

Ondas de spin em filmes finos ferromagnéticos nanométricos com direção de crescimento [110]

Leonardo Dantas Machado¹, Claudionor Gomes Bezerra², Carlos Chesman de Araújo Feitosa²

¹Bolsista CNPq/PIBIC, ²Professores Orientadores, Departamento de Física Teórica e Experimental, Universidade Federal do Rio Grande do Norte

Resumo

Utilizamos uma teoria fenomenológica, conhecida da literatura, para descrever o comportamento de filmes ferromagnéticos nanométricos, a partir dos vários termos que compõem a energia magnética do sistema. Calculamos a relação de dispersão de ondas de spin em uma tricamada Fe/Cr/Fe com direção de crescimento [110]. Comparamos então os resultados obtidos com aqueles existentes na literatura para estruturas com direção de crescimento [100]. Nossos resultados mostram a influência da direção de crescimento no comportamento dos modos de ondas de spin que se propagam nestas estruturas nanométricas.

Palavras-chave: Filmes nanométricos ferromagnéticos, ondas de spin, direção de crescimento [110]

Abstract

We apply a phenomenological theory, known from the literature, in order to describe the behavior of nanometric ferromagnetic films, from the various terms which compose the magnetic energy of the system. We calculate the spin wave dispersion relation in a Fe/Cr/Fe trilayer presenting [110] growth direction. We compare these results with those known from the literature for structures presenting [100] growth direction. The results show the influence of the growth direction on the behavior of the spin waves that can propagate in these nanometric structures.

Keywords: Nanometric ferromagnetic films, spin waves, [110] growth direction

Introdução

A motivação em estudar filmes nanométricos ferromagnéticos surgiu da descoberta de uma interação que ocorria quando uma camada de um material não magnético de pequena espessura, como o Cromo, separava duas camadas de filmes ferromagnéticos, por exemplo Ferro (GRÜNBERG *et al.*, 1986). Quando arranjadas desta forma, as magnetizações de cada filme apontavam na mesma direção, mas de uma camada para outra havia uma inversão de sentido, ou seja, ocorria um alinhamento antiferromagnético. Isto demonstrava que havia um acoplamento entre as magnetizações dos filmes (cujas espessuras se encontram no regime de dezenas de angstroms). Este acoplamento entre filmes posteriormente foi chamado de acoplamento bilinear.

Em 1998, BAIBICH *et al.* mostraram que a resistência elétrica destas tricamadas de filmes finos variava fortemente quando da aplicação de um campo magnético externo. A variação da resistência elétrica quando da aplicação de um campo magnético – magnetoresistência – acontece em metais de transição, como o Ferro (devido à força de Lorentz), porém esta variação é da ordem de 5%. Em multicamadas, a variação observada foi maior que 50%, recebendo então o nome de magnetoresistência gigante. Este efeito tem uma explicação qualitativa simples: em campos baixos as magnetizações dos filmes permanecem com um alinhamento antiferromagnético, enquanto que em campos mais fortes as magnetizações alinham-se com o campo externo, dando origem a um alinhamento ferromagnético. Quando os dois filmes estão alinhados paralelamente, elétrons de condução, cujo spin possui o mesmo alinhamento dos filmes, são fracamente espalhados, o que aumenta bastante a condutividade quando comparada ao alinhamento antiparalelo. Isto gerou uma aplicação tecnológica para os filmes: sensores de leitura/gravação magnéticos e memórias de acesso aleatório (HOWSON, 1994), uma vez que a configuração antiferromagnética tem alta resistência elétrica enquanto que a ferromagnética tem baixa resistência elétrica (podendo atuar como 0 e 1 da lógica computacional, respectivamente).

Posteriormente, foi mostrado (RÜHRIG *et al.*, 1991) que em certas condições aparecia um acoplamento inusitado entre os filmes que tendia a alinhar as magnetizações dos filmes em 90°. Foi então postulada a existência de um acoplamento biquadrático, que favorecesse tal alinhamento. Este tipo de acoplamento foi posteriormente bem caracterizado utilizando diversas técnicas experimentais (AZEVEDO *et al.*, 1996).

