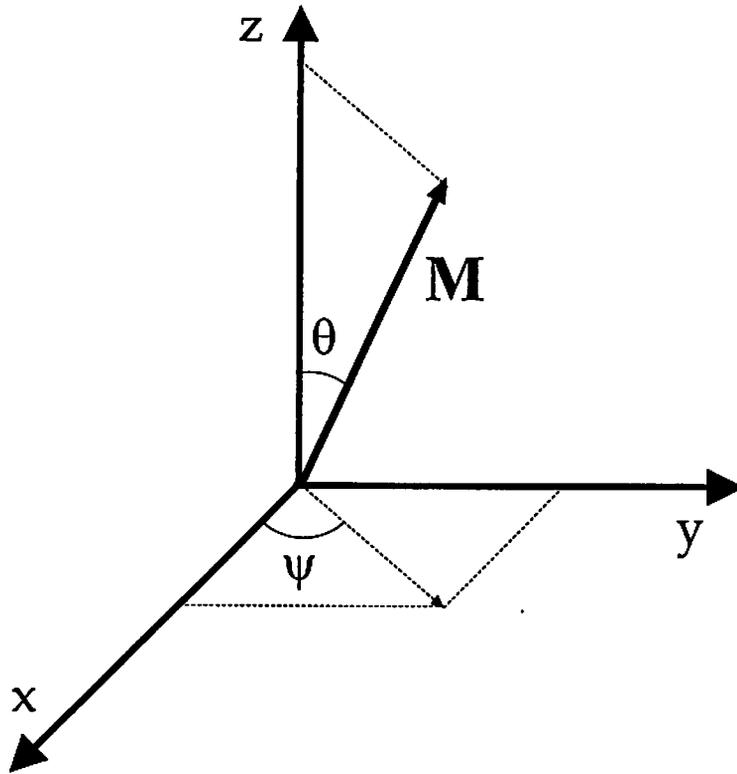


Figura 3.1: Representação gráfica do vetor \vec{M} em coordenadas polares

onde θ é o ângulo que a magnetização faz com o eixo de anisotropia (z) e $q_H = \Delta \tanh^{-1} \left(\frac{HM}{H_J} \right)$ é o deslocamento da parede de domínio do centro de nucleação por efeito de campo aplicado paralelo ao eixo de anisotropia do filme ferromagnético.

Na dinâmica assumimos que existem pequenas oscilações, $\eta(t)$, do perfil angular da magnetização em torno da posição da parede de domínio. Assim, o perfil angular da magnetização da parede de domínio possui duas variáveis angulares e pode ser definido por

$$\tan \left(\frac{\theta(y, t)}{2} \right) = \exp \left(\frac{y - q_H - \eta(t)}{\Delta} \right) \quad (3.2)$$

e

$$\Psi = \frac{\pi}{2} - \psi(t) \quad , \quad (3.3)$$

onde $\eta(t)$ é a variável dinâmica, função do tempo t , que mede o deslocamento normal do centro da parede de domínio em q_H . E $\psi(t)$ é a variável dinâmica que mede a oscilação local de cada spin em torno da posição de equilíbrio.

Devido a saída dos spins, do plano do filme (yz), surge uma densidade de carga magnética na superfície, que por consequência origina uma densidade de energia magnetostática. Neste caso, conforme apêndice B, a densidade de energia magnetostática é dada por

$$w_M = 2\pi \int_{-L}^L M_x^2 dy \quad , \quad (3.4)$$

onde, $M = g\mu_B S$, de acordo com a Fig.3.1, $M_x = M \sin \theta \sin \psi$. Assim, a densidade de energia magnetostática é dada por

$$w_M = 2\pi M^2 \int_{-L}^L \sin^2 \theta \cos^2 \Psi dy \quad . \quad (3.5)$$

Adicionando o termo de densidade de energia magnetostática a densidade total de energia do sistema, na Eq.2.18, temos

$$E = \int_{-L}^L \left[A\theta_y^2 + (K + 2\pi M^2 \cos^2 \Psi) \sin^2 \theta - (HM + J_{int}) \cos \theta \right] dy \quad , \quad (3.6)$$

redefinindo $\kappa = K + 2\pi M^2 \cos^2 \Psi(t)$, temos que

$$E = \int_{-L}^L \left[A\theta_y^2 + \kappa \sin^2 \theta - (HM + J_{int}) \cos \theta \right] dy \quad . \quad (3.7)$$

Assim, comparando as Eqs.2.18 e 3.7 verificamos que a energia devido a excitação da parede de domínio é dada por

$$E = 2 \left(\frac{A}{\Delta} + \kappa \Delta \right) + 2HML - 2J\Delta \ln \cosh \frac{q(t)}{\Delta} + (HM + J) \Delta \ln \left(\cosh \frac{q(t) + L}{\Delta} \right) + (HM - J) \Delta \ln \left(\cosh \frac{q(t) - L}{\Delta} \right) \quad , \quad (3.8)$$

onde $q(t) = q_H + \eta(t)$. Assim, podemos reescrever a densidade de energia (Eq.3.8) como sendo

$$E(q(t), \psi(t)) = E(q_H) + \frac{1}{2} \left. \frac{\partial^2 E}{\partial q^2} \right|_{q=q_H} (q - q_H)^2 + \frac{1}{2} \left. \frac{\partial^2 E}{\partial \psi^2} \right|_{\psi=0} \psi^2 \quad . \quad (3.9)$$

No limite em $L \gg \Delta$, temos que

$$E(q, \psi) = E(q_H, 0) + 4\pi M^2 \psi^2 + \frac{J}{\Delta \cosh^2 \left(\frac{q_H}{\Delta} \right)} \eta^2 \quad , \quad (3.10)$$

no limite de pequenas amplitudes de oscilações dos spins, $\sin^2 \psi \approx \psi^2$, temos que

$$E(q, \psi) = E(q_H, 0) + 4\pi M^2 \psi^2 + \frac{J}{\Delta \cosh^2 \left(\frac{q_H}{\Delta} \right)} \eta^2 \quad . \quad (3.11)$$

As equações de Landau-Lifshitz determinam que as forças estáticas ou torques $\frac{\partial(E)}{\partial\psi}$ e $\frac{\partial(E)}{\partial\eta}$ devem ser equilibradas por forças de reação dinâmica, vindo da precessão e restauração da posição de equilíbrio.

Como pode ser visto no Apêndice D, as equações de Landau-Lifshitz, nas variáveis η e ψ , são dadas por

$$\begin{aligned}\dot{\eta} &= \frac{\gamma}{2M} \frac{\partial E}{\partial \psi} \\ \dot{\psi} &= -\frac{\gamma}{2M} \frac{\partial E}{\partial \eta} .\end{aligned}\tag{3.12}$$

onde $\gamma = -\frac{e}{2m}$ é a razão giromagnética. As oscilações em torno do centro da parede de domínio e localmente em torno de cada spin possuem pequenas amplitudes e são dados por:

$$\begin{aligned}\eta(t) &= \eta_0 e^{i\Omega t} \\ \psi(t) &= \psi_0 e^{i\Omega t}\end{aligned}\tag{3.13}$$

onde η_0 e ψ_0 são as amplitudes das oscilações da posição da parede e dos spins, respectivamente.

Portanto, das equações de movimento, temos que

$$\begin{pmatrix} i\Omega & -4\pi M \Delta \gamma \\ \frac{J\gamma}{M\Delta \cosh^2 \frac{q_H}{\Delta}} & i\Omega \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \eta_0 \\ \psi_0 \end{pmatrix} = 0 ,\tag{3.14}$$

consequentemente, como η_0 e ψ_0 são diferentes de zero, temos que

$$\left(\frac{\Omega}{\gamma}\right)^2 = \frac{4\pi J}{\cosh^2 \frac{q_H}{\Delta}} .\tag{3.15}$$

Mas $q_H/\Delta = \tanh^{-1} HM/J$, logo

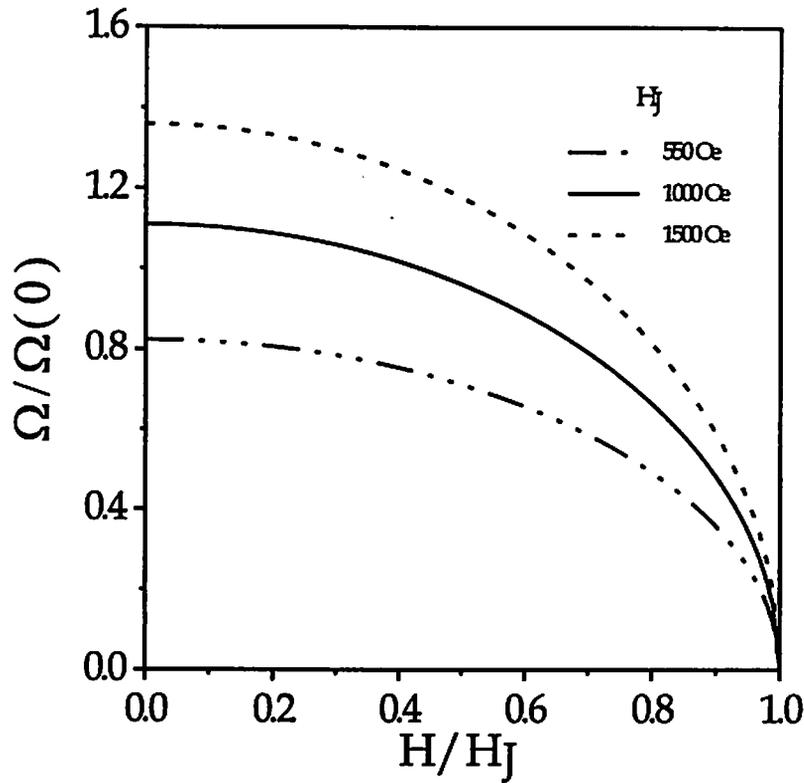


Figura 3.2: Frequência de ressonância da parede de domínio em unidades da frequência de ressonância ferromagnética como função do campo aplicado.

$$\left(\frac{\Omega}{\gamma}\right)^2 = \frac{4\pi J}{\cosh^2 \left[\tanh^{-1} \left(\frac{HM}{J} \right) \right]} \quad (3.16)$$

Assim, a frequência de ressonância da parede de domínio em unidades da frequência de ressonância ferromagnética ($\Omega(0) = \gamma \sqrt{H_A(H_A + 4\pi M)}$), é dada por

$$\left(\frac{\Omega}{\Omega(0)}\right)^2 = \frac{4\pi M H_J}{H_A (H_A + 4\pi M) \cosh^2 \left[\tanh^{-1} \left(\frac{H}{H_J} \right) \right]} \quad (3.17)$$

onde $H_J = J/M$ e $H_A = 2K/M$.