O comportamento dinâmico de uma tricamada de filmes finos é descrito neste artigo através de uma teoria fenomenológica a partir de diversos termos que compõem a energia

magnética da estrutura. Além dos termos já citados (termos de acoplamento bilinear e biquadrático), outros termos utilizados no presente artigo são:

1. Energia Zeeman – Estamos considerando cada filme como um monodomínio. Neste caso todos os spins individuais apontam na mesma direção, e a magnetização total é a soma da contribuição de todos os spins. Podemos, pois, tratar a magnetização como um vetor. Quando um campo magnético é aplicado neste sistema, a magnetização sofre um torque e tende a se alinhar com o campo externo. A energia Zeeman surge desta interação entre a magnetização e o campo externo, e é descrita pelo produto escalar entre as duas grandezas.
2. Anisotropia cúbica – A anisotropia cúbica é um tipo de anisotropia magneto-cristalina, cuja origem é a interação da rede cristalina com os spins eletrônicos. Anisotropias surgem quando existe uma direção preferencial, ou seja, uma determinada direção possui energia mais baixa do que outra. Para o caso de um filme de Ferro com crescimento na direção [100], por exemplo, a energia é mínima quando a magnetização se encontra em um dos eixos cúbicos. A expressão usada para descrever uma anisotropia deve obedecer à simetria do problema em questão. Neste caso, isto significa uma invariância com relação à mudança de sentido da magnetização e com relação a troca de dois eixos quaisquer.

A orientação preferencial da magnetização (direção de menor energia), para um determinado filme, depende da direção de crescimento utilizada para este filme. Neste artigo, trabalharemos com a direção de crescimento [110]. Portanto, utilizando os termos acima, a energia magnética, para a direção de crescimento [110], pode ser descrita da seguinte forma

$$E_T = E_Z + E_{AC} + E_{BL} + E_{BQ}, \quad (1)$$

ou explicitamente (BEZERRA *et al.*, 2004),

$$\frac{E_T}{dM_S} = -\sum_{i=1}^2 \left[H_0 \cos(\theta_i - \theta_H) - \frac{1}{8} H_{ac} (\sin^2 2\theta_i + \cos^4 \theta_i) \right] + \quad (2)$$

$$- H_{bl} \cos(\theta_1 - \theta_2) + H_{bq} \cos^2(\theta_1 - \theta_2).$$

Na equação acima, H_0 é o campo magnético externo, H_{ac} é o campo efetivo da anisotropia cúbica, H_{bl} é o campo efetivo do acoplamento bilinear, H_{bq} é o campo efetivo do acoplamento biquadrático e θ_H é o ângulo que o campo magnético externo faz com o plano dos filmes.

Antes de se passar à parte dinâmica, é necessário encontrar os ângulos que minimizam a energia magnética descrita pela relação acima, ou seja, determinar a configuração de equilíbrio a partir da qual estudamos os aspectos dinâmicos. A solução mais fácil, embora de elevado custo computacional, consiste em testar todos os pares de ângulos possíveis e verificar qual minimiza a energia. Uma vez determinada a configuração de equilíbrio, podemos passar ao passo seguinte que é o cálculo das propriedades dinâmicas.

Propriedades Dinâmicas

Até o momento apenas se discutiu o caso em que as magnetizações dos filmes permanecem estáticas. Quando ocorre a interação de ondas eletromagnéticas com os filmes, que são materiais magnéticos, surgem as ondas de spin. É fácil perceber porque ocorrem: antes da interação com a onda eletromagnética, todos os spins em cada filme estão alinhados uns com os outros, uma vez que este é o estado de menor energia. Poderíamos pensar que o próximo estado de menor energia, ao qual o sistema é levado devido à perturbação da onda, seria um no qual todos permanecessem no mesmo sentido e apenas um fosse desviado da orientação. Entretanto, isto não é verdade, o estado seguinte de energia mais baixa é o da configuração na qual ocorre a propagação da onda de spin, que corresponde a um desvio que se propagando de spin em spin (PHILLIPS e ROSENBERG, 1966).