Na Fig.3.2 o campo aplicado está em unidades da intensidade do campo de troca através da interface e a frequência de ressonância da parede de domínio está em unidades de frequência de ressonância ferromagnética. As curvas são para diferentes valores da intensidade do campo de troca através da interface. O campo de anisotropia uniaxial

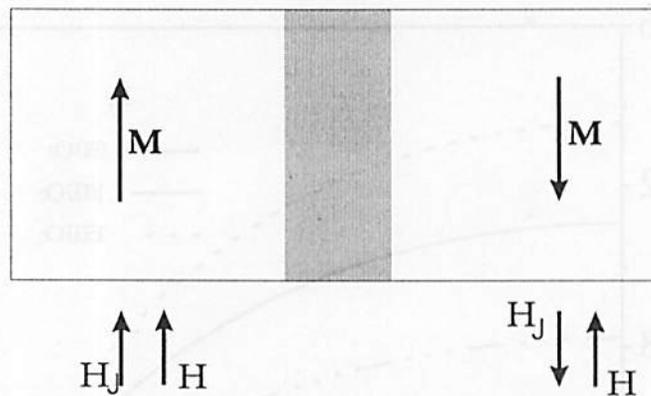


Figura 3.3: Representação esquemática do campo de troca através da interface e campo aplicado, nos domínios.

é assumido como sendo $H_A = 550Oe$. Como pode ser visto na Fig.3.2 dependendo da intensidade do campo de troca através interface, as frequências de ressonância da parede de domínio e ferromagnética, para $H = 0$, são de mesma ordem. Além disso, se a intensidade do campo de troca através da interface é maior que o campo de anisotropia, a frequência de ressonância da parede de domínio é maior que a frequência de ressonância ferromagnética. Se a intensidade do campo de troca através da interface é menor do que o campo de anisotropia, a frequência da parede de domínio é menor do que a frequência de ressonância ferromagnética (resultados não mostrados). Quando o campo aplicado se aproxima do campo de interface, a frequência vai a zero. Para esta intensidade de campo a parede de domínio é liberada do defeito de interface.

Medidas das frequências de absorção de uma amostra constituída de uma bicamada magnética, um filme fino ferromagnético sobre um substrato antiferromagnético, podem apresentar três modos, como pode ser visto na Fig.3.4. Isso se deve à existência de domínios magnetizados em direções opostas aprisionados pelo campo de interface, enquanto H, H_J (Veja Fig.3.3).

Na Fig.3.4 as frequências estão em unidades da frequência de ressonância ferromagnética $\Omega(0)$ e o campo aplicado está em unidades do campo de troca através da interface. Um modo é exclusivo da parede de domínio nucleada no filme ferromagnético, o qual vai a zero quando o campo aplicado é igual ao de troca através da interface F/AF, que é da

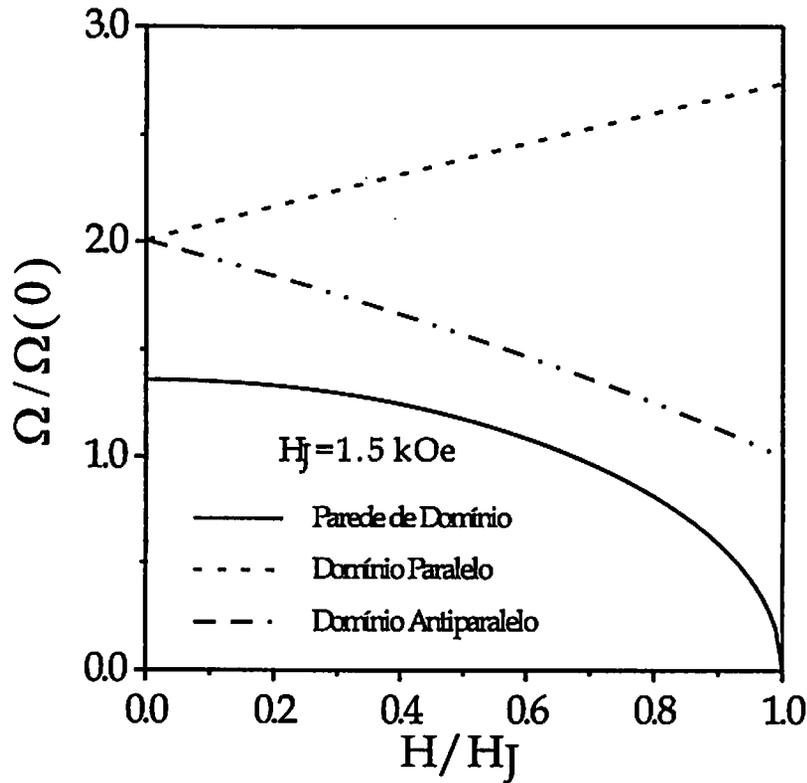


Figura 3.4: Frequência de ressonância da parede de domínio e dos domínios, alinhados paralelos e antiparalelos ao campo aplicado, em unidades da frequência de ressonância ferromagnética de $H = 0$. O campo aplicado está em unidades do campo de troca através da interface F/AF.

do pela Eq.3.17. O outro modo, é decorrente do domínio alinhado antiparalelo ao campo aplicado,³³ que é dado por $\Omega_{FMR}^-/\Omega(0) = \sqrt{(H_J - H + H_A)(H_J - H + H_A + 4\pi M)}$. Como o campo aplicado tem como efeito o decrescimento deste domínio, sendo assim, este modo deixa de existir quando $H = H_J$. O terceiro modo, que pertence ao domínio alinhado ao campo aplicado, é sempre crescente com o campo aplicado. O qual é dado por $\Omega_{FMR}^+/\Omega(0) = \sqrt{(H_J + H + H_A)(H_J + H + H_A + 4\pi M)}$. Apesar do campo aplicado (H/H_J), na Fig.3.4, está limitado em $(H/H_J) = 1$, este modo existe para altos campos ($H/H_J) \gg 1$.

Como pode ser visto na Fig.3.4, todos os três modos possuem frequências de mesma ordem de grandeza. isso é de interesse na análise dos espectros de FMR em bicamadas F/AF.

A situação estática, quando o campo é aplicado perpendicular foi discutida varia-

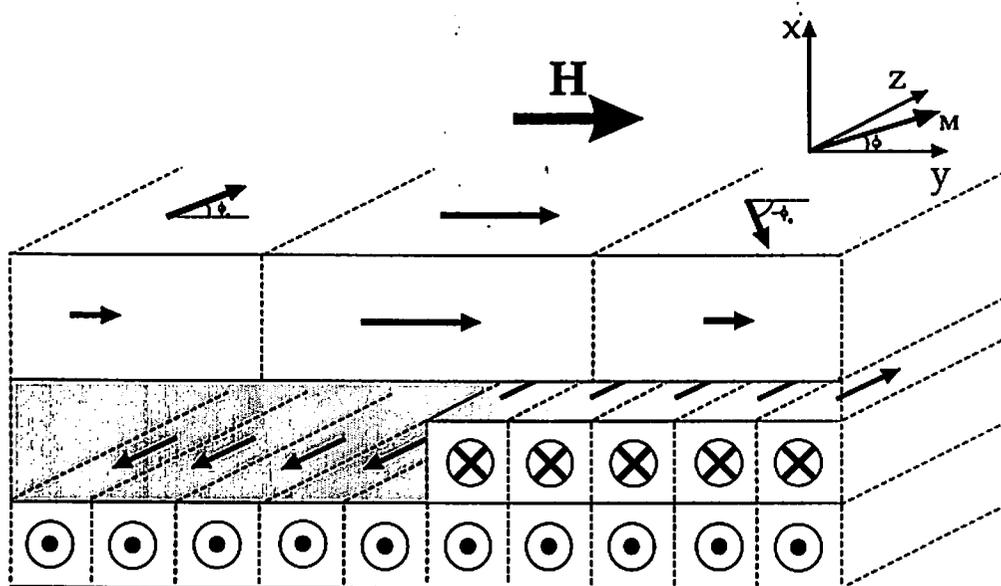


Figura 3.5: Representação esquemática da parede de domínio sob efeito de campo aplicado perpendicular ao eixo de anisotropia.

cionalmente no Cap.2. Este mesmo tratamento poderá ser dado à dinâmica da parede de domínio, no limite em que a intensidade de interação de troca através da interface é pequena.

3.2.2 Campo Perpendicular ao Eixo de Anisotropia

Temos que o perfil angular de equilíbrio da magnetização com a direção da parede de domínio (\hat{y} , conforme Fig.3.5) é dado por

$$\tan \frac{\phi}{2} = \tan \frac{\phi_0}{2} \tanh \left(\frac{y}{2\Delta} \sin \phi_0 \right) , \quad (3.18)$$

onde, de acordo com a Fig.3.1, $\phi = \frac{\pi}{2} - \theta$ e, de acordo com a Fig.3.5, $\pm\phi_0$ são os ângulos da magnetização nos domínios e Δ é o parâmetro que mede a largura da parede de domínio (Veja Fig.2.11).

Em casos onde o campo aplicado é perpendicular ao eixo de anisotropia, a parede de domínio não sofre deslocamento por efeito de campo. Contudo, analogamente ao caso onde o campo é aplicado paralelo ao eixo de anisotropia, a excitação dos spins também

produz uma mudança em sua orientação, que por sua vez varia a posição da parede de domínio. Sendo assim, podemos determinar a estrutura dinâmica da parede, a partir do perfil de equilíbrio da parede de domínio. A qual é dada por

$$\tan \frac{\phi}{2} = \tan \frac{\phi_0}{2} \tanh \left(\frac{y - \eta(t)}{2\Delta} \sin \phi_0 \right) , \quad (3.19)$$

e

$$\Psi = \frac{\pi}{2} - \psi(t) \quad (3.20)$$

onde $\eta(t)$ e $\psi(t)$ medem as oscilações da parede e de cada spin em torno de sua posição de equilíbrio, respectivamente.

A saída dos spins do plano do filme gera uma energia magnetostática (Veja apêndice B). Portanto, a densidade de energia total é dada por

$$E = \int_{-L}^L \left[A\phi_y^2 + (K + 2\pi M^2 \cos^2 \Psi) \cos^2 \phi - J_{int} \sin \phi - HM \cos \phi \right] dy , \quad (3.21)$$

redefinindo $\kappa = K + 2\pi M^2 \cos^2 \Psi$, temos que

$$E = \int_{-L}^L \left[A\phi_y^2 + \kappa \cos^2 \phi - J_{int} \sin \phi - HM \cos \phi \right] dy , \quad (3.22)$$

assim comparando as Eqs.2.23 e 3.22, obtemos que a densidade de energia da estrutura dinâmica é dada por

$$\begin{aligned} E = & 2\frac{A}{\Delta} (\sin \phi_0 - \phi_0 \cos \phi_0) + 2\kappa\Delta \left(\sin \phi_0 + \phi_0 \cos \phi_0 + \frac{L}{\Delta} \cos^2 \phi_0 \right) \\ & - 2HM\Delta \left(\phi_0 + \frac{L}{\Delta} \cos \phi_0 \right) - 2J\Delta \left(\ln \left(1 + \tan^2 \frac{\phi_0}{2} \right) \right. \\ & + 2 \ln \left(\cosh \left(\frac{L}{2\Delta} \sin \phi_0 \right) \right) - \ln \left(1 + \tan^2 \frac{\phi_0}{2} \tanh^2 \left(\frac{\eta(t)}{2\Delta} \sin \phi_0 \right) \right) \\ & \left. - 2 \ln \left(\cosh \left(\frac{\eta(t)}{2\Delta} \sin \phi_0 \right) \right) \right) . \end{aligned} \quad (3.23)$$

Considerando pequenas oscilações da parede em torno da posição de equilíbrio, podemos escrever a densidade de energia da estrutura dinâmica, analogamente ao caso onde o campo é aplicado paralelo ao eixo de anisotropia, como sendo

$$E(\eta(t), \psi(t)) = E(0, 0) + \frac{1}{2} \left. \frac{\partial^2 E}{\partial \eta^2} \right|_{\eta=0} \eta^2 + \frac{1}{2} \left. \frac{\partial^2 E}{\partial \psi^2} \right|_{\psi=0} \psi^2 \quad (3.24)$$

logo, no limite em que $L \gg \Delta$ e ψ pequeno, temos que

$$\begin{aligned} E(\eta, \psi) = & E(0, 0) + 4\pi M^2 \Delta \left(\sin \phi_0 + \phi_0 \cos \phi_0 + \frac{L}{\Delta} \cos^2 \phi_0 \right) \psi^2 \\ & + \frac{J}{2\Delta} \sin^2 \phi_0 \left(1 + \tan^2 \frac{\phi_0}{2} \right) \eta^2, \end{aligned} \quad (3.25)$$

onde $E(0, 0)$ é a energia da parede de domínio no equilíbrio.

Portanto, as equações de Landau-Lifshitz nas variáveis dinâmicas $\eta(t)$, a qual mede as oscilações do centro da parede de domínio, e $\psi(t)$, que mede as oscilações da magnetização fora do plano do filme ferromagnético, são dadas por

$$\begin{aligned} \dot{\eta}(t) &= \frac{\gamma}{2M} \frac{\partial E}{\partial \psi} \\ \dot{\psi}(t) &= -\frac{\gamma}{2M} \frac{\partial E}{\partial \eta}, \end{aligned}$$

onde γ é a razão giromagnética.

Consideramos,

$$\eta(t) = \eta_0 e^{i\Omega t}$$

$$\psi(t) = \psi_0 e^{i\Omega t}$$

onde η_0 e ψ_0 são pequenas amplitudes das oscilações do centro da parede e da magnetização fora do plano do filme, respectivamente. Então, das equações de Landau-Lifshitz, temos que

$$\begin{pmatrix} i\Omega & -4\pi M\Delta\gamma (\sin\phi_0 + \phi_0 \cos\phi_0 + \frac{L}{\Delta} \cos^2\phi_0) \\ \frac{J\gamma}{2\Delta M} \sin^2\phi_0 \left(1 + \tan^2\frac{\phi_0}{2}\right) & i\Omega \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \eta_0 \\ \psi_0 \end{pmatrix} = 0 \quad (3.26)$$

Resolvendo as equações de Landau-Lifshitz, como as amplitudes η_0 e ψ_0 são não nulas, temos que a frequência de ressonância da parede de domínio como função do campo aplicado perpendicularmente ao eixo de anisotropia é dada por

$$\left(\frac{\Omega}{\gamma}\right)^2 = 2\pi J \sin^2\phi_0 \left(1 + \tan^2\frac{\phi_0}{2}\right) \left(\sin\phi_0 + \phi_0 \cos\phi_0 + \frac{L}{\Delta} \cos^2\phi_0\right) \quad (3.27)$$

Em unidades da frequência de ressonância ferromagnética ($\Omega(0) = \gamma\sqrt{H_A(H_A + 4\pi M)}$), temos que

$$\left(\frac{\Omega}{\Omega(0)}\right)^2 = \frac{2\pi M H_J}{H_A(H_A + 4\pi M)} \sin^2\phi_0 \left(1 + \tan^2\frac{\phi_0}{2}\right) \left(\sin\phi_0 + \phi_0 \cos\phi_0 + \frac{L}{\Delta} \cos^2\phi_0\right) \quad (3.28)$$

onde $H_J = \frac{J}{M}$, $H_A = \frac{2K}{M}$ e ϕ_0 é o ângulo que a magnetização, nos domínios, faz com a direção do campo aplicado.

Na Fig.3.6, as frequências estão em unidades da frequência de ressonância ferromagnética $\Omega(0)$, o campo aplicado está em kOe e o campo de anisotropia é assumido como sendo $H_A = 550Oe$, ordem de grandeza do campo de anisotropia do *Fe*. Na Fig.3.6 vemos que medidas de frequências de absorção, quando o campo é aplicado perpendicular ao campo de troca através da interface, podem exibir dois modos. Um modo é decorrente da parede de domínio, que é dado pela Eq.3.28. Enquanto que o outro modo é a resposta dos domínios, que é dada por³³

$$\frac{\Omega_{FMR}}{\Omega(0)} = \sqrt{\left(\frac{H}{\sin\theta_0} + 4\pi M\right) (H_A \cos 2\theta_0 + H \sin\theta_0 + H_J \cos\theta_0)} \quad (3.29)$$

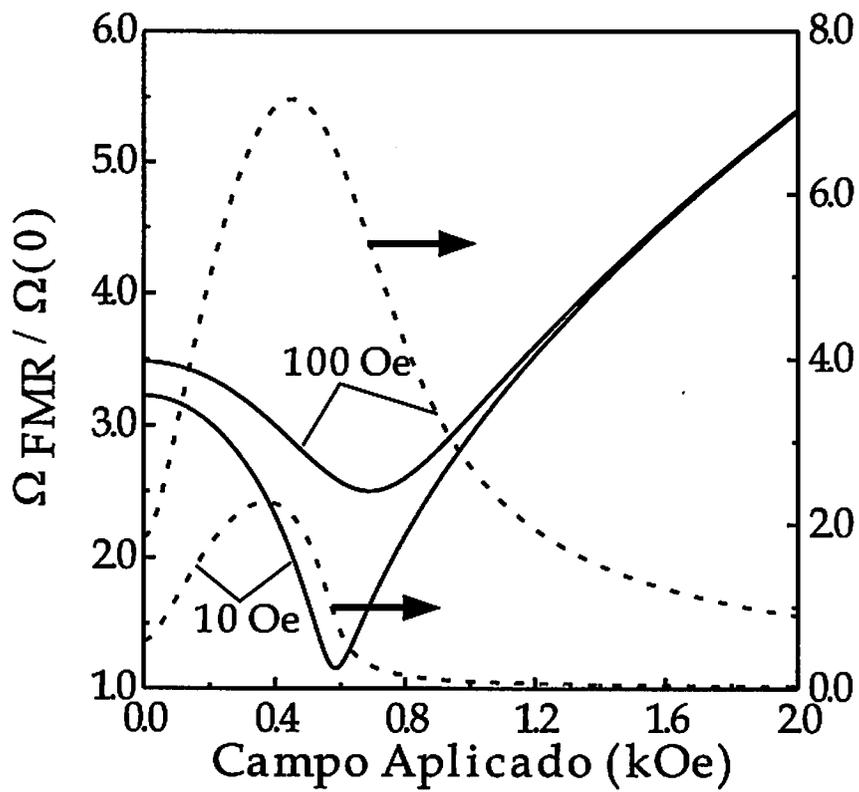


Figura 3.6: Frequência de ressonância ferromagnética do domínio e da parede de domínio e domínios, em unidades da frequência de ressonância ferromagnética de $H = H_J = 0$. O campo é aplicado perpendicularmente ao eixo de anisotropia.

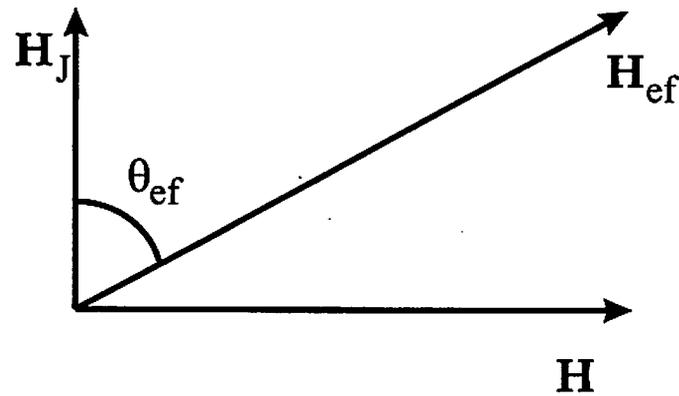


Figura 3.7: Representação esquemática da variação do campo efetivo, nos domínios.

onde $\theta_0 = \frac{\pi}{2} - \phi_0$. As curvas contínuas na Fig.3.6 representam os modos das frequências de ressonância dos domínios, enquanto que as curvas tracejadas são as frequências de ressonância da parede de domínio. As curvas são para campos de troca através da interface iguais a $10Oe$ e $100Oe$. Note que quanto maior a intensidade do campo de troca através da interface, maiores são as frequências de ambos os modos. O valor de θ em cada domínio foi determinado minimizando a energia magnética. Observe que embora o campo aplicado seja perpendicular ao eixo de anisotropia, o campo total em cada domínio, $\vec{H}_{ef} = \vec{H} + \vec{H}_J$, muda de orientação e intensidade, à medida que cresce o valor de \vec{H} (veja Fig.3.7).

Note que o modo da frequência de ressonância da parede de domínio exibe um máximo. Isto se deve ao fato de que a frequência de ressonância da parede de domínio é tipicamente, $\sqrt{\frac{k}{m}}$, onde k é o termo da força restauradora das oscilações da parede de domínio, que é oriunda da variação da energia de troca através da interface e m é a massa da parede de domínio, que é proporcional a largura da parede de domínio, que por sua vez controla a variação na energia magnetostática. A largura da parede de domínio ($\Delta^* = \Delta(J)/\sin \phi_0$) é uma função crescente do campo aplicado. Portanto, o termo da energia magnetostática, $2\pi M^2 \cos^2 \phi$ integrado dentro da parede de domínio, é crescente e quando a magnetização tende a saturar na direção do campo aplicado, o termo $1/m$ é da ordem do tamanho dos domínio L/Δ^* . Portanto, para baixos campos aplicados, o termo $1/m$ é dominante. Mas, a medida que o campo aplicado se torna mais intenso, a força restauradora da parede de

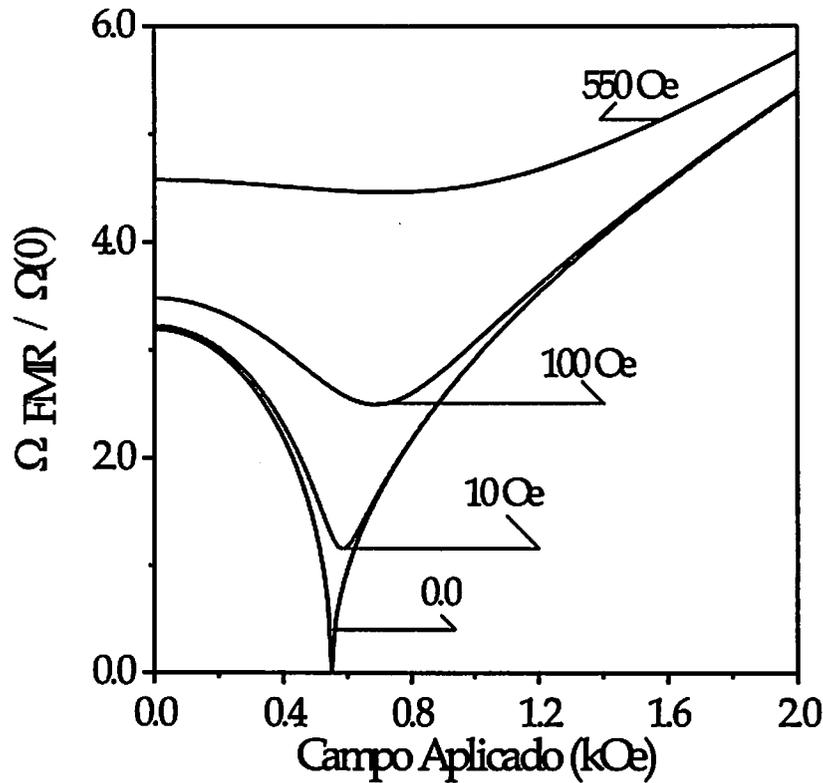


Figura 3.8: Frequência de ressonância ferromagnética, em unidades da frequência de ressonância ferromagnética de $H = H_J = 0$, como função do campo aplicado, em unidades do campo de interface. O campo é aplicado perpendicularmente ao eixo de anisotropia para diferentes valores do campo de interface.

domínio decresce rapidamente.