Por simplicidade vamos considerar inicialmente um único filme se encontra no plano x-z, com o campo externo aplicado ao longo do eixo z. Devido à interação com a onda, a magnetização sai do plano x-z, e agora terá componentes de precessão no plano x-y. Como a magnetização sai do plano, dois outros termos de anisotropia, de forma e de superfície, devem ser adicionados a energia total (equação (2)). Estes termos são da forma

$$\sum_{i=1}^2 \left[2\pi d_i (\vec{M}_i \cdot \hat{e}_y)^2 - \frac{K_s}{M_i^2} (\vec{M}_i \cdot \hat{e}_y)^2 \right]. \quad (3)$$

Na equação acima o primeiro termo se refere à anisotropia de forma e o segundo termo à anisotropia de superfície.

Uma vez que a precessão das magnetizações dos filmes é causada pelo torque sofrido devido à presença do campo magnético externo, devemos calcular este torque através da equação de Landau-Lifshitz

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -\gamma \vec{M} \times \vec{H}_{eff}. \quad (4)$$

Existem na literatura soluções para esta equação para diversos casos em que a direção de crescimento do filme é [100] (CHESMAN, 1997), mas não se encontram soluções para a direção de crescimento [110]. A proposta deste artigo é resolver a equação do movimento para este caso, considerando as diversas contribuições à energia citadas acima.

Metodologia

O objetivo final da resolução da equação do movimento é encontrar a relação de dispersão frequência versus campo magnético externo, que fornece qual a frequência de precessão dos spins para cada valor do campo magnético, e também informa como esta frequência responde a uma variação do campo externo. Para se obter este resultado, existem duas formulações alternativas. Na primeira, formulação da energia, utiliza-se uma expansão da energia em uma série dos ângulos em coordenadas esféricas. Pode-se relacionar energia e campo efetivo através da relação

$$\vec{H}_{eff} = -\nabla_M F. \quad (5)$$

Neste artigo, entretanto, a resolução adotada foi a da equação do movimento. Neste segundo método utiliza-se um sistema de eixos cartesianos locais. Em cada filme, o eixo z_i (onde o índice i indica o filme em questão, podendo ser 1 ou 2) aponta na direção de equilíbrio da magnetização, e o eixo y dos dois filmes é perpendicular ao plano em que se encontra cada filme. Como os planos dos filmes são paralelos, estes eixos também o são. O eixo x_i é perpendicular aos outros dois eixos. A vantagem deste método é que se trabalha apenas com coordenadas cartesianas, o que torna os cálculos analíticos relativamente mais simples.

Quando trabalhamos com a direção de crescimento [110] apenas o termo de anisotropia cúbica é modificado. Entretanto, isto altera a resolução do problema de duas maneiras: (i) como a energia total para a direção [110], equação (2), é diferente da energia total para a direção [100], os ângulos de equilíbrio da magnetização também vão ser diferentes; (ii) como o campo efetivo também se relaciona com a energia a partir da equação (5), a equação a ser resolvida é modificada.

Uma vez que a equação (4) é vetorial, temos na realidade seis equações a resolver (três para cada filme). Como a componente de equilíbrio z não precessiona, ela não varia no tempo. Ficamos com quatro equações que depois de desenvolvidas, por exemplo, para a componente $m_{1,x1}$, ficam na forma

$$-\frac{1}{\gamma_1} \frac{dm_{1x1}}{dt} = (H_1 m_{1y} + H_2 m_{2y}), \quad (6)$$

onde

$$H_1 = H_0 \cos(\theta_1 - \theta_H) - H_{AC} \left(\frac{\cos^4 \theta_1}{2} + 2 \operatorname{sen}^2 \theta_1 \cos^2 \theta_1 - \operatorname{sen}^2 \theta_1 + \frac{\cos^2 \theta_1}{2} \right) \quad (7)$$