Também no caso do campo aplicado perpendicular ao campo de troca através da interface, na obtenção do espectro de excitação, um dos pontos importantes, na Fig.3.6, é o fato de os dois modos, de domínios e de paredes de domínio, têm frequências de mesma ordem.

Na Fig.3.8 mostramos as frequências de ressonância ferromagnética, quando o filme ferromagnético está sujeito a um campo de troca através da interface. Os números nas curvas representam as intensidades do campo de troca através da interface. O campo de anisotropia é considerado como sendo $H_A = 550 Oe$. Como podemos ver, o comportamento qualitativo das curvas é uma função explícita do campo de troca através da interface. Para um filme livre de efeitos de interface, a frequência de ressonância ferromagnética é zero quando o campo aplicado é igual ao campo de anisotropia. No caso da bicamada F/AF,

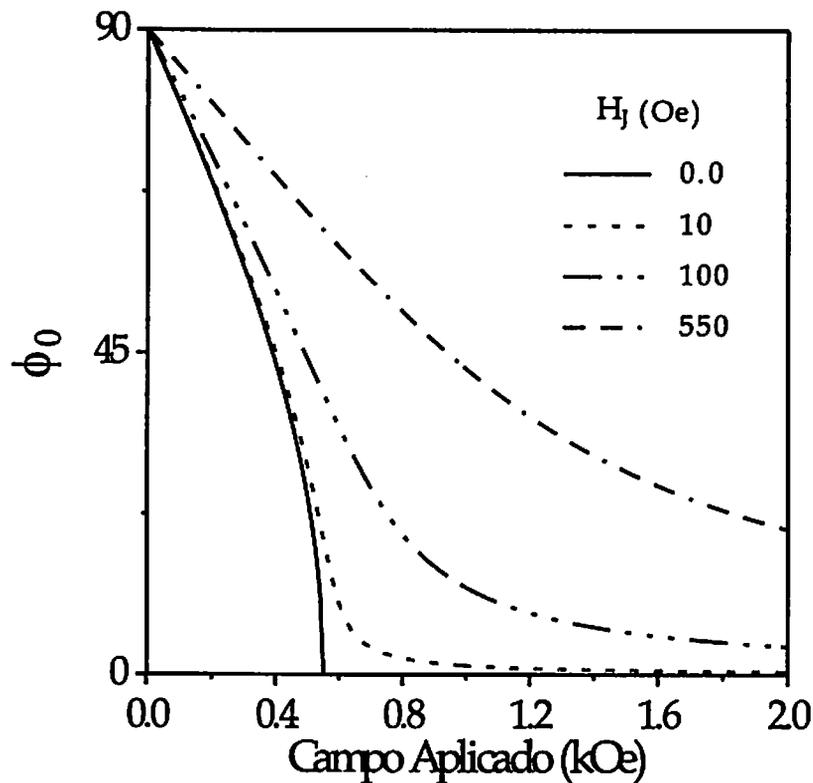


Figura 3.9: O ângulo que magnetização, nos domínios, faz com a direção do campo aplicado

a frequência de ressonância ferromagnética não vai a zero para nenhum valor de campo aplicado. Contudo, a curva $\Omega_{FMR}XH$ exibe um mínimo, cujo valor e posição dependem da intensidade do campo de troca através da interface. Um melhor entendimento pode ser feito, a partir da Fig.3.9. A Fig.3.9 mostra o ângulo que a magnetização, nos domínios, faz com a direção do campo aplicado. Note que quando o campo de troca através da interface é nulo, a magnetização satura com o campo aplicado em $H = H_A$. Neste caso $\Omega(H = H_A) = 0$ e para $H > H_A$ a força restauradora é exclusivamente oriunda do campo aplicado. Contudo, mesmo para baixos valores de campos de interface, a saturação da magnetização se dá em campos muito maiores do que o campo de anisotropia. Além disso, quanto maior é o campo de troca através da interface maior é o campo de saturação da amostra.

Apesar do cálculo variacional fazer uma excelente ilustração das propriedades magnéticas do sistema, podemos usar um cálculo mais elaborado, a partir do perfil de

equilíbrio da magnetização calculado na seção 2.4, para obter as frequências de ressonância das paredes de domínios nucleadas em filmes ferromagnéticos sobre uma substrato anti-ferromagnético, por efeito de um defeito na interface.³⁴

3.3 Método Analítico

3.3.1 Campo Paralelo ao Eixo de Anisotropia

A nucleação e aprisionamento de paredes de domínio em resposta às variações espaciais no sinal do campo de acoplamento efetivo através da interface, foram recentemente estudados para um sistema F/AF, cuja interface é não compensada¹⁶ (Ver Cap.2).

Para um dado valor de campo aplicado, consideramos variações induzidas na energia por pequenas oscilações do perfil da parede de domínio em torno da posição de equilíbrio, usando a função $\theta(y - q(t))$, com $q(t) = q_0 e^{i\Omega t}$. Também introduzimos um termo extra na energia correspondendo a uma pequena saída, da magnetização, do plano $\psi = \psi_0 e^{i\Omega t}$. As oscilações, na saída da magnetização do plano, induzem cargas de superfície e por consequência uma energia demagnetizante aproximada por:

$$E_M = \int_{-L}^L 2\pi M^2 \sin^2 \psi \sin^2 \theta dy \quad . \quad (3.30)$$

A mudança na energia devido as oscilações da parede de domínio em torno da posição de equilíbrio, é quadrática na variável q , que descreve o deslocamento rígido da parede de domínio. Também, o incremento na energia devido ao ângulo(ψ) que a magnetização faz com o plano é uma função quadrática na variável ψ . Não consideraremos que a componente da magnetização fora do plano possa induzir modificações em $\theta(y - q(t))$ nem que a energia magnetostática dependa da posição da parede q . Então, para a dinâmica, a energia é da forma

$$E = E_0 + \frac{1}{2}kq^2 + \frac{1}{2}b\psi^2 \quad , \quad (3.31)$$

onde E_0 é a energia no estado de equilíbrio, como dado pela Eq.2.29, usando o perfil da magnetização dado pelas Eqs.2.50.

As equações de Landau-Lifshitz para o torque (ver Apêndice D) sobre uma parede de domínio são dados por

$$\frac{dq}{dt} = \frac{\gamma}{2M} \frac{\partial E}{\partial \psi} \quad (3.32)$$

$$\frac{d\psi}{dt} = -\frac{\gamma}{2M} \frac{\partial E}{\partial q} ,$$

onde γ é o fator giromagnético.

Das Eqs.3.32 obtemos que a frequência das oscilações da parede de domínio é dada por

$$\Omega = \frac{\gamma}{2M} \sqrt{kb} . \quad (3.33)$$

As contribuições de k vem dos termos da energia que variam por oscilações no deslocamento rígido da parede de domínio em torno da posição de equilíbrio. Portanto as energias de troca intrínseca e anisotropia não têm nenhuma contribuição para k , o qual é dado por $k = \frac{1}{q} \frac{\partial E_{J,H}}{\partial q}$ onde $E_{J,H}$ é a soma dos termos de energia de troca através da interface e energia Zeeman. Como a parede de domínio se move rigidamente em torno da posição de equilíbrio por um pequeno deslocamento, ela induz uma mudança no tamanho dos domínios alinhados paralelos e antiparalelos ao campo externo aplicado. Portanto a energia Zeeman é modificada. Já que o deslocamento da parede de domínio induz mudanças na orientação da magnetização com respeito ao campo de interface, a energia de troca através da interface é também variada. Usamos as parcelas da energia que correspondem às energias Zeeman e de interface. Levando em conta que o perfil de equilíbrio, $\theta(y)$, satisfaz às equações de Euler-Lagrange, obtemos:

$$k = (H_J + H) \int_{-L}^0 \cos \theta(y) \frac{d\theta}{dy} dy - (H_J - H) \int_0^L \cos \theta(y) \frac{d\theta}{dy} dy , \quad (3.34)$$

onde os termos de maior ordem em q e ψ foram desprezados. Usando o perfil de equilíbrio de $\theta(y)$ dado pelas Eqs.2.50, temos que

$$k = \frac{2(H_J + H)}{\Delta_0} f(\chi, \eta) + \frac{2(H_J - H)}{\Delta_0} f(\zeta, \xi) \quad , \quad (3.35)$$

onde

$$f(\chi, \eta) = \chi \sqrt{\chi^2 + \eta^2} \left(1 - \chi^2 - \frac{\eta^2}{2} \right) + \frac{\eta^2}{2} \sqrt{1 + \eta^2} \\ + \frac{\eta^2(2 + \eta^2)}{2} \ln \frac{\chi + \sqrt{\chi^2 + \eta^2}}{1 + \sqrt{1 + \eta^2}} \quad (3.36)$$

com $\eta = \sqrt{\frac{H_J + H}{H_A}}$, $\xi = \sqrt{\frac{H_J - H}{H_A}}$, $\chi = \cos(\theta(0)/2)$ e $\zeta = \sin(\theta(0)/2)$.

A constante de força restauradora, k , é uma função decrescente de H e torna-se nula quando $H = H_J$. De fato, para $H = H_J$ temos $\theta(0) = 0$, logo $\zeta = 0$ e $f(\zeta, \eta) = 0$. A posição de equilíbrio do centro da parede de domínio para $H \cong H_J$ é muito maior do que a largura da parede de domínio ($\Delta \cong \Delta_0$ para $H \cong H_J$), logo não existe nenhuma variação na energia de interface devido a pequenas oscilações da posição da parede de domínio.

b é calculado a partir das variações da energia magnetostática. Temos que $b = \frac{1}{\psi} \frac{\partial E_M}{\partial \psi}$. Usando o perfil de equilíbrio de θ dado pelas Eqs.2.50 e assumindo que a amplitude das oscilações no ângulo, ψ , fora do plano, são pequenas e constantes, dentro da parede de domínio, encontramos que

$$b = 8\pi M^2 \Delta_0 [g(\chi, \eta) + g(\zeta, \xi)] \quad (3.37)$$

onde

$$g(\chi, \eta) = \sqrt{1 + \eta^2} - \chi \sqrt{\chi^2 + \eta^2} + \eta^2 \ln \frac{\chi + \sqrt{\chi^2 + \eta^2}}{1 + \sqrt{1 + \eta^2}} \quad (3.38)$$

A energia magnetostática é proporcional a largura da parede de domínio a qual aumenta com o campo externo aplicado, como visto na Eq.2.52 (ou na Fig.2.14). Contudo,

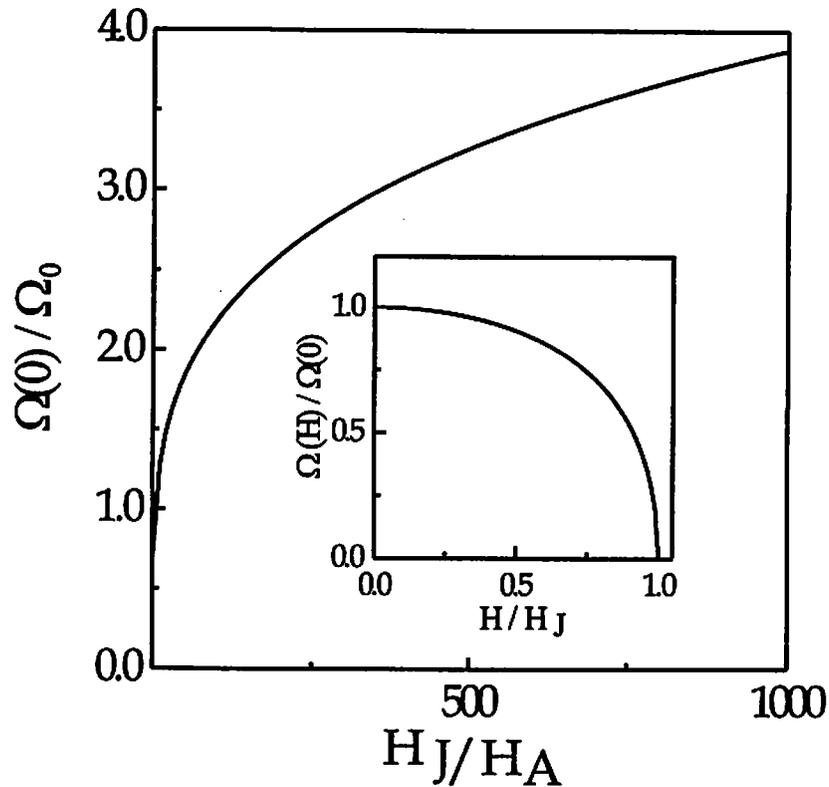


Figura 3.10: Frequência de oscilações do deslocamento rígido da parede de domínio, em unidades de $\gamma\sqrt{4\pi M H_A}$, como função do campo aplicado (H), em unidades do campo de interface (H_J).

a frequência das oscilações da parede de domínio, rigidamente, diminuem com o campo externo aplicado, e tende a zero quando $H \cong H_J$.

Na Fig.3.10 mostramos $\Omega(0)/\Omega_0$ como função do campo externo aplicado H_J/H_A . $\Omega(0)$ é o valor de $\Omega(H)$ para $H = 0$ e $\Omega_0 = \gamma\sqrt{4\pi M H_A}$. Note que $\Omega(0)/\Omega_0$ é uma função que cresce rapidamente para pequenos valores de H_J/H_A . Contudo, modestas mudanças ocorrem em $\Omega(0)/\Omega_0$ quando H_J/H_A aumenta por três ordens de magnitude. Era de se esperar que $\Omega(0)/\Omega_0$ aumentasse linearmente com H_J/H_A já que, como visto na Eq.3.35, a constante da força restauradora é proporcional a H_J . Contudo, para $H = 0$ as variações na energia imposta pelo deslocamento rígido da parede de domínio (veja Eq.3.30, Eq.3.31 e Eq.3.35) são devidas as energias magnetostática e de troca através da interface integradas dentro da parede de domínio. Da Eq.2.3 vemos que a largura da parede de domínio é sensivelmente reduzida por grandes valores de H_J/H_A . Desse modo o crescimento de em

H_J/H_A não leva a um correspondente aumento em $\Omega(0)$. No gráfico inserido mostramos $\Omega(H)/\Omega(0)$. $\Omega(H)$ é uma função monotonicamente decrescente em H com um limite superior da ordem de Ω_0 .

O deslocamento da histerese em bicamadas F/AF é comumente da ordem do campo de anisotropia do filme ferromagnético.³² Atribuindo o deslocamento da histerese ao campo de troca através da interface, espera-se $H_J/H_A \approx 1$. Contudo, H_J/H_A pode ser muito maior que efeito médio mostrado nas medidas de magnetização. Assumindo H_J da mesma ordem de magnitude do campo de troca, intrínseco, do filme ferromagnético pode se ter H_J maior que H_A por duas ou três ordens de magnitude.^{9,10} Como visto na Fig.3.10, para $1 < H_J/H_A < 10^3$ a resposta de um defeito, que aprisiona uma parede de domínio, na interface é no mesmo intervalo de frequência do modo uniforme das oscilações da magnetização nos domínios (Ω_0). Portanto, exceto para altos campos aplicados para atingir a condição $\Omega(H) = 0$, deverá ser possível observar os modos de paredes de domínios aprisionadas na interface em aparatos experimentais utilizados para medidas de frequência de ressonância ferromagnética.

3.4 Conclusões

Em uma interface rugosa F/AF, as bordas das regiões, na interface, que separam áreas, onde diferentes sub-redes do antiferromagnético se expõem, podem agir como centros de nucleação de paredes de domínios. O grau de rugosidade magnética da interface pode ser estimado pela intensidade da resposta de estreitas paredes de domínios, aprisionadas nas bordas dos defeitos na interface. Logo medidas de ressonância de paredes de domínios podem ser úteis para estudar a escala de rugosidades na interface de uma bicamada F/AF. Pode também ser útil para estimar a interação de contato em interfaces vicinais formadas nas amostras em forma de cunha, onde a densidade de centros de nucleação de paredes de domínio pode ser controlada pelo ângulo da cunha do espaçador antiferromagnético.³⁰

A nucleação de uma parede de domínio de 180° em resposta a um defeito na interface, como descrito aqui, é também esperada ocorrer no caso de um filme fino ferromagnético

com anisotropia cristalina, contudo o perfil de equilíbrio deverá ser diferente. O mecanismo de força restauradora não é modificado pela natureza da anisotropia. Portanto, os fatores qualitativos da dependência no campo externo aplicado sobre as frequências de oscilações da parede de domínio, deverão também ser observadas em filmes com anisotropia cristalina.

Medidas do espectro de excitação em bicamadas magnéticas F/AF, poderão apresentar surpresas. No caso onde o campo é aplicado paralelo ao eixo de anisotropia, onde comumente espera-se que a existência de um único modo crescente com o campo aplicado, poderá haver três modos. A frequência dos outros dois modos, surpreendentemente, decaem com o campo aplicado. Contudo, um deles, o modo de ressonância da parede de domínio, vai a zero quando $H = H_J$ e o outro modo, do domínio antiparalelo a o campo aplicado, deixa de existir. Já que neste limite, amostra é saturada na direção do campo aplicado.

O caso em que o campo é aplicado perpendicular ao eixo fácil e ao campo de troca através da interface, não requer menos cuidados. O espectro de excitação, pode revelar dois modos. Um modo, oriundo dos domínios, exhibe um mínimo cujo valor e posição dependem da intensidade do campo de troca através da interface. O outro modo, exclusivo da parede de domínio, contrariamente, exhibe um máximo cujo valor depende do campo de interface.

Em ambos os casos, para campos aplicados paralelo e perpendicular ao campo de troca através da interface, os modos de ressonância de domínios e de paredes de domínios podem ter frequência de mesma ordem, dependendo da intensidade do campo de interface.

Capítulo 4

Ondas de Spins Localizadas

4.1 Introdução

Como foi mencionado anteriormente, os efeitos da interação de contato são tópicos de relevante interesse. O conceito foi originalmente proposto para explicar o observado deslocamento da histerese sobre medidas de magnetização de amostras que continham pequenas partículas de cobalto.⁸ Filmes finos ferromagnéticos sobre substratos antiferromagnéticos também podem exibir este deslocamento na histerese, se as amostras são resfriadas, a partir da temperatura de Néel do substrato antiferromagnético, na presença de um campo aplicado.^{35,36} A curva de histerese é centrada no campo que resulta da interação de contato com o substrato.

O efeito da interface é fortemente afetado por rugosidade na interface^{9,10}. Para um substrato com duas sub-redes pode-se encontrar uma ou outra sub-rede na interface. Portanto, o efeito líquido da interface depende da fração relativa entre as áreas que exibem uma ou outra sub-rede do substrato antiferromagnético, na interface. Os valores, medidos, de campos efetivos de interface são ordens de grandezas menores que o valor esperado.³⁷ A nucleação de paredes de domínio na interface tem também sido proposta como um mecanismo para justificar os pequenos valores do campo de deslocamento da histerese.^{9,10}

Para ter acesso ao valor real da intensidade do campo de troca na interface, é necessário usar técnicas que investiguem pequenas áreas da interface. Medidas de frequências de oscilações rígidas de paredes de domínios têm sido recentemente propostas como um meio

para estudar o acoplamento local. Foi mostrado que a força restauradora da ressonância da parede de domínio é proveniente de interação de troca em áreas microscópicas da interface.³⁴ Uma outra forma, alternativa, de acessar a intensidade de interação de contato local entre um filme fino ferromagnético crescido sobre um substrato antiferromagnético, é a medida da relação de dispersão de ondas de spins localizadas na parede de domínio.

4.2 Modos de Parede de Domínio

O estudo de modos localizadas em uma parede de domínio aprisionada em uma interface F/AF, conforme está descrito no Cap.3, pode ser usado para interpretar características da interface mesmo que exista certo grau de rugosidade. É razoável esperar que as características globais das excitações das paredes de domínio não dependam fortemente da forma das regiões da interface contendo uma única sub-rede do antiferromagneto. Em outras palavras, mesmo que as fronteiras, que definem regiões da interface contendo uma dada sub-rede do antiferromagneto, não sejam retas, se pode estimar o grau de rugosidade a partir da resposta de paredes de domínio unidimensionais que pressupõem a existência de fronteiras retas.