$$- H_{AS} + 4\pi M_S + H_{bl} \cos(\theta_1 - \theta_2) - 2H_{bq} \cos^2(\theta_1 - \theta_2)$$

e

$$H_2 = -H_{bl} + 2H_{bq} \cos(\theta_1 - \theta_2). \quad (8)$$

Estas relações nos mostram que a variação temporal desta componente depende das componentes y dos dois filmes. Os termos H_1 e H_2 só dependem na realidade de H_0 , o campo externo, e de θ_H , o ângulo que o campo externo faz com o eixo z, uma vez que θ_1 e θ_2 são determinados quando se minimiza a energia e os outros termos não variam a menos que se modifique a espessura do espaçador não magnético. De forma análoga, a componente x de um dado filme depende das componentes x dos dois filmes.

Utilizando uma solução do tipo oscilatória para os dois filmes, $m_{ixi} = m_{ixi}^0 \exp(-j\omega t)$ e $m_{iy} = m_{iy}^0 \exp(-j\omega t)$ (onde se utilizou j como símbolo de unidade imaginária para não haver confusão com os índices), obtém-se quatro equações lineares em m_{1x1} , m_{2x2} , m_{1y} e m_{2y} , que podem ser escritas em forma matricial. Igualando o determinante da matriz à zero, encontra-se finalmente a relação de dispersão

$$\left(\frac{\omega}{\gamma} \right)^2 = -\frac{1}{2} a_0 \pm \sqrt{\frac{1}{4} a_0^2 - c_0}, \quad (9)$$

onde

$$a_0 = G_2 H_4 + G_4 H_2 - H_1 H_3 - G_1 G_3 \quad (10)$$

e

$$c_0 = G_1 G_3 H_1 H_3 + G_2 G_4 H_2 H_4 - G_2 G_3 H_2 H_3 - G_1 G_4 H_1 H_4. \quad (11)$$

Aqui H_1 e H_2 são os termos mostrados anteriormente, e os outros termos são

$$H_3 = H_0 \cos(\theta_1 - \theta_H) + H_{ac} \left(\operatorname{sen}^4 \theta_1 + \frac{\cos^4 \theta_1}{2} - \frac{9}{2} \cos^2 \theta_1 \operatorname{sen}^2 \theta_1 \right) \quad (12)$$

$$+ H_{bl} \cos(\theta_1 - \theta_2) - 2H_{bq} \cos[2(\theta_1 - \theta_2)]$$

e

$$H_4 = H_{bl} \cos(\theta_1 - \theta_2) - 2H_{bq} \cos[2(\theta_1 - \theta_2)]. \quad (13)$$

Para se obter os G's, basta trocar cada índice 1 por 2 e vice-versa, não sendo necessário fazer isto nos termos bilinear e biquadrático, pois estes não se alteram com a mudança dos índices.

Resultados

Uma vez obtida a relação de dispersão, determinamos numericamente a frequência para diversos valores do campo externo, para três conjuntos de parâmetros conhecidos na literatura (AZEVEDO *et al.*, 1996) para os acoplamentos bilinear e biquadrático: (i) $H_{bl} = -1.0$ kOe, $H_{bq} = 0.1$ kOe; (ii) $H_{bl} = -0.15$ kOe, $H_{bq} = 0.05$ kOe; (iii) $H_{bl} = -0.05$ kOe, $H_{bq} = 0.05$ kOe. Neste artigo a discussão se concentrará nos resultados obtidos para o primeiro conjunto de valores, que apresentaram resultados mais interessantes. Nos gráficos abaixo, $H_{AC} = 0.5$ kOe, $H_{AS} = 2.0$ kOe e $4\pi M_s = 20$ kOe.

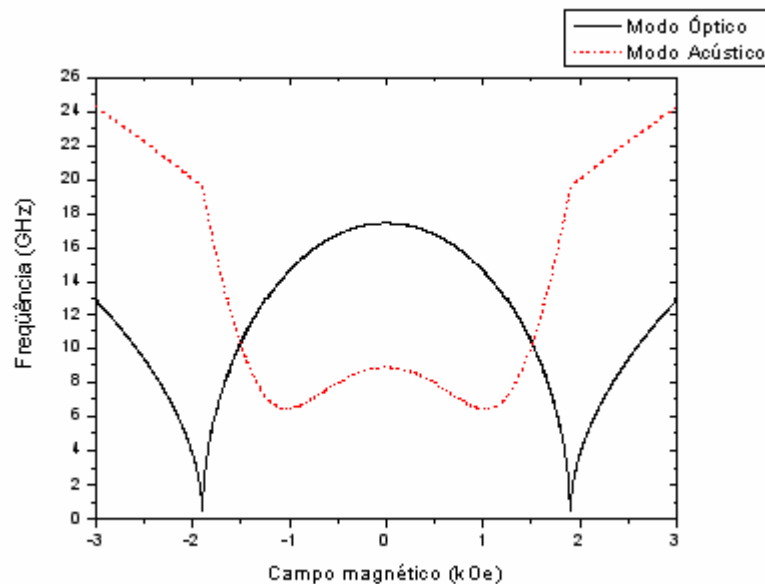


Figura 1 – Relação de dispersão de ondas de spin para a tricamada com direção de crescimento [100]. Os parâmetros físicos estão descritos no texto.

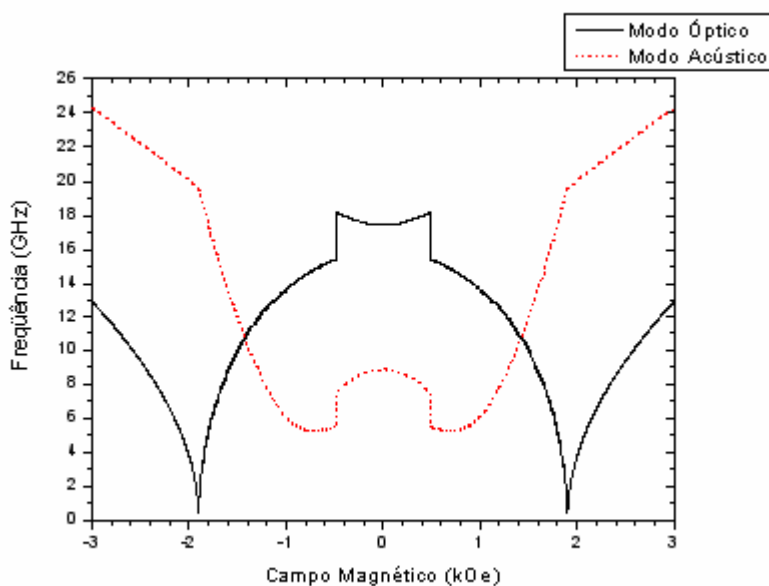


Figura 2 – Relação de dispersão de ondas de spin para a tricamada com direção de crescimento [110]. Os parâmetros físicos estão descritos no texto.

Nos gráficos acima, o modo acústico corresponde ao caso no qual as magnetizações precessionam em fase, enquanto que o modo óptico corresponde ao caso no qual as magnetizações precessionam fora de fase. Estes nomes vêm da analogia dos modos de precessão com os de oscilação do sistema físico massa-mola-massa. Conforme vemos nas figuras, nem sempre o modo óptico possui frequência maior que o acústico. É interessante notar que na direção de crescimento [100] todas as transições de fase são de segunda ordem (contínuas), ou seja, as magnetizações giram continuamente até o alinhamento com o campo externo. Entretanto, devido à mudança na direção de crescimento, o caso [110] apresenta também transições de primeira ordem (descontínuas) nas quais as magnetizações sofrem saltos descontínuos à medida que vão se alinhando com o campo externo. Transições de primeira ordem longe do regime de saturação só aparecem na direção de crescimento [100] para casos em que o acoplamento biquadrático é comparativamente mais forte (segundo e terceiro conjunto de parâmetros fornecidos acima). Podemos notar também que à medida que o campo externo se torna mais forte os espectros se tornam semelhantes. Isto ocorre, pois neste caso o efeito Zeeman se torna dominante, uma vez que este termo se torna cada vez maior a medida o campo externo aumenta, enquanto os outros termos permanecem constantes.