A propagação de ondas de spins localizadas é mais restrigente. Em primeiro lugar a direção de propagação faz grande diferença. São claramente distintas a propagação de uma onda de spins ao longo ou através de uma parede de domínio. No primeiro caso há a possibilidade de ondas localizadas, cuja amplitude é pequena nos domínios. No segundo caso se tem um problema de transmissão, em que parte da onda incidente é refletida na parede de domínio. Nesse capítulo tratamos da propagação de ondas de spins localizadas em uma parede de domínio aprisionada por um defeito de uma interface F/AF, conforme descrito nos capítulos anteriores. Não parece claro que se possa estabelecer uma relação entre esse problema e uma interface F/AF rugosa, a menos que as fronteiras que separam regiões da interface com uma dada sub-rede do antiferromagneto sejam retas.

Há, contudo, um outro sistema de grande interesse atual em que naturalmente na interface se formam estruturas magnéticas descritas aqui como "defeitos de interface".

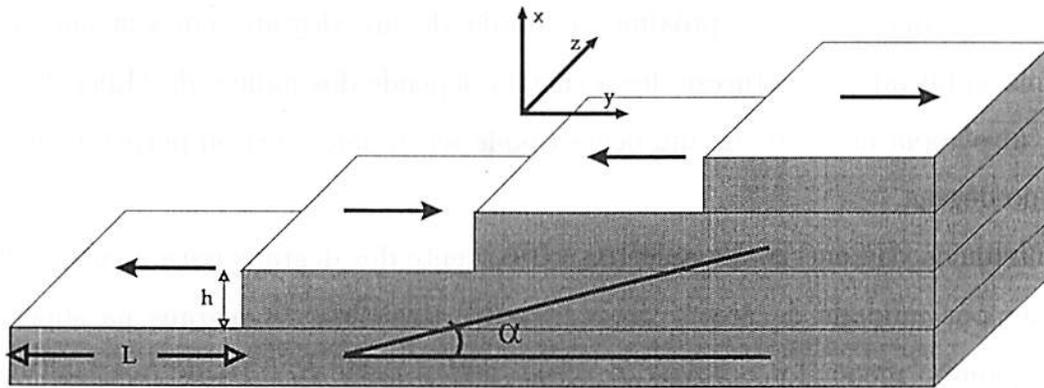


Figura 4.1: Superfície vicinal, esquemática, de um substrato antiferromagnético

São bicamadas F/AF em que a interface é uma superfície vicinal.

Superfícies vicinais são formadas quando um cristal cúbico é cortado (ou crescido) segundo uma orientação muito próxima de uma superfície de baixos índices de Miller. As superfícies vicinais têm altos índices de Miller e se apresentam como uma repetição de terraços largos separados por pequenos degraus.

4.2.1 Substratos Vicinais Antiferromagnéticos

Substratos vicinais têm, recentemente, despertado grande interesse. Novas propriedades magnéticas são induzidas em filmes finos ferromagnéticos devido a vicinalidade do substrato.³⁸⁻⁴⁰

Na Fig.4.1 está mostrada esquematicamente uma superfície vicinal de um antiferromaneto de duas sub-redes.

A superfície de substrato vicinal antiferromagnético é uma função explícita do ângulo α ($\tan \alpha = \frac{h}{L}$, onde a altura (h) e a largura (L) dos terraços são definidas a partir do ângulo da superfície vicinal). Além disso, os índices de Miller podem ser tais que as duas sub-redes do antiferromaneto sejam exibidas na superfície (Ver Fig.4.1). Conseqüentemente, o campo de troca, do substrato antiferromagnético sobre o filme ferromagnético, através da interface será uma função que oscila com a largura (L) dos terraços da superfície.

Uma outra característica, de substratos vicinais antiferromagnéticos, é a quebra de

simetria do sistema. Átomos próximos à borda de um degrau têm sua energia de anisotropia modificada. A natureza dessa energia depende dos índices de Miller do substrato. A anisotropia na borda de um degrau pode ser ao longo (z) ou perpendicular (y) à borda do degrau.

A contribuição da energia de anisotropia decorrente dos degraus para a energia magnetostática por unidade de área é proporcional à densidade de degraus na superfície. Portanto, quanto menor for o ângulo α menor será a razão h/L (onde h é a altura dos degraus e L a largura dos terraços), assim o número de degraus por unidade de área da superfície vicinal é menor e conseqüentemente será a menor contribuição de energia de anisotropia proveniente das bordas dos degraus.

Um sistema, particularmente, interessante é a tricamada magnética Fe/Cr/Fe. Este sistema tem sido intensamente estudado. O acoplamento de troca entre os filmes de Fe via o espaçador de Cr, oscila entre ferromagnético e antiferromagnético com a espessura do Cr. Além disso, a modulação da interação de troca exhibe um período de aproximadamente $1.8nm$ de espessura do Cr².

Uma tricamada Fe/Cr/Fe, onde o espaçador magnético Cr possui espessura variável em forma de cunha, foi analisada experimentalmente via espalhamento eletrônico.⁴¹ A espessura do Cr é variada continuamente (Ver Fig.4.2). A vantagem do espaçador em forma de cunha, em princípio, é que as medidas do acoplamento entre os filmes de Fe podem ser feitas com diferentes espessuras, em única amostra. O resultado fascinante observado foi um período na oscilação do campo de troca entre os filmes de Fe via o Cr, menor que o esperado ($1.8nm$). A Fig.4.3 mostra imagens da componente y da magnetização do filme de Fe sobre o Cr. A região em preto (branco) corresponde a componente M_y negativa (positiva). Essa amostra de Fe/Cr/Fe tem terraços de largura de $2.8 \times 10^4 nm$ separados por degraus de $0.144nm$. Além dos domínios correspondentes a já conhecida² variação do acoplamento entre os filmes de Fe há clara indicação de domínios que se formam em estreita correspondência com a onda de densidade de spin do Cr. Na Fig.4.3 as faixas estreitas correspondem a oscilações do campo efetivo sobre o filme de Fe com período de $0.288nm$ da espessura do Cr. Claramente o acoplamento de período

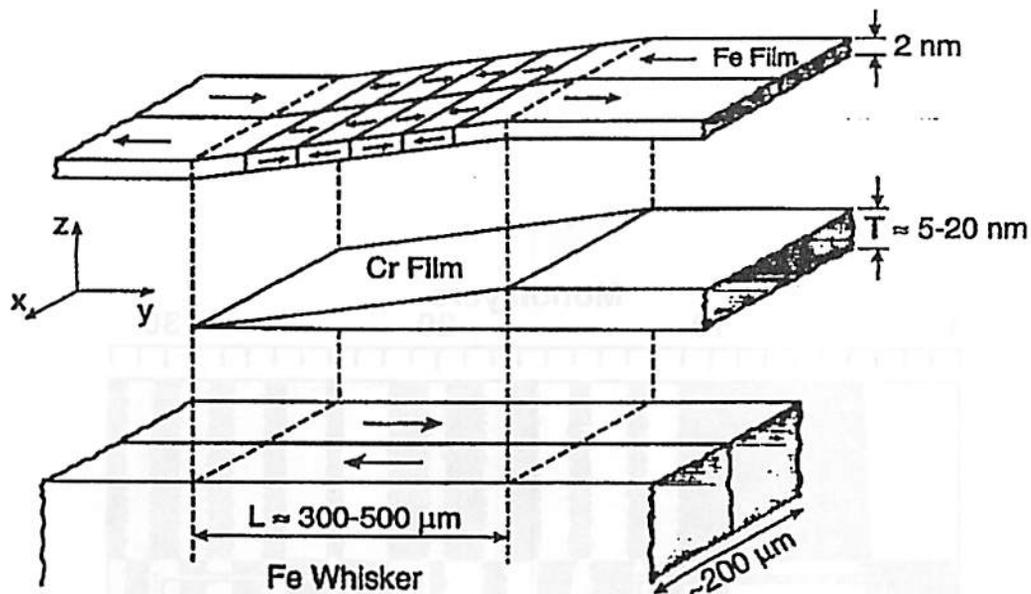


Figura 4.2: Uma vista esquemática da estrutura da amostra Fe/Cr/Fe, onde a espessura do Cr é variável. As setas mostram as direções da magnetização em cada domínio. O ângulo real da cunha é da ordem de 10^{-3}deg (J. Unguris, R. J. Celatta and D. T. Pierce, Phys. Rev. Lett. 67, 148 (1990))

curto domina sobre o acoplamento de período longo para espessuras do Cr superiores a aproximadamente 2nm. Nos degraus da superfície do Cr se nucleiam paredes de domínio similares a paredes de Néel.

A propagação de ondas de spin localizadas dentro das paredes de domínio é controlada pelas características magnéticas da interface em regiões de dimensões microscópicas ao redor de cada degrau. Desse modo se pode ter acesso ao valor local do acoplamento de interface, bem como a variações de anisotropia sobre os degraus. Presentemente não consideramos o defeito de anisotropia, e, considerando que os terraços são muito largos ($L \gg \Delta$), estudamos isoladamente ondas de spin em uma parede de domínio.

4.2.2 Equações de Movimento

Consideramos um filme fino ferromagnético sobre uma superfície vicinal de um substrato antiferromagnético com as duas sub-redes, como mostrado na Fig.2.1. O eixo de anisotropia do ferromagneto é considerado paralelo a direção do substrato antifer-

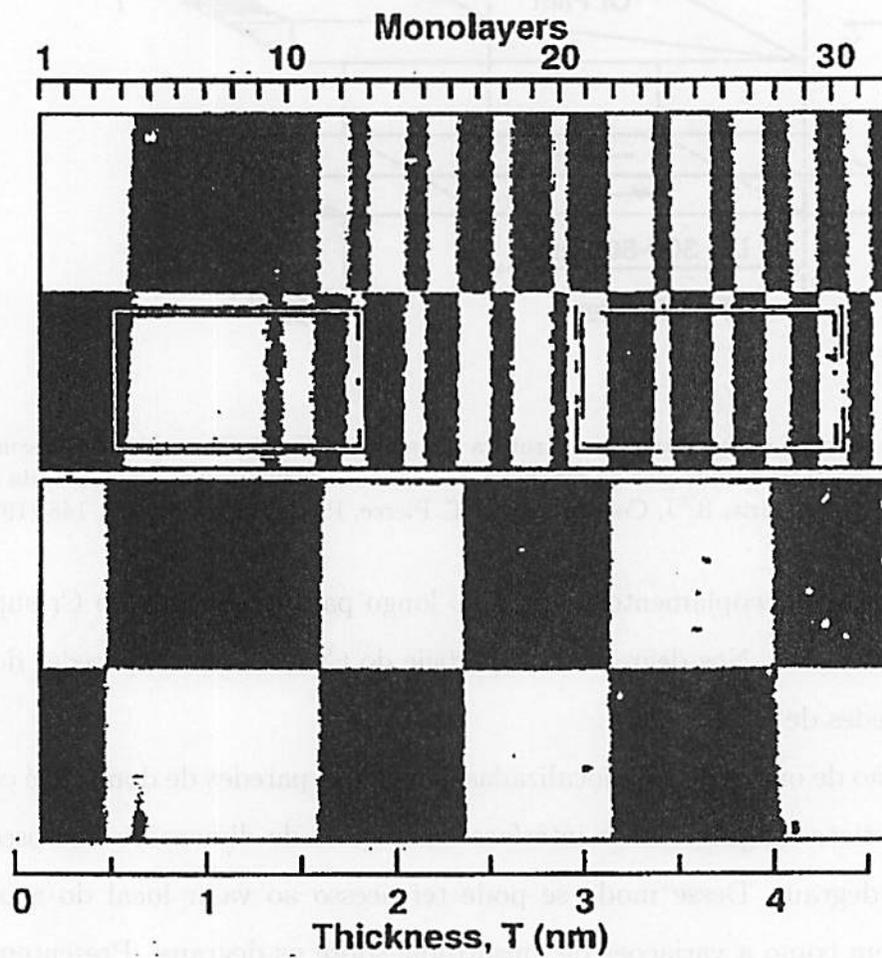


Figura 4.3: A diferença entre o campo de troca dos filmes de Fe na tricamada Fe/Cr/Fe com o Cr crescido em forma de cunha. (J. Unguris, R. J. Celatta and D. T. Pierce, Phys. Rev. Lett. 67, 148 (1990))

romagnético. O substrato consiste de terraços, com largura L separados por degraus com altura h , que corresponde de um número ímpar de planos atômicos. As bordas dos degraus estão ao longo do eixo z . Terraços vizinhos exibem sub-redes diferentes do substrato anti-ferromagnético. Portanto, o ferromagneto é sujeito a um campo troca através da interface que oscila em direção de acordo com a orientação dos spins, da interface, do substrato antiferromagnético. O campo de interface produz um perfil de faixas na magnetização do filme ferromagnético, se a energia do troca através da interface é maior que a energia de formação de paredes de domínio.

O substrato antiferromagnético é considerado congelado e o perfil de equilíbrio do sistema envolve somente um rearranjo espacial dos momentos no filme ferromagnético. Além disso, consideramos altos índices de Miller no substrato, tais que os tamanhos dos terraços sejam muito maiores que a largura intrínseca da parede de domínio do ferromagneto, $L \gg \Delta_0$.

O perfil de equilíbrio da magnetização do ferromagneto, desprezando qualquer interação entre as paredes de domínio, tem sido descrito, no limite contínuo, no Cap.2.

O Hamiltoniano do sistema, correspondente ao termo da anisotropia uniaxial, ao longo do eixo fácil z , é dado por:

$$\mathcal{H}_A = -K \sum_i (S_i^z)^2 \quad , \quad (4.1)$$

enquanto que a parte da interação de troca, intrínseca, do ferromagneto, pode ser escrita por

$$\mathcal{H}_E = -J \sum_{\langle i,j \rangle} \vec{S}_i \cdot \vec{S}_j \quad , \quad (4.2)$$

onde a soma é restrita sobre os primeiros vizinhos. O ângulo θ , entre a magnetização estática e a direção fácil (\hat{z}), é uma função de y .

Vamos escolher um novo sistema de eixos $Ox, O\tilde{y}, O\tilde{z}$: Onde o eixo \tilde{z} é localmente na direção de equilíbrio de \vec{S} , e o eixo Ox não muda conforme Fig.4.4. As direções dos eixos variam de um átomo para outro. Aplicando uma rotação de θ nos operadores de spins,

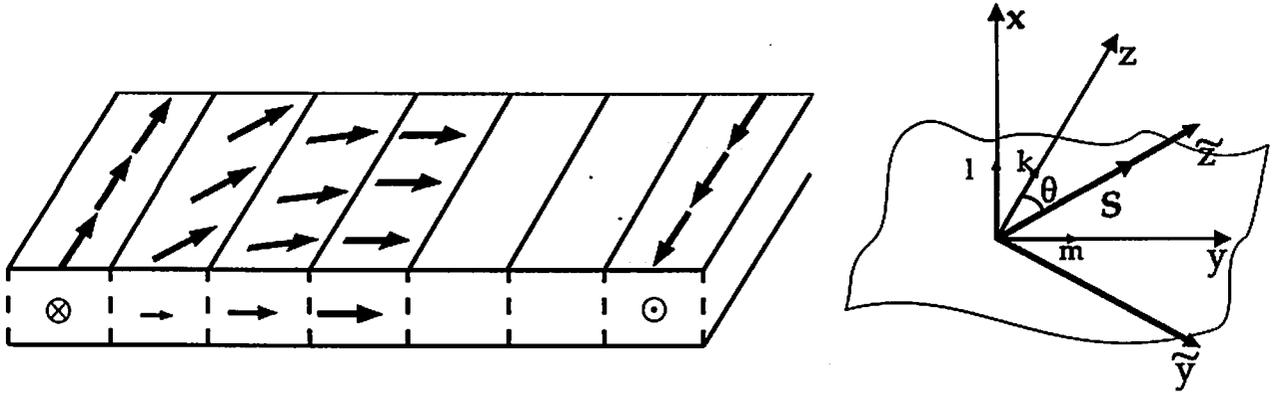


Figura 4.4: Definição dos eixos.

eles se tornam

$$\begin{aligned}
 S_i^x &= S_i^x \\
 S_i^y &= S_i^z \sin \theta_i + S_i^y \cos \theta_i \\
 S_i^z &= S_i^z \cos \theta_i - S_i^y \sin \theta_i \quad .
 \end{aligned} \tag{4.3}$$

Portanto, podemos reescrever o Hamiltoniano ($\mathcal{H} = \mathcal{H}_A + \mathcal{H}_E$) na forma

$$\begin{aligned}
 \mathcal{H} &= -J \sum_{i,m} \left[S_i^x S_{i+m}^x + (S_i^y S_{i+m}^y + S_i^z S_{i+m}^z) \cos(\theta_i - \theta_{i+m}) \right. \\
 &\quad \left. + (S_i^z S_{i+m}^y - S_i^y S_{i+m}^z) \sin(\theta_i - \theta_{i+m}) \right] \\
 &\quad - J \sum_{i,k} \left[S_i^x S_{i+k}^x + S_i^y S_{i+k}^y + S_i^z S_{i+k}^z \right] - J \sum_{i,l} \left[S_i^x S_{i+l}^x + S_i^y S_{i+l}^y + S_i^z S_{i+l}^z \right] \\
 &\quad - K \sum_i \left[(S_i^z)^2 \cos^2 \theta_i + (S_i^y)^2 \sin^2 \theta_i - 2S_i^z S_i^y \cos \theta_i \sin \theta_i \right]
 \end{aligned} \tag{4.4}$$

onde l, m e k indicam a posição dos spins ao longo de Ox, Oy e Oz , respectivamente. Contudo, como, na Eq.4.2, a interação de troca está restrita a primeiros vizinhos, temos que l, m e k possuem módulo unitário.

Para obter a condição de equilíbrio, temos que $S_x = S_y \approx 0$ e $S_z = S$. Assim, minimizando a energia temos,

$$-JS \left\{ (S_i^y - S_{i-m}^y) \sin(\theta_{i-m} - \theta_i) + (S_{i+m}^y - S_i^y) \sin(\theta_i - \theta_{i+m}) \right\} + 2KSS_i^y \cos \theta_i \sin \theta_i = 0 \quad (4.5)$$

considerando uma pequena variação angular entre spins vizinhos, temos

$$\theta_{i\pm m} = \theta_i \pm a \frac{d\theta_i}{dy} + \frac{a^2}{2} \frac{d^2\theta_i}{dy^2} \quad (4.6)$$

onde a é o parâmetro de rede. Obtemos que a variação angular do perfil da magnetização é dado por

$$\frac{d\theta_i}{dy} = \frac{1}{a} \sqrt{\frac{2K}{J}} \sin \theta_i \quad (4.7)$$

ou ainda

$$\tan \frac{\theta}{2} = \exp \left(\frac{y}{\Delta} \right) \quad (4.8)$$

onde $(\Delta = a\sqrt{\frac{J}{2K}})$, é a largura da parede de domínio.

Já que a soma dos termos lineares em S_i^y é nula, podemos reescrever o Hamiltoniano como sendo função dos termos quadráticos em S_i^x, S_i^y e S_i^z . Então temos que

$$\begin{aligned} \mathcal{H} = & -J \sum_{i,m} \left[S_i^x S_{i+m}^x + (S_i^y S_{i+m}^y + S_i^z S_{i+m}^z) \cos(\Delta\theta_i) \right] \\ & -J \sum_{i,k} \left[S_i^x S_{i+k}^x + S_i^y S_{i+k}^y + S_i^z S_{i+k}^z \right] - J \sum_{i,l} \left[S_i^x S_{i+l}^x + S_i^y S_{i+l}^y + S_i^z S_{i+l}^z \right] \\ & -K \sum_i \left[(S_i^z)^2 \cos^2 \theta_i + (S_i^y)^2 \sin^2 \theta_i \right] \end{aligned} \quad (4.9)$$

onde $\Delta\theta_i = \theta_i - \theta_{i+m}$.

A equação de movimento é dada por

$$i\hbar \frac{d\mathbf{S}_i}{dt} = [\mathbf{S}_i, \mathcal{H}] \quad (4.10)$$

Então usando as relações de comutação temos, para S_i^y , temos que

$$\begin{aligned} \frac{dS_i^{\bar{y}}}{dt} = & -4JSS_i^x + JS \left\{ S_{i-m}^x + S_{i+m}^x + S_{i-k}^x + S_{i+k}^x + S_{i-l}^x + S_{i+l}^x \right\} \\ & -2JS \cos \Delta\theta_i S_i^x - 2KS \cos^2 \theta_i S_i^x . \end{aligned} \quad (4.11)$$

Existe, portanto, uma relação entre as variáveis dinâmicas, $S_i^{\bar{y}}$ e S_i^x . Além disso, existe também um acoplamento entre as variáveis dinâmicas em sítios diferentes, por exemplo i e $i \pm j$ (onde $j = m, l$ ou k). Então para desacoplar as equações, consideramos uma pequena variação espacial, onde

$$S_{i \pm j}^x = S_i^x \pm a \frac{dS_i^x}{d\eta} + \frac{a^2}{2} \frac{d^2 S_i^x}{d\eta^2} \quad (4.12)$$

tal que para

$$j = \begin{cases} l, & \eta = x \\ m, & \eta = y \\ k, & \eta = z \end{cases} . \quad (4.13)$$

Logo, temos que

$$\frac{dS_i^{\bar{y}}}{dt} = JSa^2 \nabla^2 S_i^x - 2JS \cos \Delta\theta S_i^x - 2KS \cos^2 \theta_i S_i^x . \quad (4.14)$$

Mas da condição de equilíbrio, Eq.4.7, temos

$$(\Delta\theta)^2 = \frac{2K}{J} \sin^2 \theta_i \quad (4.15)$$

ou ainda,

$$\cos \Delta\theta = 1 - \frac{K}{J} \sin^2 \theta_i . \quad (4.16)$$

Substituindo a Eq.4.16 na Eq.4.14, temos a equação de movimento da variável dinâmica $S_i^{\bar{y}}$,

$$\frac{dS_i^{\bar{y}}}{dt} = JSa^2 \nabla^2 S_i^x - 2KS(\cos^2 \theta_i - \sin^2 \theta_i) S_i^x . \quad (4.17)$$

Analogamente, temos que a equação de movimento para a variável dinâmica S_i^x , considerando que o campo de troca, intrínseco, do ferromagneto é muito maior que o campo de anisotropia uniaxial, é dada por

$$\frac{dS_i^x}{dt} = -JSa^2\nabla^2 S_i^y + 2KS(\cos^2 \theta_i - \sin^2 \theta_i)S_i^y \quad (4.18)$$

O estudo desse sistema nos formalismos micromagnético semi-clássico $\frac{d\mathbf{S}_i}{dt} = \gamma\mathbf{S}_i \times \mathbf{H}_i^{eff}$, onde \mathbf{H}_i^{eff} é o campo efetivo local ($\mathbf{H}_i^{eff} = -\frac{1}{g\mu_B} \frac{\partial \mathcal{H}}{\partial \mathbf{S}_i}$), e micromagnético quântico são equivalentes.