Conclusão

Neste trabalho aplicamos uma teoria fenomenológica ao estudo das ondas de spin de filmes ferromagnéticos nanométricos com direção de crescimento [110]. A partir de equação de movimento de Landau-Lifshitz fomos capazes de determinar a relação de dispersão frequência versus campo magnético externo. A partir dos nossos resultados numéricos, pode-se perceber que a modificação na direção de crescimento de [100] para [110] faz com que o sistema, no caso em que o acoplamento bilinear é forte comparado ao biquadrático, apresente transições de fase de primeira ordem tanto no modo óptico quanto no acústico. À medida que o campo externo se torna mais forte, o comportamento dos filmes com diferentes direções de crescimento se torna semelhante. Portanto, no regime de saturação o comportamento de ambos é idêntico, uma vez que neste regime o efeito Zeeman é dominante. Podemos concluir que a mudança na direção de crescimento ocasiona mudanças relevantes no comportamento dinâmico do sistema somente para baixos valores de campo magnético, não tendo influência significativa em campos relativamente fortes.

Agradecimentos

Gostaríamos de agradecer ao Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico (CNPQ), à Financiadora de Estudos e Projetos (FINEP) e à Universidade Federal do Rio Grande do Norte (UFRN) pelo apoio financeiro e institucional.

Referências

- AZEVEDO, *et al.* Biquadratic exchange coupling in sputtered (100) Fe/Cr/Fe. **Physical Review Letters**, v. 76, n. 25, p. 4837-4840, 1996.
- BAIBICH, M. N., *et al.* Giant Magnetoresistance of (001)Fe/(001)Cr Magnetic Superlattices. **Physical Review Letters**, v.61, n.21, p.2472-2475, 1988.
- BEZERRA, C.G., *et al.* Effects of the magneto-crystalline anisotropy on the magnetic properties of Fe/Cr/Fe (110) trilayer. **The European Physical Journal B**, v.39, n. 4, p.527-533, 2004.
- CHESMAN, C. **Acoplamentos de Intercâmbio Bilinear e Biquadrático em Tricamadas Metálicas Magnéticas**. Tese (Doutorado em Física) - Programa de Pós-Graduação em Física, Universidade Federal de Pernambuco, Recife, 1997.
- GRÜNBERG, P., *et al.* Magnetic Structures: Evidence for Antiferromagnetic Coupling of Fe Layers across Cr Interlayers. **Physical Review Letters**, v. 57, n.19, p. 2442–2445, 1986.

HOWSON, M. A. Magnetism of Thin-Films and Multilayers. **Contemporary Physics**, v. 35, n.5, p.347-359. 1994.

PHILLIPS, T. G.; ROSENBERG, H. M. Spin Waves in Ferromagnets. **Reports on Progress in Physics**, v. 29, n. 1, p. 285-332, 1966.

RÜHRIG, M., *et al.* Domain Observations on Fe-Cr-Fe Layered Structures. Evidence for a Biquadratic Coupling Effect. **Physics Status Solidi A**, v. 125, n. 2, p. 635-656, 1991.

Leonardo Dantas Machado

Endereço eletrônico: leodantasm@yahoo.com.br

Base de pesquisa: Física Estatística de Sistemas Cooperativos

Endereço postal: Departamento de Física Teórica e Experimental, Universidade Federal do Rio Grande do Norte, Campus Universitário, Natal/RN 59072-970 – Brasil