As Eqs.4.17 e 4.18, são as equações de movimento se, por excitação no sistema, as únicas energias que sofrem variações são as energias de troca, intrínseca, do ferromagneto e de anisotropia uniaxial.

Com o Hamiltoniano do sistema descrito pela Eq.4.9, a excitação mais simples ocorre a um custo de energia zero, assim qualquer perturbação uniforme, mesmo pequena, pode levar a parede de domínio para o infinito. Sendo assim, é necessário se introduzir um termo no Hamiltoniano que represente uma rigidez magnética da parede de domínio, isto é, uma força restauradora. A forma mais simples de se introduzir esta rigidez é adicionar ao Hamiltoniano um termo do tipo $K' \sum_i (S_i^y)^2$.⁴² Este termo provoca uma variação na energia proporcional a q^2 para uma translação de q na posição de equilíbrio da parede de domínio. Uma translação de q é equivalente a uma rotação de $\Delta\theta_i = \frac{q}{\Delta} \sin \theta_i$ para o spin i . Logo, uma componente transversa aparece, $S_i^y = S \frac{q}{\Delta} \sin \theta_i$, dando uma variação na energia, $K' \sum_i (S_i^y)^2 = K' \left(\frac{q}{\Delta}\right)^2 S^2 \sum_i \sin^2 \theta$.

No sistema que aqui descrevemos, um filme ferromagnético fino sobre um substrato antiferromagnético, onde ambas as sub-redes estão expostas na interface, a rigidez magnética, ou força restauradora da parede de domínio, frente a excitações de ondas de spins, está associada a energia de interface. Excitações de ondas de spins localizadas em paredes de domínios provocam variações da energia de interface que resulta de variações na posição de equilíbrio da parede de domínio, cujo centro está localizado no ponto onde há a mudança de sub-rede do substrato antiferromagnético (ver Cap.3).

Podemos escrever a energia de interface como função da variável dinâmica de spin S_i^y ,

assim como foi proposto na Ref.[42]. Mostraremos que um termo na energia do tipo $K' \sum_i (S_i^y)^2$ produz uma variação na energia proporcional ao quadrado do deslocamento da posição da parede de domínio e que K' pode ser escolhido de modo a representar o incremento de energia de interface.

Sabemos que o perfil de equilíbrio da magnetização é dado por

$$\sin \theta(0) = \frac{1}{\cosh(\frac{y}{\Delta})} \quad (4.19)$$

considerando uma pequena oscilação $q(t)$ em torno da posição de equilíbrio e considerando um deslocamento rígido, temos que

$$\sin \theta(t) = \frac{1}{\cosh(\frac{y-q(t)}{\Delta})} \quad (4.20)$$

Sendo assim, as componentes da magnetização são dadas por

$$\begin{aligned} S^x &= S \sin \theta \cos \psi \\ S^y &= S \sin \theta \sin \psi \\ S^z &= S \cos \theta \end{aligned} \quad (4.21)$$

onde $\psi = \frac{\pi}{2} - \delta(t)$. Considerando que as amplitudes de $\delta(t)$ são pequenas e que $\theta(y-q(t)) \approx \theta(y) - q(t) \frac{d\theta}{dy}$, temos que

$$S^y(t) = S(\sin \theta - \frac{q(t)}{\Delta} \cos \theta \sin \theta) \quad (4.22)$$

e

$$S^z(t) = S(\cos \theta + \frac{q(t)}{\Delta} \sin^2 \theta)$$

Mas,

$$S^y = S^y(t) \cos \theta - S^z \sin \theta$$

assim, substituindo $S^y(t)$ e $S^z(t)$ em $S^{\bar{y}}(t)$, temos que

$$S_i^{\bar{y}} = -\frac{q}{\Delta} S \sin \theta \quad . \quad (4.23)$$

Então como foi visto, um termo no Hamiltoniano quadrático em $S_i^{\bar{y}}$ produz uma variação, na energia, quadrática em q , se q é a translação da parede de domínio com a relação a posição de equilíbrio. Portanto, podemos introduzir o termo do Hamiltoniano referente a força restauradora, ou energia de interface, como sendo

$$\mathcal{H}_S = K' \sum_i (S_i^{\bar{y}})^2 \quad (4.24)$$

onde K' é uma constante que está relacionada com a intensidade do campo de troca através da interface.

Para obter a relação entre K' e J' , a intensidade da integral de troca através da interface (note que J' está sendo usado para a energia de troca através da interface e J é a constante de troca intrínseca do ferromagneto), onde

$$J'(y) = \begin{cases} -J' & \text{se } -L < y < 0 \\ J' & \text{se } 0 < y < L \end{cases} \quad (4.25)$$

consideremos que a energia de interação de troca por unidade de área é dada por

$$\mathcal{H}_{J'} = - \int_{-L}^L J'(y) \cos \theta dy \quad (4.26)$$

onde L é o tamanho dos terraços da superfície vicinal. Resolvendo a Eq.4.26, e considerando que o perfil de magnetização para pequenas oscilações da parede de domínio é dado por $\tan \frac{\theta}{2} = \exp \frac{(y-q)}{\Delta}$ e ainda que $\frac{q}{\Delta} \ll \frac{L}{\Delta}$ e $\frac{L}{\Delta} \gg 1$ temos que

$$\mathcal{H}_{J'} = 2J'\Delta \ln \left(\cosh \frac{q}{\Delta} \right) + 2J'\Delta \ln 2 \quad . \quad (4.27)$$

Considerando pequenas oscilações da parede de domínio em torno de sua posição de equilíbrio, podemos expandir $\mathcal{H}_{J'}(t)$

$$\mathcal{H}_{J'}(t) = \mathcal{H}_{J'}(0) + \frac{1}{2} \left. \frac{\partial^2 \mathcal{H}_{J'}}{\partial q^2} \right|_{q=0} q^2, \quad (4.28)$$

logo,

$$\mathcal{H}_{J'}(t) = 2J'\Delta \ln 2 + \frac{J'}{\Delta} q^2. \quad (4.29)$$

Mas, temos que o termo do Hamiltoniano referente a rigidez magnética da parede de domínio foi anteriormente introduzido conforme Eq.4.24. Sendo assim, considerando que $S_i^{\bar{y}} = -\frac{q}{\Delta} S \sin \theta_i$ e transformando a soma, sobre a rede, em uma integral, temos que \mathcal{H}_S é dado por

$$\mathcal{H}_S = \frac{2K'S^2}{\Delta} q^2. \quad (4.30)$$

Então comparando as Eqs.4.29 e 4.30, temos que

$$K' = \frac{J'}{2S^2}. \quad (4.31)$$

Além disso, as excitações de ondas de spins também provocam variações na energia demagnetizante, proveniente da existência de uma componente da magnetização perpendicular a superfície (S_i^x). A parte do Hamiltoniano referente a energia demagnetizante é dada por

$$\mathcal{H}_d = 2\pi(g\mu_B)^2 \sum_i (S_i^x)^2 \quad (4.32)$$

Portanto, o Hamiltoniano do sistema é dado por

$$\begin{aligned} \mathcal{H} = & -J \sum_{i,m} [S_i^x S_{i+m}^x + (S_i^{\bar{y}} S_{i+m}^{\bar{y}} + S_i^{\bar{z}} S_{i+m}^{\bar{z}}) \cos(\Delta\theta_i)] \\ & -J \sum_{i,k} [S_i^x S_{i+k}^x + S_i^{\bar{y}} S_{i+k}^{\bar{y}} + S_i^{\bar{z}} S_{i+k}^{\bar{z}}] - J \sum_{i,l} [S_i^x S_{i+l}^x + S_i^{\bar{y}} S_{i+l}^{\bar{y}} + S_i^{\bar{z}} S_{i+l}^{\bar{z}}] \\ & -K \sum_i [(S_i^{\bar{z}})^2 \cos^2 \theta_i + (S_i^{\bar{y}})^2 \sin^2 \theta_i] + K' \sum_i (S_i^{\bar{y}})^2 \\ & + 2\pi(g\mu_B)^2 \sum_i (S_i^x)^2. \end{aligned} \quad (4.33)$$

Assim, de acordo com a Eq.4.10, as equações de movimentos para as ondas de spins são dadas por

$$\frac{dS_i^x}{dt} = -JSa^2\nabla^2 S_i^y + 2KS(\cos^2\theta_i - \sin^2\theta_i)S_i^y + 2K'SS_i^y \quad (4.34)$$

$$\frac{dS_i^y}{dt} = JSa^2\nabla^2 S_i^x - 2KS(\cos^2\theta_i - \sin^2\theta_i)S_i^x - 4\pi g\mu_B M_S S_i^x, \quad (4.35)$$

onde $M_S = g\mu_B S$ e K' está relacionada com a integral de troca através da interface por $K' = \frac{J'}{2S^2}$.

As amplitudes, S_i^x e S_i^y , medem oscilações da configuração da magnetização em torno da posição de equilíbrio local, como determinado pelo perfil da parede de domínio $\theta(y)$. Ondas de spins localizadas na parede de domínio que se propagam na direção z , são descritas por:

$$\begin{aligned} S^x &= B e^{i(k_z z - \Omega t)} \sin \theta \\ S^y &= C e^{i(k_z z - \Omega t)} \sin \theta \end{aligned} \quad (4.36)$$

As equações de autovalores, substituindo a Eq.4.36 na Eq.4.35, são

$$\begin{pmatrix} -i\Omega & JSa^2 k_z^2 + 2K'S \\ JSa^2 k_z^2 + 4\pi g\mu_B M_S & -i\Omega \end{pmatrix} \begin{pmatrix} B \\ C \end{pmatrix} = 0 \quad (4.37)$$

Então,

$$\Omega = \sqrt{(JSa^2 k_z^2 + 4\pi g\mu_B M_S)(JSa^2 k_z^2 + 2K'S)} \quad (4.38)$$

onde para $k_z = 0$ na Eq.4.38, recuperamos a frequência de ressonância da parede de domínio, conforme Eq.3.17.

Podemos reescrever a frequência de excitação da onda de spins em unidades da frequência de ressonância da parede de domínio: