



Universidade Federal do Rio Grande do Norte  
Centro de Ciências Exatas e da Terra  
Departamento de Física Teórica e Experimental  
Programa de Pós-Graduação em Física

Dissertação de Mestrado

*Influência das propriedades estruturais e magnetostrictivas na dinâmica da magnetização de multicamadas magnéticas amorfas\**

Por

Manilo Soares Marques

Natal RN, Brasil, Fevereiro de 2012

---

\* Trabalho parcialmente financiado por: CAPES, CNPQ e FAPERN.



Universidade Federal do Rio Grande do Norte  
Centro de Ciências Exatas e da Terra  
Departamento de Física Teórica e Experimental  
Programa de Pós-Graduação em Física

*Influência das propriedades estruturais e magnetostrictivas na dinâmica da magnetização de multicamadas magnéticas amorfas*

Manilo Soares Marques

Dissertação apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Física do Departamento de Física Teórica e Experimental da Universidade Federal do Rio Grande do Norte como parte dos pré-requisitos a obtenção do título de mestre em Física.

Natal RN, Brasil, Fevereiro de 2012

Universidade Federal do Rio Grande do Norte  
Centro de Ciências Exatas e da Terra  
Departamento de Física Teórica e Experimental  
Programa de Pós-Graduação em Física

*Influência das propriedades estruturais e magnetostrictivas na dinâmica da magnetização de multicamadas magnéticas amorfas*

Comissão examinadora:

Prof. Dr. Marcio Assolin Corrêa – Orientador (UFRN)

Prof. Dr. Rubem Luís Sommer (CBPF)

Prof. Dr. Felipe Bohn (UFRN)

Natal RN, Brasil, Fevereiro de 2012

Aos meus pais e a Régia.

## Agradecimentos

Ao Prof. Dr. Marcio Assolin Corrêa, pela oportunidade, extrema paciência e amizade;

Aos Prof.(s) Dr. Felipe Bohn, Dr. Carlos Chesman pelos auxílio e discussões sempre que possível;

Ao Prof. Dr. L. Schelp e ao doutorando Thiago Mori do LMMM pela contribuição neste trabalho;

Aos colegas do LNMS pelo companheirismo: Edmilson, André, Vivian, Rodolfo, Neymar;

Ao pessoal do apoio técnico: Ricardo e Gustavo;

A Régia, pela paciência, compreensão, ajuda e broncas nos momentos certos.

## Resumo

Investigamos, neste trabalho, as propriedades da dinâmica da magnetização em amostras na forma de multicamadas de  $[\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20}/\text{NM}] \times 50$ , produzidas por magnetron sputtering, com 10 *nm* de espessura da camada amorfa da liga de CoFeB e 2 *nm* de espessura para a camada NM, onde NM é uma material metálico não magnético, tais como, Ta, Ag e Cu. Através de medidas de difração de raio-X e de magnetostricção, estas ultimas obtidas através de um sistema “cantilever”, foi possível explicar o comportamento da dinâmica da magnetização obtida via efeito Magnetoimpedância (MI) realizadas em um amplo intervalo de frequência, de 10 MHz até 1800 MHz. Em particular, o efeito MI é analisado em termos das características estruturais das amostras com diferentes espaçadores e do comportamento magnetostrictivo. Além disto, com os dados obtidos na caracterização magnética e utilizando-se os modelos propostos por L. Spinu para o cálculo do tensor susceptibilidade transversal e L. V. Panina para o cálculo da MI de uma tri-camada foi possível simular para uma faixa de frequências o efeito MI nas amostras estudadas.

Palavras-chave: Materiais nanoestruturados, Dinâmica da magnetização, MI, Magnetostricção.

## Abstract

In this work we investigated the dynamic properties of the magnetization in multilayer thin films samples of  $[\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20}/\text{NM}] \times 50$  produced by magnetron sputtering, with 10 nm thickness of amorphous layer of CoFeB and 2nm thickness to NM layer, which NM is a non-magnetic metallic material, for instance Ta, Ag and Cu. Through X-ray diffraction measurements and magnetostriction measurements, obtained through a Cantilever system, it was possible to explain the dynamical behavior of the magnetization obtained by the measurements of the magnetoimpedance (MI) effect made in a wide frequency range, from 10 MHz up to 1800 MHz. In particular, the MI effect is analyzed in terms of structural characteristics of the samples with distinct spacers materials and magnetostriction behavior. Furthermore, with the data obtained in magnetic characterization and using the models proposed by L. Spinu to calculate transverse susceptibility tensor and L. V. Panina to calculate the MI of a tri-layer was possible to simulate the MI effect for the range of frequencies in the analyzed samples.

**Keywords:** Nanostructured materials, Dynamic of magnetization, MI, Magnetostriction.

## Índice de Figura

Fig. 2-1: Classificação das paredes de domínio quanto ao ângulo entre a orientação da magnetização dos domínios adjacentes. (a) PDs de $180^\circ$ (b) PDs de $90^\circ$ .....	5
Fig. 2-2: (a) Estrutura interna da parede de Néel, a mudança da magnetização ocorre no plano formado pelos domínios adjacentes e (b) Estrutura interna da parede de Bloch, a mudança de orientação ocorre através da rotação da magnetização, saindo do plano formado pelos domínios adjacentes.....	6
Fig. 2-3: Origem do campo desmagnetizante. (a) No interior da amostra, pólos magnéticos são compensados pelos pólos do momento magnético adjacentes. (b) Nas bordas do material, onde os pólos não são compensados, há o surgimento das cargas magnéticas. As setas indicam o sentido de $M$ , que está orientada na direção do $H_0$ e do $H_d$ .....	7
Fig. 2-4: Ilustração da estrutura de domínios mostrando a direção do campo aplicado durante a deposição, as setas cheias indicam a direção do momento magnético no momento da deposição e as setas pontilhadas indicam o momento magnético reordenado devido ao campo magnético aplicado durante a deposição.	10
Fig. 2-5: Curva de histerese esquemática de um material ferromagnético, onde são apresentados os parâmetros relevantes que podem ser adquiridos a partir desta.....	12
Fig. 2-6: Sistema de referência, onde o versor normal ao plano do filme esta na direção $x$ e o campo externo é aplicado na direção $z$ .....	13
Fig. 2-7: Simulação das curvas de histerese. Para caso $M_s = 780 \text{ emucm}^3$ , $K_u = 3120 \text{ emu/cm}^3$ para diferentes valores de $\theta_k$ e para $\varphi_k = 90^\circ$ .....	14
Fig. 3-1: Esquema ilustrativo do mecanismo da magnetostricção.....	16
Fig. 3-2: a) Substrato livre de tensão b) Deformação apresentada pelo substrato provocada pela ação da tensão magnetostrictiva originada pelo filme na presença de um campo magnético externo.....	17
Fig. 3-3: A deflexão da extremidade livre com a aplicação de um campo magnético, usando como referência um filme não defletido.....	17
Fig. 4-1: Permeabilidade obtida para o caso de $M_s = 780 \text{ emucm}^3$ , $K_u = 1950 \text{ emucm}^3$ , $\theta_k = \varphi_k = 90^\circ$ , $\alpha = 0.01$ , $\gamma_g = 2.9 \times 10^6 \text{ radsOe}$ e uma frequência de $f = 100 \text{ MHz}$ . Onde (a) é $\mu_{xx}$ , (b) $\mu_{xy}$ sendo que $\mu_{yx} = -\mu_{xy}$ , (c) $\mu_{yy}$ e (d) $\mu_{zz}$ .....	27
Fig. 4-2: Permeabilidade obtida para o caso de $M_s = 780 \text{ emucm}^3$ , $K_u = 1950 \text{ emucm}^3$ , $\theta_k = \varphi_k = 90^\circ$ , $\alpha = 0.01$ , $\gamma_g = 2.9 \times 10^6 \text{ radsOe}$ e uma frequência de $f = 1.0 \text{ GHz}$ . Onde (a) é $\mu_{xx}$ , (b) $\mu_{xy}$ sendo que $\mu_{yx} = -\mu_{xy}$ , (c) $\mu_{yy}$ e (d) $\mu_{zz}$ .....	28
Fig. 4-3: Estrutura esquemática de um filme na forma de tri-camada: (a) tri-camada indicando os parâmetros geométricos importantes, (b) estrutura de domínio no plano do filme.....	30
Fig. 4-4: Curva de impedância obtida para uma frequência de $100 \text{ MHz}$ no caso de uma amostra com $M_s = 780 \text{ emucm}^3$ , $H_k = 15 \text{ Oe}$ , $\theta_k = \varphi_k = 90^\circ$ , $\alpha = 0.01$ , $\gamma_g = 2.9 \times 10^6 \text{ radsOe}$ e $\sigma_1 = 6 \times 10^7 (\Omega\text{m}) - 1$ , $\sigma_2 = 1.5 \times 10^7 (\Omega\text{m}) - 1$ para as dimensões $l = 1 \text{ cm}$ , $2b = 0.3 \text{ cm}$ e $22 \text{ nm}$ .....	34
Fig. 4-5: Curva de impedância obtida para uma frequência $1000 \text{ MHz}$ no caso de uma amostra com $M_s = 780 \text{ emucm}^3$ , $H_k = 15 \text{ Oe}$ , $\theta_k = \varphi_k = 90^\circ$ , $\alpha = 0.01$ , $\gamma_g = 2.9 \times 10^6 \text{ radsOe}$ e $\sigma_1 = 6 \times 10^7 (\Omega\text{m}) - 1$ , $\sigma_2 = 1.5 \times 10^7 (\Omega\text{m}) - 1$ para as dimensões $l = 1 \text{ cm}$ , $2b = 0.3 \text{ cm}$ e $22 \text{ nm}$ .....	34
Fig. 5-1: Ilustração esquemática do Magnetron Sputtering utilizado neste trabalho.....	36
Fig. 5-2: Sistema de sputtering utilizado na deposição das amostras deste trabalho.....	37
Fig. 5-3: Ilustração dos modelos de crescimento dos filmes finos.....	38
Fig. 5-4: Estrutura esquemática da multicamada. A amostra consiste de uma multicamada, formada por 50 bi-camada de CoFeB/NM, onde M é Ta, Ag ou Cu depositada sobre um substrato de vidro coberto por uma	



camada buffer e finalizado por uma camada protetora de Ta. A seta sobre a amostra indica a direção do campo magnético aplicado durante a deposição, transversalmente ao eixo principal da amostra. ....	39
Fig. 5-5: Representação esquemática do difratograma de raios-X na geometria $\theta - 2\theta$ . ....	41
Fig. 5-6: Difratômetro Bruker AXS, modelo D8 Advance, na direita em detalhes a fonte de radiação, detector, goniômetro e com suporte para a amostra. ....	41
Fig. 5-7: (a) espectro de difração de raios-X a baixo ângulo de um filme de Ag depositado sobre vidro com os índices de Bragg, (b) vetor de espalhamento pelo índice dos picos de Bragg. ....	42
Fig. 5-8: Ilustração esquemática do AGM utilizado neste trabalho. ....	44
Fig. 5-9: AGM utilizado na caracterização magnética estática das amostras deste trabalho, em detalhe na direita as bobinas geradora do gradiente de campo alternado. ....	44
Fig. 5-10: Ilustração do sistema de medida da magnetostricção desenvolvido neste trabalho, em detalhe esta mostrado o forma como o filme e fixado ao sistema. ....	46
Fig. 5-11: Sistema cantilever montado no laboratório para realizar as medidas de magnetostricção, ao lado em detalhe o capacitor. ....	47
Fig. 5-12: Relação linear entre a deflexão e os pesos utilizados no procedimento de calibração para um filme de Ni. A capacitância é proporcional a deflexão. ....	48
Fig. 5-13: Curva de magnetostricção para um filme de Ni com espessura de 200 nm obtida na direção de maior comprimento. ....	49
Fig. 5-14: Cavidade de microondas tipo strip line. ....	50
Fig. 5-15: Analisador e o kit de impedância utilizado neste trabalho para as medidas de MI, em detalhe no canto direito inferior, as cargas utilizada na calibração do equipamento. ....	50
Fig. 6-1: Padrão de XRR experimental (linha sólida preta) para as multicamadas, junta com o ajuste/simulação (linha sólida vermelha). Os principais parâmetros obtidos do padrão XRR experimental para cada multicamada é mostrado na Tabela 6-1. ....	51
Fig. 6-2: Padrão de XRR à altos ângulos para as multicamadas. ....	53
Fig. 6-3: Curvas de magnetização para as multicamadas, obtidas quando o campo magnético é aplicado no eixo fácil (círculo preto) e no eixo duro (triângulo vermelho). Os principais parâmetros obtidos através da curva de magnetização são mostrados na Tabela 6-2. ....	54
Fig. 6-4: Deflexão da extremidade livres de uma amostra padrão de CoFeB, figura (a), e das amostras estudadas neste trabalho, (b) CoFeB/Ta, (c) CoFeB/Ag e (d) CoFeB/Cu. Todas as medidas foram realizadas com o campo magnético aplicado ao longo do EF (círculo cheio) e ED (círculo vazio). ....	56
Fig. 6-5: Curvas de magnetostricção medidas para o filme de CoFeB e para as multicamadas CoFeB/Ta, CoFeB/Ag e CoFeB/Cu. ....	59
Fig. 6-6: Parte Real, Imaginária e Impedância da multicamada de CoFeB/Ta para quatro diferentes frequências. (a) 520 MHz, (b) 760 MHz, (c) 1100 MHz e (d) 1800 MHz. ....	62
Fig. 6-7: Plot da parte imaginária como função da parte real da impedância para a amostra de CoFeB/Ta para as frequências de 520 MHz, 760 MHz, 1100 MHz e 1800 MHz. ....	63
Fig. 6-8: Parte Real, Imaginária e Impedância da multicamada de CoFeB/Ag para quatro diferentes frequências. (a) 520 MHz, (b) 760 MHz, (c) 1100 MHz e (d) 1800 MHz. ....	64
Fig. 6-9: Plot da parte imaginária como função da parte real da impedância para a amostra de CoFeB/Ag para as frequências de 520 MHz, 760 MHz, 1100 MHz e 1800 MHz. ....	65
Fig. 6-10: Parte Real, Imaginária e Impedância da multicamada de CoFeB/Cu para quatro diferentes frequências. (a) 520 MHz, (b) 760 MHz, (c) 1100 MHz e (d) 1800 MHz. ....	66
Fig. 6-11: Plot da parte imaginária como função da parte real da impedância para a amostra de CoFeB/Cu para as frequências de 520 MHz, 760 MHz, 1100 MHz e 1800 MHz. ....	67
Fig. 6-12: Impedância Z como função tanto do campo magnético quanto da frequência da corrente para toda a série de amostras estudada neste trabalho. ....	68

- Fig. 6-13:  $MI_{\max}$  pela frequência para as multicamadas de CoFeB/Ta, CoFeB/Ag e CoFeB/Cu. .... 69
- Fig. 6-14: Curva de magnetização teórica e experimental para a multicamada de CoFeB/Ta para o eixo duro. Para a simulação foi utilizados os seguintes parâmetros:  $Hu = 28 \text{ Oe}$ ,  $H\sigma = 14.4 \text{ Oe}$ , e os ângulos  $\theta_s = 1^\circ$ ,  $\theta_u = 87.5^\circ$ . .... 71
- Fig. 6-15: Curva de magnetização teórica e experimental para a multicamada de CoFeB/Cu para o eixo duro. Para a simulação foi utilizados os seguintes parâmetros:  $Hu = 10 \text{ Oe}$ ,  $H\sigma = 14.8 \text{ Oe}$ , e os ângulos  $\theta_s = 13^\circ$ ,  $\theta_u = 88.5^\circ$ . As setas indicam as regiões onde a simulação não coincide com os dados experimentais. .... 72
- Fig. 6-16: Curvas teóricas (curvas do lado direito) e experimentais (curvas do lado esquerdo) de  $R$ ,  $X$  e  $Z$  para a multicamada de CoFeB/Ta, os parâmetros usados na simulação foram:  $Hu = 28 \text{ Oe}$ ,  $H\sigma = 14.4 \text{ Oe}$ ,  $\sigma_1 = 7.7 \times 10^6 \Omega \cdot m^{-1}$ ,  $\sigma_2 = \sigma_{14}$ ,  $\gamma = 2.9 \times 10^6 \text{ Oe} \cdot \text{Hz}$ ,  $\alpha = 0.01$  e os ângulos  $\theta_s = 1^\circ$ ,  $\theta_u = 87.5^\circ$ . .... 74
- Fig. 6-17: Curvas teóricas (curvas do lado direito) e experimentais (curvas do lado esquerdo) de  $R$ ,  $X$  e  $Z$  para a multicamada de CoFeB/Cu, os parâmetros usados na simulação foram:  $Hu = 10 \text{ Oe}$ ,  $H\sigma = 14.8 \text{ Oe}$ ,  $\sigma_1 = 59 \times 10^6 \Omega \cdot m^{-1}$ ,  $\sigma_2 = \sigma_{14}$ ,  $\gamma = 2.9 \times 10^6 \text{ Oe} \cdot \text{Hz}$ ,  $\alpha = 0.01$  e os ângulos  $\theta_s = 13^\circ$ ,  $\theta_u = 88.5^\circ$ . .... 76

## Sumário

1	Introdução.....	1
2	Conceitos fundamentais.....	3
2.1	Ferromagnetismo.....	3
2.2	Domínios magnéticos e paredes de domínio.....	4
2.3	Densidade de energia livre magnética.....	6
2.3.1	Densidade de energia Zeeman.....	7
2.3.2	Densidade de energia magnetostática.....	7
2.4	Anisotropia magnética.....	8
2.4.1	Densidade de energia Magnetoelástica .....	9
2.4.2	Densidade de energia Uniaxial induzida .....	9
2.5	Processo de magnetização.....	10
3	Magnetostricção .....	15
3.1	Origem Física .....	15
3.2	Magnetostricção em filmes .....	16
4	Magnetoimpedância .....	19
4.1	Fundamentação teórica do efeito Magnetoimpedância .....	20
4.2	Cálculo da permeabilidade .....	23
4.3	Magnetoimpedância em Multicamadas Ferromagneto/Metal .....	29
5	Procedimento experimental .....	35
5.1	Deposição dos filmes .....	35
5.1.1	Processo de Crescimento dos filmes .....	37
5.1.2	Amostras.....	38
5.2	Caracterização estrutural .....	40
5.3	Caracterização magnética.....	43
5.3.1	Sistema de medida para a Magnetização estática.....	43
5.3.2	Sistema de medida para a Magnetostricção .....	45
5.3.3	Sistema de medida para a Magnetoimpedância.....	49

6	Resultados.....	51
6.1	Análise Estrutural.....	51
6.2	Análise Magnética.....	53
6.2.1	Magnetização Estática.....	53
6.2.2	Medidas de Magnetostricção.....	55
6.3	Medidas de MI.....	60
6.4	Simulações.....	70
7	Conclusões e Perspectivas.....	77
8	Bibliografia.....	79
A.	Apêndice.....	82
	Cálculo da susceptibilidade segundo Spinu.....	82

# 1 Introdução

O efeito Magnetoimpedância (MI) fenomenologicamente corresponde à variação da impedância em um condutor ferromagnético  $Z = R + iX$ , onde  $R$  é a parte real, e  $X$  é a parte imaginária, quando o mesmo é submetido a um campo magnético externo,  $H$ . Tais variações estão associadas à dependência da profundidade de penetração eletromagnética (efeito “skin”) com a permeabilidade magnética efetiva do material.

Nos últimos anos, vários trabalhos vêm reportando altos valores na variação do efeito MI para diversas ligas ferromagnéticas, como por exemplo, NiFe [1, 2], FeCuNbSiB [3] em diversas geometrias de amostras, por exemplo, micro fios [1, 4, 5, 6], fitas produzidas por resfriamento rápido [7, 8] e filmes finos e multicamadas [2, 3], tornando este efeito bastante apropriado não somente para a aplicação em elementos sensores em diversos dispositivos, mas também para a compreensão da física fundamental associada à dinâmica da magnetização.

Em particular, a liga ferromagnética amorfa de CoFeB tem atraído a atenção da comunidade científica devido ao seu grande potencial tecnológico, em estruturas de magnetoresistência túnel [9], e suas aplicações em novos dispositivos, tais como absorvedores de microondas [10], material de blindagem [11], strain gauges [12] e memórias magnéticas de acesso aleatório (MRAMs) [13].

Neste trabalho, a liga de CoFeB é estudada na geometria de multicamadas de filmes finos de  $(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20}/(\text{NM})) \times 50$ , onde NM é a camada não magnética como por exemplo Ta, Ag ou Cu. A escolha desta estrutura está baseada na possibilidade de sintonizar as maiores variações percentuais do efeito MI em frequências relativamente baixas dependendo do material NM usado.

Em particular neste trabalho, visa-se entender a influência tanto das propriedades estruturais quanto das propriedades magnetostrictivas na dinâmica da magnetização estudada através do efeito MI.

Para uma melhor compreensão dos resultados experimentais obtidos tanto na caracterização estrutural (raios-X), quanto magnética (magnetostricção e magnetização estática e dinâmica), foram feitas simulações das curvas de  $Z \times H$  utilizando o tensor susceptibilidade calculado através do trabalho de L. Spinu *et. al.* [14] e o modelo de L. V. Panina *et. al.* [15] para a impedância de uma estrutura na forma de tri-camada.

Esta dissertação esta organizada da seguinte forma: os capítulos de 2 a 4 desta dissertação tratam dos conceitos fundamentais, magnetoimpedância e magnetostricção. No capítulo 5 é discutido os procedimento experimentais adotado neste trabalho, incluído a técnica de medida da magnetostricção (sistema cantilever desenvolvido no próprio laboratório), no capítulo 6 serão apresentados e discutidos os resultados referentes à caracterização estrutural e às medidas de magnetização estática, magnetostricção e de magnetoimpedância. Finalmente, o capítulo 7 apresentará as conclusões obtidas deste trabalho e as perspectivas para trabalhos futuros.

## 2 Conceitos fundamentais

### 2.1 Ferromagnetismo

Um material ferromagnético é caracterizado por apresentar uma magnetização espontânea abaixo de certa temperatura crítica, denominada temperatura de Curie ( $T_c$ ) sem a necessidade da aplicação de um campo magnético externo.

Para entendermos os mecanismos responsáveis pela existência do ferromagnetismo, será apresentado o modelo proposto por Pierre Weiss em 1906 [16].

O modelo de Weiss é baseado em dois postulados básicos: (1) a existência de um campo molecular; e (2) a divisão do material em domínios. O campo molecular é responsável pelo alinhamento dos momentos magnéticos do material sem a necessidade da aplicação de um campo externo. Já a divisão em domínios magnéticos, que são regiões nas quais os momentos estão todos alinhados no mesmo sentido, vem da necessidade de explicar a existência de materiais ferromagnéticos sem uma magnetização líquida abaixo da  $T_c$ .

A partir das suposições feitas por P. Weiss, a existência do ferromagnetismo pode ser explicado, embora não haja uma explicação física para a origem do campo molecular. Somente, em 1928, Heisenberg [17] explicou sua existência através da mecânica quântica. Neste caso supõe-se um material com momentos angulares de spin acoplados entre si através de uma interação de troca ou “Exchange” sendo esta interação responsável pelo ordenamento magnético.

Considerando o spin como uma entidade puramente quântica, a interação de troca é uma consequência direta da interação colombiana e do princípio da exclusão de Pauli. Assumindo um modelo de dois átomos localizados nos sítios 1 e 2 de uma rede, com momentos angular de spin  $\vec{S}_1$  e  $\vec{S}_2$  a densidade de energia de troca ( $F_t$ ) entre eles é dada por:

$$F_t = -2J\vec{S}_1 \cdot \vec{S}_2 = -2JS_1S_2 \cos \theta, \quad (2.1)$$

onde  $J$  é a constante de troca e “ $\theta$ ” o ângulo entre os spins.

Se  $J$  for positivo, a configuração que minimiza a densidade de energia  $F_t$  é para spins paralelos, compreendendo um ordenamento ferromagnético. Para  $J$  negativo, a densidade de energia  $F_t$  é máxima, resultando em spins antiparalelos, característico de um ordenamento antiferromagnético.

Como um sistema magnético contém mais de dois átomos, a situação descrita acima não é real. Neste caso, para descrever um sistema mais realista, é necessário supor que a interação entre os spins é válida somente para os primeiros vizinhos. Uma vez que a interação de troca é de curto alcance. Desta forma a densidade de energia é dada por:

$$F_t = - \sum_{ij} J_{ij} \vec{S}_i \cdot \vec{S}_j. \quad (2.2)$$

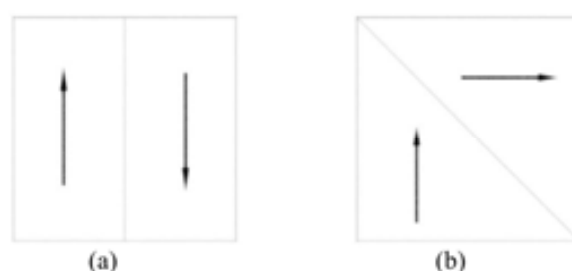
## 2.2 Domínios magnéticos e paredes de domínio

Os materiais ferromagnéticos são comumente encontrados com uma baixa magnetização resultante abaixo de  $T_c$ , embora os momentos magnéticos estejam essencialmente alinhados quando considerados em escala microscópica. P. Weiss [16] explicou este fenômeno considerando que o material é dividido em pequenas regiões chamadas de *domínios magnéticos*. A magnetização ( $M = \frac{m}{V}$ ) é praticamente uniforme dentro de cada domínio e tem seu valor igual à magnetização de saturação,  $M_s$ , mas sua orientação varia de domínio para domínio. Os domínios são separados entre si através das chamadas *paredes de domínio* (PDs). No estado desmagnetizado, os domínios estão orientados de tal maneira que o material, como um todo, tem magnetização nula.

A forma que a magnetização se distribui nos domínios é diferente para cada amostra e depende da temperatura, estrutura cristalográfica, forma da amostra e valor do campo no qual está submetida. Caso o leitor deseje mais detalhes sobre domínios magnéticos sugere-se a referência [18].

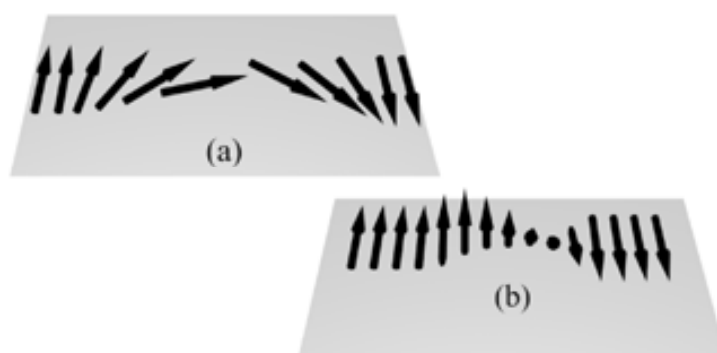


Nas paredes de domínio os momentos magnéticos sofrem uma rotação gradual da orientação do domínio para orientação do domínio adjacente. Podemos classificar as paredes quanto ao ângulo entre os vetores magnetização dos domínios no qual a parede separa. Tradicionalmente, são descritas como PDs de  $180^\circ$ , onde os domínios adjacentes têm a direção da magnetização em sentido oposto, e PDs de  $90^\circ$ , onde os domínios adjacentes são ortogonais, como mostrado na Fig. 2-1.



**Fig. 2-1:** Classificação das paredes de domínio quanto ao ângulo entre a orientação da magnetização dos domínios adjacentes. (a) PDs de  $180^\circ$  (b) PDs de  $90^\circ$ .

Além de serem classificadas quanto ao ângulo entre os vetores magnetização dos domínios, as estruturas de paredes de domínio podem ser classificadas quanto à direção de rotação da magnetização da parede. Em relação a esta última classificação, as estruturas podem ser chamadas de paredes de Néel e Bloch, como mostrado na figura Fig. 2-2. A letra *a* da figura mostra a estrutura interna da parede de Néel. A mudança da magnetização ocorre no plano formado pelos domínios adjacentes. E na letra *b* temos a estrutura interna da parede de Bloch. A mudança de orientação ocorre através da rotação da magnetização, saindo do plano formado pelos domínios adjacentes.



**Fig. 2-2:** (a) Estrutura interna da parede de Néel, a mudança da magnetização ocorre no plano formado pelos domínios adjacentes e (b) Estrutura interna da parede de Bloch, a mudança de orientação ocorre através da rotação da magnetização, saindo do plano formado pelos domínios adjacentes.

O estudo do comportamento magnético pode ser feita através da análise da densidade de energia livre magnética do sistema. Neste caso, todas as informações relevantes do sistema devem ser incluídos na densidade de energia livre, tornando-se assim necessário analisar, cada uma dos termos de energias observados nos materiais ferromagnéticos.

## 2.3 Densidade de energia livre magnética

A densidade de energia livre magnética ( $F$ ) de um material ferromagnético pode ser escrita como a soma de diferentes termos. Dentre as mais comuns destacam-se, Energia Zeeman, Energia Magnetostática e os termos de anisotropia. A seguir serão detalhadas as energias para um único filme relevantes para análises posteriores nesta dissertação. Chama-se a atenção que as expressões matemáticas são apresentadas no sistema de unidade cgs, no qual  $\mu_0 = 1$ .

### 2.3.1 Densidade de energia Zeeman

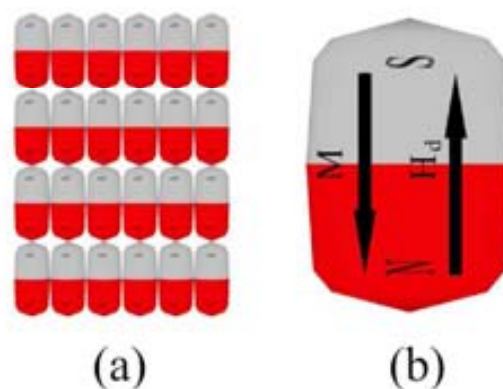
Quando submetemos uma amostra ferromagnética a um campo magnético externo ( $\vec{H}_0$ ) a interação deste campo com a magnetização do material ( $\vec{M}$ ) define o termo de *energia Zeeman*. A densidade de energia Zeeman ( $F_z$ ) é dada por:

$$F_z = -\vec{H}_0 \cdot \vec{M} \quad (2.3)$$

quando  $F_z$  apresenta seu mínimo  $\vec{M}$  está paralelo e no mesmo sentido de  $\vec{H}_0$ , de modo que a energia Zeeman faz com que a magnetização da amostra se alinhe com o campo magnético externo aplicado.

### 2.3.2 Densidade de energia magnetostática

A principal contribuição da energia magnetostática vem da descontinuidade da componente normal da magnetização, que é provocada pelo surgimento de dipolos magnéticos não compensados nas extremidades da amostra. Gerando assim um campo magnético interno, chamado de *campo desmagnetizante* ( $H_d$ ) com sentido oposto ao da magnetização.



**Fig. 2-3:** Origem do campo desmagnetizante. (a) No interior da amostra, polos magnéticos são compensados pelos polos do momento magnético adjacentes. (b) Nas bordas do material, onde os polos não são compensados, há o surgimento das cargas magnéticas. As setas indicam o sentido de  $\vec{M}$ , que está orientada na direção do  $\vec{H}_0$  e do  $\vec{H}_d$ .

A Fig. 2-3, indica o sentido da magnetização e do campo desmagnetizante, sendo os momentos magnéticos representados por pequenos ímãs no interior da amostra. Os pólos magnéticos no interior da amostra são compensados pelos pólos do momento magnético adjacente. Já nas bordas do material, onde os pólos não são compensados, há o surgimento das cargas magnéticas. Uma forma geral para a densidade de energia magnetostática ( $F_{mt}$ ) pode ser escrita como

$$F_{mt} = -\frac{1}{2}\vec{H}_d \cdot \vec{M}. \quad (2.4)$$

Considerando, como primeira aproximação, que o campo desmagnetizante seja proporcional à magnetização, logo

$$\vec{H}_d = -N_d\vec{M}, \quad (2.5)$$

onde  $N_d$  é o tensor conhecido como fator de desmagnetização que depende da geometria da estrutura de domínios e da forma da amostra. Para o caso de um filme fino, por simetria, a única componente de  $N_d$  diferente de zero é aquela perpendicular ao plano do filme, que no cgs varia de 0 até  $4\pi$ . Para este caso, a densidade de energia é reescrita da forma

$$F_{mt} = \frac{1}{2}N_dM_s^2(\hat{M} \cdot \hat{n}) \quad (2.6)$$

onde  $M_s$  é a magnetização de saturação e  $\hat{M}$  é o vetor unitário que indica a direção do vetor  $\vec{M}$  e  $\hat{n}$  o vetor perpendicular ao plano do filme.

## 2.4 Anisotropia magnética

Em alguns materiais ferromagnéticos o comportamento magnético é fortemente dependente do ângulo de aplicação do campo magnético em um determinado eixo da amostra. Essa diferença em relação às demais direções é caracterizada como anisotropia magnética. Existem vários tipos de anisotropia magnética, dentre as quais, podem ser destacadas as anisotropias associadas a efeitos magnetostriectivo, anisotropia induzida e anisotropia magnetocristalina. Esta última não será tratada neste trabalho já que as amostras estudadas são amorfas.

### 2.4.1 Densidade de energia Magnetoelástica

A densidade de energia magnetoelástica está associada à mudança nas dimensões de um material ferromagnético, quando o mesmo é submetido a um campo magnético externo. Este efeito é conhecido por *Magnetostricção*. O efeito magnetostrictivo será tratado com mais detalhes no Capítulo 3.

A grandeza que quantifica a magnetostricção é o alongamento  $\lambda$ , que é dado pela razão entre a variação do comprimento  $\Delta l$  e o comprimento inicial  $l$  da amostra [17], ou seja,

$$\lambda = \frac{\Delta l}{l}, \quad (2.7)$$

e apresenta valores que podem ser positivos, negativos e, em alguns materiais, muito próximos de zero.

O valor de  $\lambda$  depende da magnetização e, portanto, do campo aplicado. Sendo assim, a densidade de energia magnetoelástica ( $F_{me}$ ) para um material que apresenta magnetostricção anisotrópica, pode ser escrita como sendo

$$F_{me} = \frac{3}{2} \lambda \sigma (\hat{M} \cdot \hat{u}), \quad (2.8)$$

onde  $\sigma$  é o módulo da tensão e  $\hat{u}$  é o vetor direcional do stress.

### 2.4.2 Densidade de energia Uniaxial induzida

A fim de induzir uma anisotropia magnética e definir um eixo de fácil magnetização, o substrato pode ser submetido a um campo magnético durante crescimento das amostras, conforme mostra a Fig. 2-4. Tal processo provoca um ordenamento direcional estável dos momentos magnéticos, origem desta anisotropia [19].



**Fig. 2-4:** Ilustração da estrutura de domínios mostrando a direção do campo aplicado durante a deposição, as setas cheias indicam a direção do momento magnético no momento da deposição e as setas pontilhadas indicam o momento magnético reordenado devido ao campo magnético aplicado durante a deposição.

A densidade de energia de anisotropia uniaxial que representa este tipo de situação é expressa na forma [17]

$$F_u = -K_u (\hat{M} \cdot \hat{u}_k)^2, \quad (2.9)$$

onde  $K_u$  é a constante de anisotropia uniaxial e  $\hat{u}_k$  é o vetor unitário que indica a direção de anisotropia.

Considerando os termos de energia citados anteriormente, uma possível expressão para a densidade de energia empregadas em um único filme fino pode ser escrita como

$$F = F_z + F_{mt} + F_u + F_{me}. \quad (2.10)$$

Para o caso de sistemas com  $n$  camadas magnéticas desacopladas a densidade de energia pode ser escrita como sendo

$$F = \sum_{i=1}^n (F_{z_i} + F_{mt_i} + F_{u_i} + F_{me_i}). \quad (2.11)$$

Através das expressões 2.10 e 2.11, todas as informações sobre a amostra podem ser obtidas.

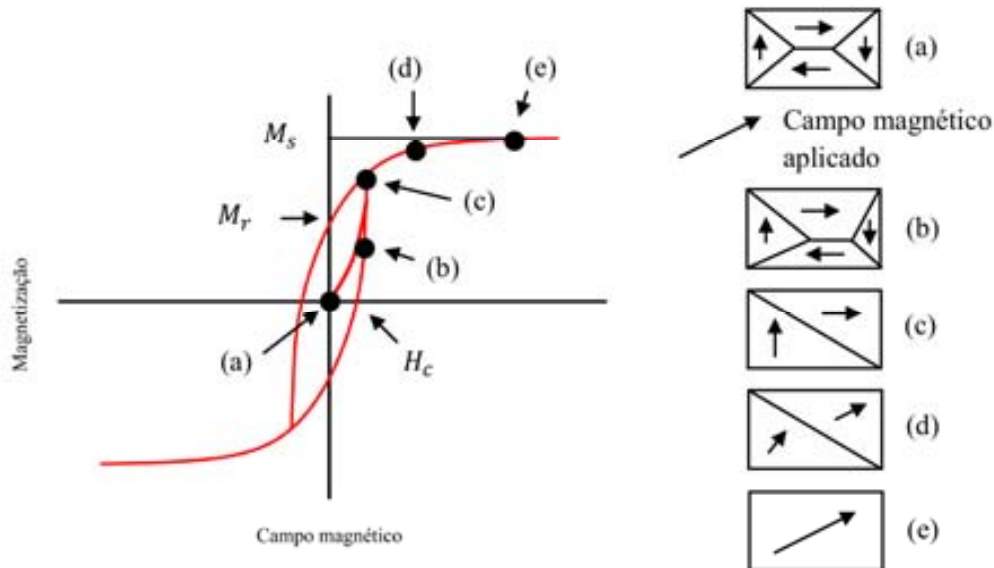
## 2.5 Processo de magnetização

O comportamento apresentado pelos materiais ferromagnéticos quando leva-se a magnetização, que inicialmente encontra-se nula, ao estado saturado através da aplicação de um campo magnético é uma consequência direta dos *processos de magnetização*.

A curva resultante de tais processos de magnetização conhecida como *curva de magnetização ou curva de histerese* está associada às modificações na estrutura de domínios, originadas basicamente por dois mecanismos: movimento de paredes de domínio e rotação da magnetização. A curva de magnetização, uma das principais características dos materiais magnéticos, reflete diretamente a diversidade de estruturas de domínios observada nos materiais magnéticos.

A Fig. 2-5 mostra uma curva de magnetização típica de um material ferromagnético, juntamente com uma possível configuração para a estrutura de domínio para cada um dos pontos assinalados na curva e, de forma simplificada, com os processos de magnetização que ocorrem ao longo da curva de magnetização. Assim, considerando, inicialmente, um material ferromagnético com magnetização total igual a zero, parte (a) da figura, quando submetida a um campo magnético externo crescente, mostrado na figura, inicialmente, haverá o aumento dos domínios orientados favoravelmente à direção do campo e uma consequente diminuição dos domínios orientados de forma contrária ao campo, parte (b). Como consequência, é observado um aumento da magnetização, quando medida na direção do campo. Este processo de modificação dos domínios é chamado de movimento de paredes de domínio. O movimento ocorre à medida que o campo magnético é aumentado até quando houver apenas domínios magnéticos favorecidos, parte (c). A partir deste ponto, para campos magnéticos mais intensos, o processo de magnetização ocorrerá predominantemente através da rotação da magnetização, parte (d), que corresponde à reorientação dos domínios para a direção do campo, até o material atingir o estado saturado, parte (e), onde a magnetização está alinhada na direção do campo magnético e um aumento deste não produz qualquer variação significativa da magnetização, neste ponto obtemos a magnetização de saturação,  $M_s$ , do material. A partir do estado saturado, ao ser diminuído o valor do campo magnético aplicado, a magnetização retorna ao valor de remanência  $M_r$ . Invertendo o sentido do campo e aumentando sua intensidade, a magnetização continua a diminuir de valor a partir de  $+M_r$ , passando por zero em um campo chamado de campo coercivo  $-H_c$ , e, finalmente, atingindo o seu valor de saturação na direção oposta à original para campos suficientemente altos. Diminuindo-se a intensidade do campo a zero a partir deste ponto, a magnetização atinge a remanência negativa. Aumentando-se o campo no sentido positivo a magnetização passa por zero, em  $+H_c$ , e atinge o valor de saturação na

direção de saturação original, fechando o ciclo completo de histerese. Aplicações cíclicas de campo magnético farão com que o material responda da mesma forma de modo que os ciclos posteriores serão superpostos ao descrito.



**Fig. 2-5:** Curva de histerese esquemática de um material ferromagnético, onde são apresentados os parâmetros relevantes que podem ser adquiridos a partir desta.

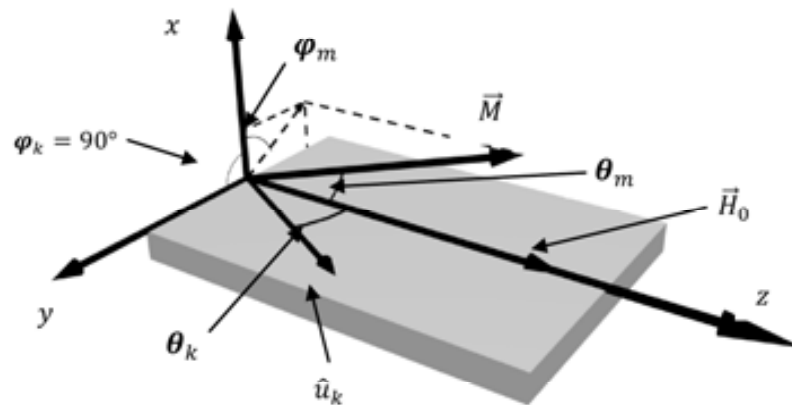
Pela minimização da densidade de energia livre (equação 2.10 ou 2.11) é possível a obtenção das curvas de magnetização teóricas. Para isto, foi desenvolvido um programa na linguagem MATHEMATICA®, que encontra  $\vec{M}$  para cada valor de campo externo. O ângulo de equilíbrio da magnetização corresponde a um mínimo da energia livre magnética. O processo numérico de minimização desta energia livre pode gerar mínimos locais, e a escolha do mínimo correto foi feita através de análise visual e pela derivada primeira e segunda da densidade de energia livre para o respectivo ângulo de equilíbrio.

Supondo um sistema de referência, mostrado na Fig. 2-6, no qual o vetor de anisotropia uniaxial esta no plano ( $\varphi_k = 90^\circ$ ), a curva de magnetização teórica é obtida por projeção do vetor magnetização  $\vec{M}$  na direção do campo magnético externo aplicado  $\vec{H}_0$  resultando na expressão

$$M = M_s \cos(\theta_m) \sin(\varphi_m), \quad (2.12)$$

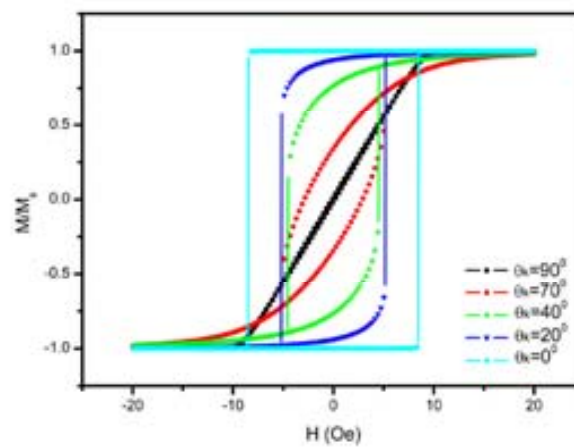


onde  $\theta_m$  e  $\varphi_m$  são os ângulos de equilíbrio da magnetização, para cada valor de campo  $H_0$ .



**Fig. 2-6:** Sistema de referência, onde o vetor normal ao plano do filme esta na direção  $x$  e o campo externo é aplicado na direção  $z$ .

A Fig. 2-7 mostra as curvas de magnetização obtidas considerando um modelo simplificado onde apenas uma energia de anisotropia uniaxial é considerada, além dos termos de densidade de energia Zeeman e densidade de energia magnetostática, para os valores de  $M_s = 780 \text{ emu/cm}^3$ ,  $K_u = 3120 \text{ emu/cm}^3$  e, para vários ângulos entre  $\vec{H}_0$  e  $\hat{u}_u$ .



**Fig. 2-7:** Simulação das curvas de histerese. Para caso  $M_s = 780 \frac{emu}{cm^3}$ ,  $K_u = 3120 \text{ emu/cm}^3$  para diferentes valores de  $\theta_k$  e para  $\varphi_k = 90^\circ$ .

## 3 Magnetostricção

A magnetostricção é caracterizada pela variação relativa das dimensões de um material ferromagnético quando o mesmo é submetido a um campo magnético externo. Esta deformação, que representamos pelo símbolo  $\lambda$ , reflete a variação relativa do comprimento em uma direção específica do material.

$$\lambda = \frac{\Delta l}{l} \quad (3.1)$$

### 3.1 Origem Física

Uma deformação macroscópica de um material esta associada a pequenas variações nas posições atômicas na rede cristalográfica. O principal mecanismo responsável pela deformação da rede em função da orientação dos momentos magnéticos é a interação spin-órbita. Com a aplicação do campo magnético externo, há uma reorientação dos momentos e, conseqüentemente, uma reorientação das órbitas. Esta reorientação dos estados orbitais é possível devido ao forte acoplamento que o mesmo tem com a rede, devido ao campo cristalino. Existe também, contribuição do movimento das paredes de domínio de não 180° para a magnetostricção. Neste processo ocorre uma variação na orientação da magnetização espontânea e conseqüentemente uma mudança na deformação local.

A situação acima está ilustrada na Fig. 3-1. As distribuições eletrônicas estão representadas por elipses para evidenciar a orientação dos orbitais. Em uma situação mais realista, as distribuições eletrônicas não são necessariamente elípticas. No estado paramagnético o comprimento definido pela distância entre os átomos é  $l'$ . Contudo no caso ferromagnético esta representação é razoável devido à existência de uma ordem entre os momentos magnéticos vizinhos provocados pela interação de troca, já discutida no capítulo 2.1, com uma conseqüente reorientação das nuvens eletrônicas provocando uma expansão ou contração em relação ao estado paramagnético. Com a aplicação do campo em

uma direção perpendicular a orientação dos momentos, a rotação de  $90^\circ$  destes induz um encolhimento no parâmetro da rede.

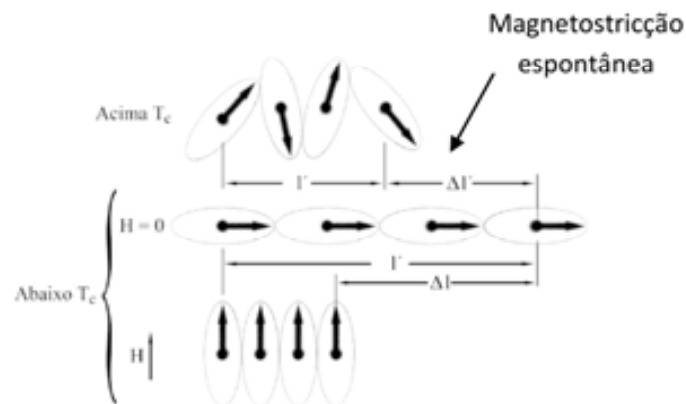
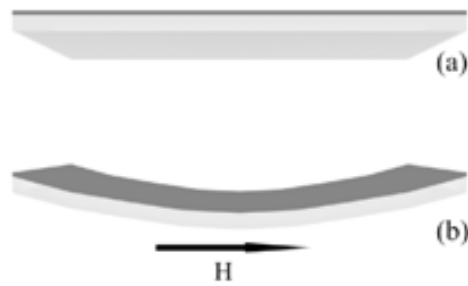


Fig. 3-1: Esquema ilustrativo do mecanismo da magnetostricção.

Para a maioria dos materiais ferromagnéticos o momento angular é muito pequeno, o que torna o acoplamento spin-órbita relativamente fraco. Isto não suprime o efeito, mas faz com que ele seja muito sutil, fazendo com que a deformação magnetostrictiva apresente valores que podem ser positivos, negativos e, em alguns materiais, muito próximos de zero.

## 3.2 Magnetostricção em filmes

Como um filme fino consiste de uma fina camada de material depositada sobre uma das fases de um substrato, a deformação magnetostrictiva do filme origina uma tensão elástica em uma das fases do substrato provocando uma deflexão no sistema, de maneira análoga ao que ocorre em um sistema bi-metálico. A Fig. 3-2 ilustra a deformação característica do sistema quando é aplicado um campo.



**Fig. 3-2:** a) Substrato livre de tensão b) Deformação apresentada pelo substrato provocada pela ação da tensão magnetostrictiva originada pelo filme na presença de um campo magnético externo.

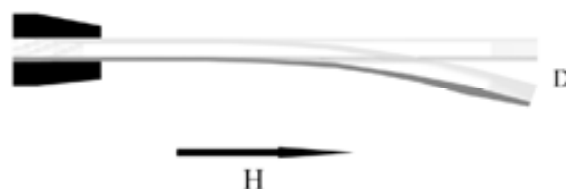
Fixando uma das extremidades do substrato podemos relacionar o deslocamento da extremidade livre com a variação relativa do comprimento do filme  $\lambda$ .

No trabalho de M. Weber et. al. [20], a tensão magnetostrictiva  $\sigma_z$  é relacionada com  $\lambda$ ,

$$\sigma_z^l - \sigma_z^w = \lambda \frac{3E_f}{2(1+\nu_f)} \quad (3.2)$$

onde  $E_f$  e  $\nu_f$  são o módulo de Young e o coeficiente de Poisson do filme, respectivamente, e  $\sigma_z^l$  e  $\sigma_z^w$  são respectivamente a tensão magnetostrictiva ao longo do comprimento  $l$  e largura  $w$ . Para um substrato retangular de comprimento  $l$ , espessura  $t_s$ , coeficiente de Poisson  $\nu_s$ , módulo de Young  $E_s$  com um filme de espessura  $t_f$  depositado sobre este, a relação entre o stress do filme e a deflexão da extremidade livre  $D$ , Fig. 3-3, é dada por

$$\sigma_f = -\frac{E_s t_s^2}{3(1-\nu_s)l^2 t_f} D \quad (3.3)$$



**Fig. 3-3:** A deflexão da extremidade livre com a aplicação de um campo magnético, usando como referência um filme não defletido.

Usando as equações 4.2 e 4.3, a constante magnetostrictiva  $\lambda$  é dada por:

$$\lambda = \frac{2t^2}{9l^2t_f} \left( \frac{1+\nu_f}{E_f} \right) \left( \frac{E_s}{1+\nu_s} \right) (D^l - D^w) \quad (3.4)$$

O sinal da tensão  $\sigma$  indica se a deflexão é para cima ou para baixo evidenciando o sinal da magnetostricção. O método usado neste trabalho para determinar a deflexão, uma medida direta da magnetostricção, será mostrado na seção 5.3.2.

Deve-se observar que neste arranjo experimental a direção de medida é fixa, uma vez que a deflexão observada é consequência da elongação no sentido de maior comprimento do filme.

## 4 Magnetoimpedância

O efeito Magnetoimpedância (MI) fenomenologicamente corresponde à variação da impedância em um condutor ferromagnético  $Z = R + i\chi$ , onde  $R$  é a parte real, e  $\chi$  é a parte imaginária, quando o mesmo é submetido a um campo magnético externo,  $H_0$ . Tais variações estão associadas à dependência da profundidade de penetração eletromagnética (efeito “skin”) com a permeabilidade efetiva do material. A variação percentual do MI é usualmente definida como:

$$MI\% = \left[ \frac{Z(H_0) - Z(H_{0max})}{Z(H_{0max})} \right] \times 100, \quad (4.1)$$

onde  $Z(H_0)$  é a impedância medida para um valor de campo aplicado e  $Z(H_{0max})$  é a impedância cujo campo magnético tem valor máximo, ou seja, a impedância na qual a amostra é considerada magneticamente saturada. Por exemplo, valores de MI% acima de 600% tem sido reportado em micro fios, com frequências em torno de 1 MHz para um  $H_{0max}$  da ordem de centenas de Oe [1]. Materiais com alta variação percentual da impedância em baixos campos tornam-se bastante apropriados para a aplicação em elementos sensores em muitos dispositivos, fazendo com que o MI seja amplamente estudado em várias ligas ferromagnéticas, como por exemplo, NiFe [2], FeCuNbSiB [3]. A mesma análise pode ser feita para diversas geometrias de amostras, por exemplo, micro fios [1, 4, 5, 6], fitas produzidas por resfriamento rápido [7, 21, 22], filmes finos e multicamadas [2, 3, 23, 24, 25, 26, 27, 28,29].

Apesar do MI ser conhecido desde 1935 [30], o interesse pelo seu estudo teve início após os trabalhos de Machado *et. al.* [31] em 1993, que tentaram explicar a variação da resistência com o campo magnético externo, através da aplicação de uma corrente ac em fitas amorfas de CoFeSiB, consistindo, a princípio, o efeito magnetoresistivo. No entanto, o modelo considerou apenas a variação da resistência (componente da impedância em fase com a corrente elétrica), mas algumas falhas surgiram, devido à dependência entre a variação da resistência ac com a frequência.

No mesmo ano K. Mandal e S. K. Ghatak [32] publicaram resultados semelhantes em fios amorfos de CoFeSiB, e mais uma vez, foi levado em conta apenas a resistência elétrica como função do campo externo aplicado. Neste contexto, a inovação veio com o trabalho apresentado por Beach *et. al.* [33] em 1994, que consideraram não somente variação da resistência, mas também, a variação da reatância dando uma explicação para o efeito MI.

Em 1999, L. Kraus [34] apresentou cálculos para o MI baseados na solução simultânea das equações linearizadas de Maxwell e de Landau-Lifshitz [35], em condutores planares com anisotropia uniaxial. Estes cálculos proporcionaram a obtenção do tensor complexo da impedância, assim como resultados numéricos para o MI longitudinal. Ainda foram apresentados valores numéricos para as variações na frequência da corrente e do termo de amortecimento. Outro aspecto importante deste trabalho é a apresentação de um limite teórico de variação percentual do MI de mais de 1000%, o que nunca fora observado experimentalmente.

Um ano depois L. V. Panina *et. al.* [36] apresentaram resultados teóricos e experimentais para o MI em tri-camada dando uma interpretação quantitativa deste tipo de estrutura já apresentada anteriormente por T. Morikawa [35] e S. Xiao. [37]. O modelo mencionado será tratado com mais detalhe neste texto.

## 4.1 Fundamentação teórica do efeito Magnetoimpedância

De acordo com a definição usual, a impedância complexa de um elemento condutor com uma frequência angular  $\omega$  é dada por

$$Z(\omega) = \frac{V_{ac}}{I_{ac}} = R + iX, \quad (4.2)$$

onde  $I_{ac}$  é a corrente ac com frequência  $\omega$  que flui através do elemento e  $V_{ac}$  é a voltagem ac de mesma frequência, medida entre seus terminais.



Além do campo dc induzido, outros principais parâmetros para determinar o MI são a frequência da corrente ac que a amostra é submetida e a sua geometria. Embora, a frequência que limita cada regime depende principalmente das dimensões do material e do campo magnético externo, é possível classificar em três faixas de frequência:

*Regime de baixa frequência:* quando a corrente de sonda apresenta a profundidade de penetração ( $\delta$ ) maior que a metade da espessura do filme ( $\delta > t/2$ ). Neste regime predomina o efeito magnetoindutivo [38] e os processos de magnetização ocorrem devido ao movimento das paredes de domínios e da rotação dos momentos magnéticos.

*Regime de frequências moderadas:* para a faixa de frequência em que a profundidade de penetração é da ordem da metade da espessura do filme ( $\delta \sim t/2$ ). Nesta faixa alguns processos de magnetização deixam de existir e originam uma significativa mudança na profundidade de penetração da amostra. Tal mudança esta associada a fortes alterações na permeabilidade magnética em função do campo magnético aplicado (efeito “skin”).

*Regime de altas frequências:* quando a profundidade de penetração é menor que a metade da espessura do filme ( $\delta < t/2$ ) ou quando a frequência se aproxima de centenas de MHz a GHz. Além do efeito skin, existe também contribuições da Ressonância Ferromagnética (FMR), que surge devido à configuração necessária para a medida do efeito MI, que é responsável pela variação da impedância da amostra [39]. Neste regime o movimento das paredes de domínio é fortemente amortecido e a rotação da magnetização domina completamente os processos de magnetização.

Para uma descrição teórica do MI, usamos como base a eletrodinâmica clássica em meios contínuos. Em um metal ferromagnético onde podemos desprezar a corrente de deslocamento ( $d\vec{D}/dt = 0$ ) e considerar as relações  $\vec{J} = \sigma\vec{E}$  e  $\vec{B} = \vec{H} + 4\pi\vec{M}$ , as equações de Maxwell, no cgs, podem ser reescritas da seguinte forma

$$\vec{\nabla} \cdot (\vec{H} + 4\pi\vec{M}) = 0, \quad (4.3)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{J} = -\frac{\sigma}{c} \left( \frac{d\vec{H}}{dt} + 4\pi \frac{d\vec{M}}{dt} \right), \quad (4.4)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = \frac{4\pi}{c} \vec{J}. \quad (4.5)$$

Combinando as equações acima, é possível obter a primeira equação básica para o problema

$$\nabla^2 \vec{H} - \frac{\sigma}{c} \frac{d\vec{H}}{dt} = 4\pi \left[ \frac{d\vec{M}}{dt} - \vec{\nabla}(\vec{\nabla} \cdot \vec{M}) \right]. \quad (4.6)$$

Conhecendo a relação entre  $\vec{M}(\vec{r}, t)$  e  $\vec{H}(\vec{r}, t)$  podemos obter a solução. Para simplificar os cálculos, separamos o vetor  $\vec{H}$  e  $\vec{M}$ , na equação 4.6, em termos dos seus componentes que independem do tempo, ou componente dc, e seus componentes que dependem do tempo, ou seja, componente ac, usando as relações

$$\begin{cases} \vec{H} = \vec{H}_0 + \vec{h}, \\ \vec{M} = \vec{M}_0 + \vec{m}. \end{cases} \quad (4.7)$$

Assumindo

$$\vec{h}, \vec{m} \propto e^{i\omega t}, \quad (4.8)$$

ou seja, uma aproximação linear, para a equação 4.6, obtemos as componentes dc e ac

$$\nabla^2 \vec{H}_0 = -4\pi \vec{\nabla}(\vec{\nabla} \cdot \vec{M}_0), \quad (4.9)$$

$$\nabla^2 \vec{h} - \frac{2i}{\delta_0^2} \vec{h} = \frac{2i}{\delta_0^2} \vec{m} - \vec{\nabla}(\vec{\nabla} \cdot \vec{m}), \quad (4.10)$$

onde  $\delta_0 = \frac{c}{\sqrt{2\pi\sigma\omega}}$  é a profundidade de penetração não-magnética. A equação 4.9 é a bem conhecida equação do campo magnético estático interno, e a equação 4.10 é a equação linearizada da onda. Usando a relação mais simples possível para um material  $\vec{b} = (\vec{h} + 4\pi\vec{m}) = \mu\vec{h}$ , com permeabilidade escalar constante  $\mu$ , uma conhecida solução para o efeito skin em um metal magnético [40] pode ser obtida. Por exemplo, para um filme infinito de espessura  $t$  e para um condutor cilíndrico com diâmetro  $d$

$$Z = R_{dc} k \frac{t}{2} \cot \left( k \frac{t}{2} \right), \quad (4.11a)$$

$$Z = R_{dc} k d \frac{J_0(kd)}{2J_1(kd)}, \quad (4.11b)$$

onde a constante de propagação  $k$  é dada pela relação,  $k = (1 + i)/\delta$ , com a profundidade de penetração clássica  $\delta = \frac{c}{\sqrt{2\pi\sigma\omega\mu}}$ .

Através da equação 4.11, observamos a dependência da impedância com a permeabilidade do material, portanto é de vital importância uma discussão sobre a permeabilidade e seu comportamento em campo ac e dc simultaneamente.

## 4.2 Cálculo da permeabilidade

O conhecimento da permeabilidade magnética é de vital importância para descrevermos os resultados do efeito MI. Esta seção é dedicada ao estudo do comportamento da permeabilidade como função tanto do campo magnético como da frequência da corrente de sonda aplicada na amostra durante a medida.

Aqui, utilizamos o método que possibilita calcular o tensor susceptibilidade através da densidade de energia livre e de suas derivadas com relação aos ângulos de equilíbrio da magnetização, desenvolvido por J. Smit e H.G. Beljers [41] e recentemente melhorado por Spinu *et al* [14]. Como na teoria da FMR [42] o ponto inicial deste método é a equação do movimento de Landau-Lifshitz, dada por

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -\gamma(\vec{M} \times \vec{H}) - \gamma \frac{\alpha}{M_s} [\vec{M} \times (\vec{M} \times \vec{H})] \quad (4.12)$$

onde  $\gamma = |\gamma_g|/1 + \alpha^2$ , sendo  $\gamma_g$  o fator giromagnético e  $\alpha$  a constante de amortecimento de Gilbert. Esta equação pode descrever todos os processos da magnetização a partir do movimento quase-estático das paredes de domínio ou rotação da magnetização em baixa frequência.

Assumindo que podemos escrever o campo efetivo da forma,  $\vec{H} = \vec{H}_i + \vec{h}_{ac}$ , o qual contém uma componente estática ( $\vec{H}_i$ ) o qual contém todas as contribuições que atuam macroscopicamente e microscopicamente no sistema magnético, dado por  $\vec{H}_i = -\frac{\partial F}{\partial \vec{M}}$ , onde

$F$  é a densidade de energia livre magnética para o sistema, secção 2.3, e uma componente dinâmica dada por um pequeno campo magnético variando no tempo na forma  $\vec{h}_{ac} = h_i e^{i\omega t}$ , de frequência  $\omega$ .

Na equação 4.12 o termo de amortecimento de Gilbert é usado para pequenos amortecimentos e é matematicamente equivalente ao termo de amortecimento original da equação de Landau-Lifshitz [43]. Este termo de amortecimento tem a importante característica de conservar o módulo do vetor magnetização  $\vec{M}$ , como é suposto para um material ferromagnético ideal. Em um metal real é possível que processos de relaxação façam com que o  $|\vec{M}|$  não seja conservado. Tais processos podem ser descritos, por exemplo, pela adição do termo de amortecimento de Bloch-Bloembergen que é do tipo:

$$-\frac{(\vec{M}-\vec{M}_0)}{\tau} \quad (4.13)$$

Seguindo um procedimento similar ao utilizado em problemas de FMR [44], baseado na solução do sistema não homogêneo de equações lineares sobre os desvios do vetor magnetização, o tensor susceptibilidade dinâmica, em coordenadas esféricas,  $\chi_{r\theta\varphi}$ , definido por  $\delta\vec{m} = \chi_{r\theta\varphi}\vec{h}_{ac}$ , foi calculado [14] (para mais detalhes do cálculo ver Apêndice A):

$$\chi_{r\theta\varphi} = \frac{1}{\omega_r^2 - \omega^2 + i\omega\Delta\omega} \left[ \gamma^2(1 + \alpha^2) \times \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & \frac{F_{\varphi\varphi}}{\sin^2\theta_m} & -\frac{F_{\varphi\theta}}{\sin\theta_m} \\ 0 & -\frac{F_{\theta\varphi}}{\sin\theta_m} & F_{\theta\theta} \end{pmatrix} + i\gamma M_s \omega \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & \alpha & 1 \\ 0 & -1 & \alpha \end{pmatrix} \right] \quad (4.14)$$

onde  $\gamma = \frac{|\gamma_G|}{(1+\alpha^2)}$ , e

$$\omega_r = \frac{\gamma}{M_s \sin\theta_m} \sqrt{1 + \alpha^2} \sqrt{F_{\theta\theta}F_{\varphi\varphi} - F_{\theta\varphi}^2} \quad (4.15)$$

e

$$\Delta\omega = \frac{\alpha\gamma}{M_s} \left( F_{\theta\theta} + \frac{F_{\varphi\varphi}}{\sin^2\theta_m} \right) \quad (4.16)$$

$F_{\theta\theta}$ ,  $F_{\varphi\varphi}$  e  $F_{\theta\varphi}$  são as derivadas em segunda ordem da energia livre na posição de equilíbrio  $(\theta_m, \varphi_m)$ , onde a energia é mínima. As equações 4.15 e 4.16 determinam a frequência de ressonância e a largura da linha de absorção ressonante, respectivamente.

A susceptibilidade no sistema de referência do laboratório, coordenadas cartesianas,  $\chi_{xyz}$ , pode ser obtido pela aplicação da transformação  $\chi_{xyz} = T^{-1}\chi_{r\theta\varphi}T$ , onde  $T$  é a matriz da transformação linear dos vetores unitários de coordenadas cartesianas para coordenadas esféricas, definida como:

$$T = \begin{pmatrix} \sin \theta_m \cos \varphi_m & \sin \theta_m \sin \varphi_m & \cos \theta_m \\ \cos \theta_m \cos \varphi_m & \cos \theta_m \sin \varphi_m & -\sin \theta_m \\ -\sin \varphi_m & \cos \varphi_m & 0 \end{pmatrix}. \quad (4.17)$$

Aplicando uma corrente ac na forma  $I = I_0 e^{-i\omega t}$  na direção do eixo  $z$ , e um campo magnético  $H_0$  na mesma direção, sistema de referencial adotado na secção 2.5, tem-se a forma quase diagonal para o tensor permeabilidade, com componentes

$$\begin{aligned} \text{Re}[\chi_{xx}] &= \frac{1}{(\omega_r^2 - \omega^2)^2 + \omega^2 \Delta\omega^2} \\ &\quad \{ \gamma^2 (1 + \alpha^2) (\omega_r^2 - \omega^2) \left( \frac{F_{\varphi\varphi}}{\sin^2 \theta_0} \cos^2 \theta_0 \cos^2 \varphi_0 + \frac{(F_{\theta\varphi} + F_{\varphi\theta})}{2 \sin \theta_0} \sin 2\varphi_0 \cos \theta_0 + \right. \\ &\quad \left. F_{\theta\theta} \sin^2 \varphi_0 \right) + M_s \gamma \alpha \omega^2 \Delta\omega (\sin^2 \varphi_0 + \cos^2 \varphi_0 \cos^2 \theta_0) \}, \end{aligned} \quad (4.18)$$

$$\begin{aligned} \text{Im}[\chi_{xx}] &= \frac{\omega}{(\omega_r^2 - \omega^2)^2 + \omega^2 \Delta\omega^2} \\ &\quad \{ -\gamma^2 (1 + \alpha^2) \Delta\omega \left( \frac{F_{\varphi\varphi}}{\sin^2 \theta_0} \cos^2 \theta_0 \cos^2 \varphi_0 + \frac{(F_{\theta\varphi} + F_{\varphi\theta})}{2 \sin \theta_0} \sin 2\varphi_0 \cos \theta_0 + F_{\theta\theta} \sin^2 \varphi_0 \right) - \\ &\quad M_s \alpha \gamma (\omega_r^2 - \omega^2) (\sin^2 \varphi_0 + \cos^2 \varphi_0 \cos^2 \theta_0) \}, \end{aligned} \quad (4.19)$$

$$\begin{aligned}
Re[\chi_{xy}] &= \frac{1}{(\omega_r^2 - \omega^2)^2 + \omega^2 \Delta\omega^2} \\
&\{\gamma^2(1 + \alpha^2)(\omega_r^2 - \omega^2) \left( \frac{F_{\varphi\varphi}}{\sin^2 \theta_0} \cos^2 \theta_0 \sin \varphi_0 \cos \varphi_0 + \frac{(F_{\theta\varphi} \sin^2 \varphi_0 - F_{\varphi\theta} \cos^2 \varphi_0)}{\sin \theta_0} \cos \theta_0 - \right. \\
&\quad \left. F_{\theta\theta} \sin \varphi_0 \cos \varphi_0 \right) - M_s \gamma \omega^2 \Delta\omega (\alpha \sin^2 \theta_0 \sin \varphi_0 \cos \varphi_0 - \cos \theta_0)\}, \quad (4.20)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
Im[\chi_{xy}] &= \frac{\omega}{(\omega_r^2 - \omega^2)^2 + \omega^2 \Delta\omega^2} \\
&\{-\gamma^2(1 + \alpha^2) \Delta\omega \left( \frac{F_{\varphi\varphi}}{\sin^2 \theta_0} \cos^2 \theta_0 \sin \varphi_0 \cos \varphi_0 + \frac{(F_{\theta\varphi} \sin^2 \varphi_0 - F_{\varphi\theta} \cos^2 \varphi_0)}{\sin \theta_0} \cos \theta_0 - \right. \\
&\quad \left. F_{\theta\theta} \sin \varphi_0 \cos \varphi_0 \right) - M_s \gamma (\omega_r^2 - \omega^2) (\alpha \sin^2 \theta_0 \sin \varphi_0 \cos \varphi_0 - \cos \theta_0)\}, \quad (4.21)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
Re[\chi_{yy}] &= \frac{1}{(\omega_r^2 - \omega^2)^2 + \omega^2 \Delta\omega^2} \\
&\{\gamma^2(1 + \alpha^2)(\omega_r^2 - \omega^2) \left( \frac{F_{\varphi\varphi}}{\sin^2 \theta_0} \cos^2 \theta_0 \sin^2 \varphi_0 - \frac{F_{\theta\varphi}}{\sin \theta_0} \sin 2\varphi_0 \cos \theta_0 + F_{\theta\theta} \cos^2 \varphi_0 \right) \\
&\quad + M_s \gamma \alpha \omega^2 \Delta\omega (\cos^2 \varphi_0 + \sin^2 \varphi_0 \cos^2 \theta_0)\}, \quad (4.22)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
Im[\chi_{yy}] &= \frac{\omega}{(\omega_r^2 - \omega^2)^2 + \omega^2 \Delta\omega^2} \\
&\{-\gamma^2(1 + \alpha^2) \Delta\omega \left( \frac{F_{\varphi\varphi}}{\sin^2 \theta_0} \cos^2 \theta_0 \sin^2 \varphi_0 - \frac{F_{\theta\varphi}}{\sin \theta_0} \sin 2\varphi_0 \cos \theta_0 + F_{\theta\theta} \cos^2 \varphi_0 \right) \\
&\quad + M_s \alpha \gamma (\omega_r^2 - \omega^2) (\cos^2 \varphi_0 + \sin^2 \varphi_0 \cos^2 \theta_0)\} \quad (4.23)
\end{aligned}$$

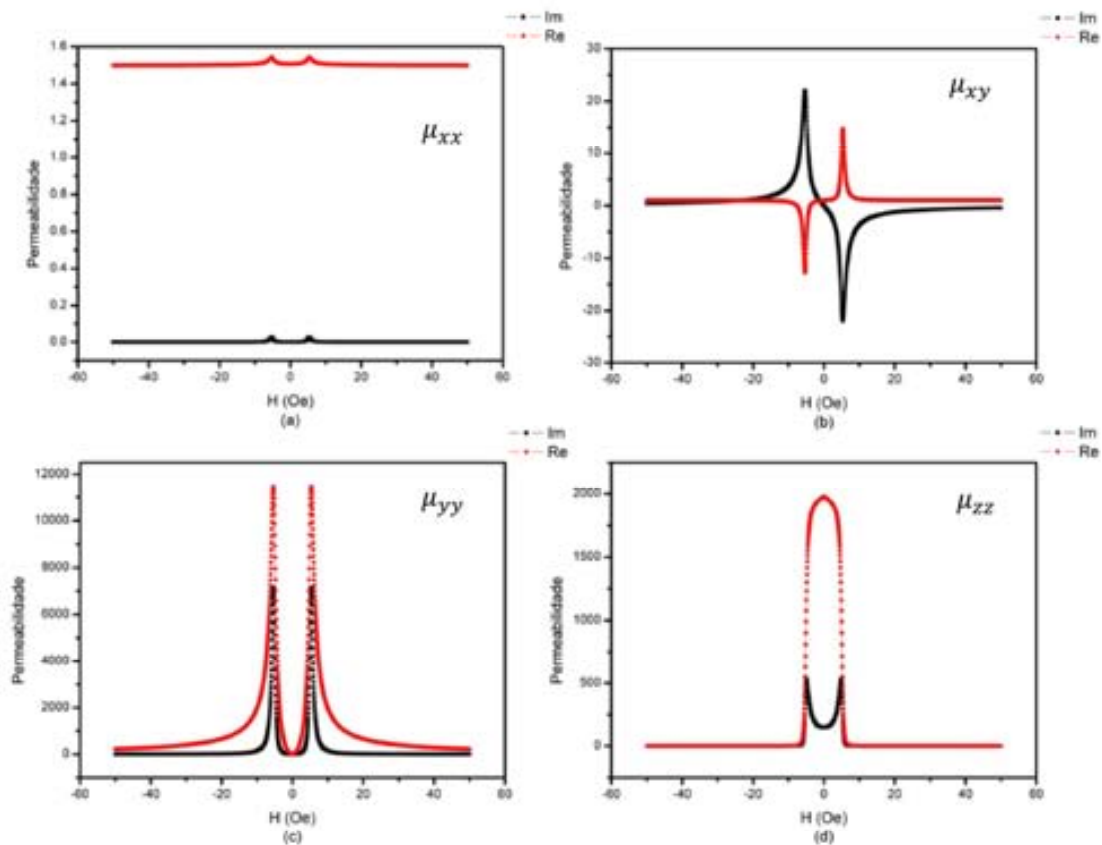
$$Re[\chi_{zz}] = \frac{1}{(\omega_r^2 - \omega^2)^2 + \omega^2 \Delta\omega^2} \{\gamma^2(1 + \alpha^2)(\omega_r^2 - \omega^2) F_{\varphi\varphi} + M_s \gamma \alpha \omega^2 \Delta\omega \sin^2 \theta_0\}, \quad (4.24)$$

$$Im[\chi_{zz}] = \frac{\omega}{(\omega_r^2 - \omega^2)^2 + \omega^2 \Delta\omega^2} \{-\gamma^2(1 + \alpha^2) \Delta\omega F_{\varphi\varphi} + M_s \alpha \gamma (\omega_r^2 - \omega^2) \sin^2 \theta_0\}. \quad (4.25)$$

Assumindo que  $\hat{\mu} = 1 + 4\pi\hat{\chi}$ , logo temos o tensor permeabilidade

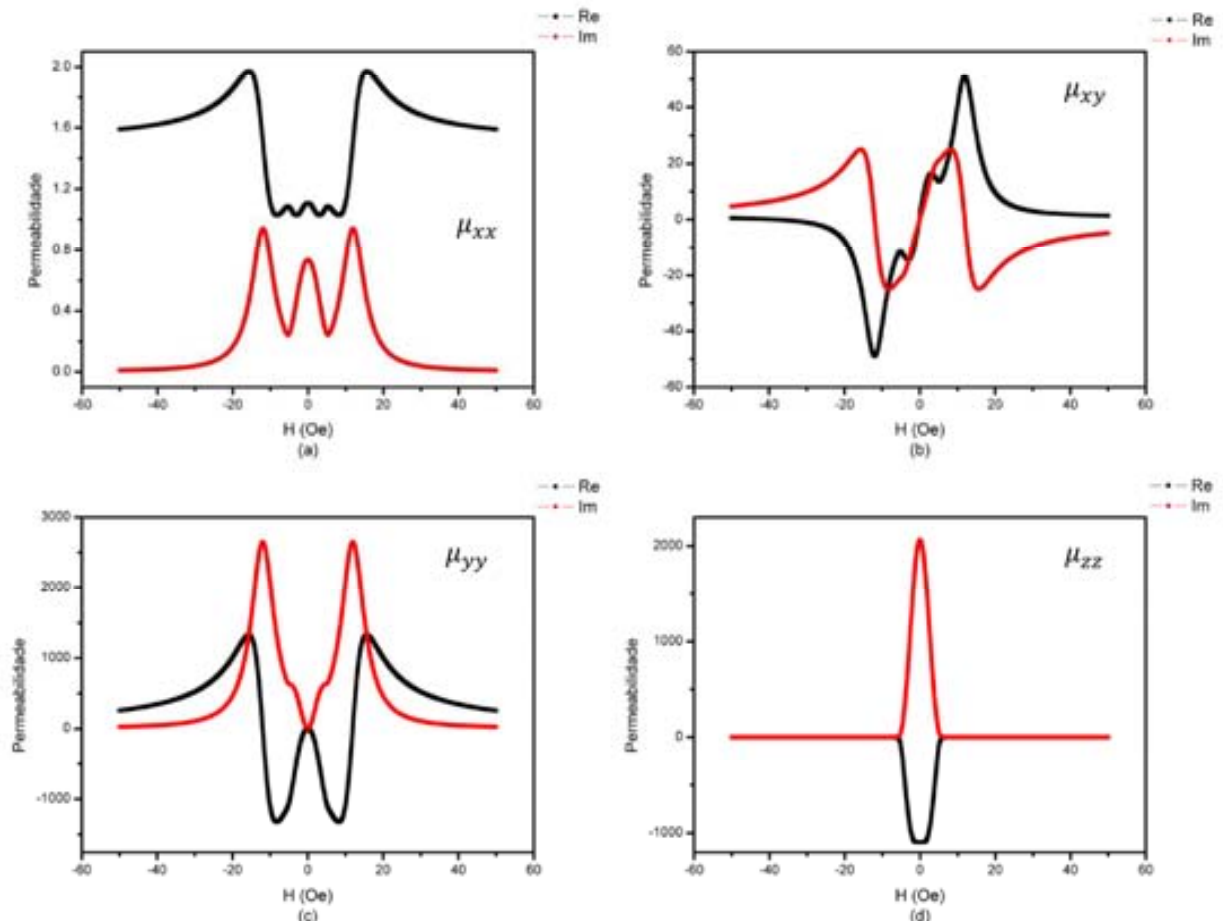
$$\hat{\mu} = \begin{pmatrix} \mu_{xx} & \mu_{xy} & 0 \\ \mu_{yx} & \mu_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & \mu_{zz} \end{pmatrix}, \quad (4.26)$$

Para exemplificar o método, consideramos o caso de um sistema formado por apenas um único filme fino com anisotropia uniaxial. Utilizando a linguagem MATHEMATICA®, desenvolveu-se um programa que minimiza a densidade de energia e obtém os ângulos de equilíbrio, calculando, conseqüentemente, o tensor permeabilidade. As Fig. 4-1 e Fig. 4-2 ilustram o tensor permeabilidade para duas frequências distintas.



**Fig. 4-1:** Permeabilidade obtida para o caso de  $M_s = 780 \frac{emu}{cm^3}$ ,  $K_u = 1950 \text{ emu/cm}^3$ ,  $\theta_k = \varphi_k = 90^\circ$ ,  $\alpha = 0.01$ ,  $\gamma_g = 2.9 \times 10^6 \frac{rad/s}{Oe}$  e uma frequência de  $f = 100 \text{ MHz}$ . Onde (a) é  $\mu_{xx}$ , (b)  $\mu_{xy}$  sendo que  $\mu_{yx} = -\mu_{xy}$ , (c)  $\mu_{yy}$  e (d)  $\mu_{zz}$ .

Para a frequência de 100 MHz neste alinhamento de campo, os termos que dominam a permeabilidade são  $\mu_{yy}$  e  $\mu_{zz}$ . O termo  $\mu_{xy}$  na Fig. 4-1 (b) também representa o termo  $\mu_{yx} = -\mu_{xy}$ . O comportamento da permeabilidade reflete o comportamento da impedância em diferentes alinhamentos do campo e da anisotropia [45].



**Fig. 4-2:** Permeabilidade obtida para o caso de  $M_s = 780 \frac{emu}{cm^3}$ ,  $K_u = 1950 \text{ emu/cm}^3$ ,  $\theta_k = \varphi_k = 90^\circ$ ,  $\alpha = 0.01$ ,  $\gamma_g = 2.9 \times 10^6 \frac{rad/s}{Oe}$  e uma frequência de  $f = 1.0 \text{ GHz}$ . Onde (a) é  $\mu_{xx}$ , (b)  $\mu_{xy}$  sendo que  $\mu_{yx} = -\mu_{xy}$ , (c)  $\mu_{yy}$  e (d)  $\mu_{zz}$

Para alta frequência (1.0 GHz), novamente é observado o comportamento discutido anteriormente. Em particular o termo  $\mu_{xx}$  com estrutura de múltiplos picos pode ser utilizado para explicar teoricamente o trabalho já publicado em multicamadas de Py/Ag [46].

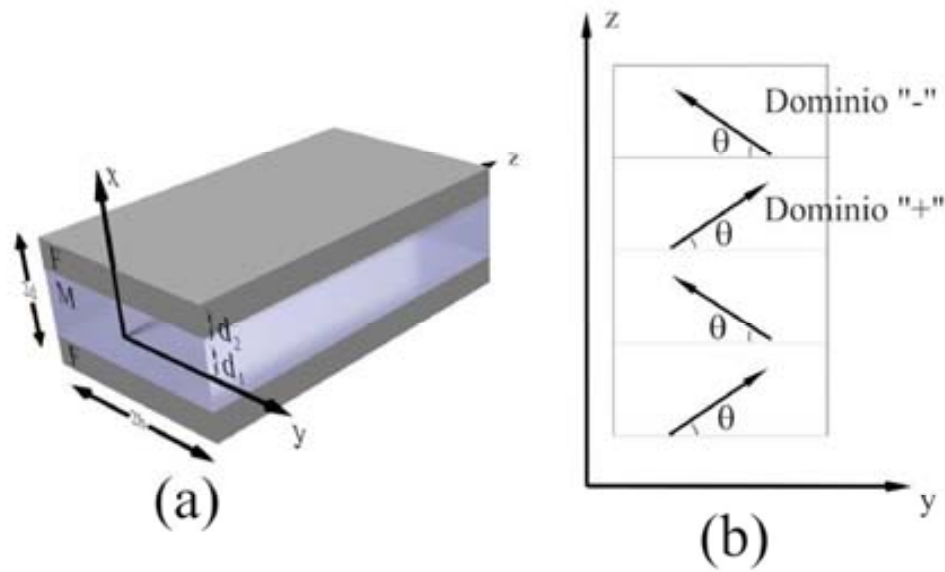


De posse do tensor permeabilidade, é possível obter os resultados teóricos da impedância para qualquer tipo de geometria. Na seção 4.3, é feito uma análise para o caso de um filme fino na forma de multicamadas.

### 4.3 Magnetoimpedância em Multicamadas Ferromagneto/Metal

Nesta seção, será calculada a magnetoimpedância para uma amostra na forma de tri-camada. Os cálculos apresentados aqui foram desenvolvidos por Panina *et. al.* [15] e estão baseados inteiramente na solução de problemas de contorno da eletrodinâmica clássica. Para iniciar, será definida a estrutura de tri-camada estudada por Panina, Fig. 4-3a, com a indicação dos parâmetros geométricos importantes para o desenvolvimento dos cálculos da impedância.

Considera-se uma tri-camada com largura  $2b$  (eixo  $y$ ) comprimento  $l$  (eixo  $z$ ), que contém uma camada metálica não magnética ( $M$ ) com espessura  $2d_1$  e duas outras camadas ferromagnéticas ( $F$ ) de espessura  $d_2$ . Fazendo passar por essa estrutura uma corrente ac na forma  $I = I_0 e^{-i\omega t}$  na direção do eixo  $z$ , e submetendo um campo magnético  $H_0$  na mesma direção, as dimensões  $d_1$ ,  $d_2$  e  $b$  passam a ser importantes para determinar o comportamento da impedância do filme com o campo externo  $H_0$  e com a frequência da corrente  $f$ . Neste modelo  $l \gg 2b$ , tornando relevantes apenas as componentes  $x$  e  $y$  do campo ac.



**Fig. 4-3:** Estrutura esquemática de um filme na forma de tri-camada: (a) tri-camada indicando os parâmetros geométricos importantes, (b) estrutura de domínio no plano do filme.

Assume-se que as camadas magnéticas tenham apenas anisotropia uniaxial na direção  $y$  e que a estrutura de domínios seja composta por domínios de  $180^\circ$  como ilustrada na Fig. 4-3b.

Se medirmos a voltagem  $V$  nas extremidades do filme, a impedância  $Z$  da estrutura é definida como

$$Z = \frac{V}{I}, \quad I = \int_{x=-d}^{x=d} \int_{y=-b}^{y=b} J(x, y) dx dy, \quad (4.27)$$

onde  $j(x, y)$  é a distribuição da densidade de corrente e  $d = d_1 + d_2$ . É conveniente escrever a densidade de corrente em termos dos potenciais vetor  $\vec{A}$  e escalar  $\varphi$ , usando as equações de Maxwell para o campo elétrico  $\vec{E}$  e o campo magnético  $\vec{H}$  e a lei de Ohm microscópica  $\vec{j} = \sigma \vec{E}$ , resultando em

$$\vec{E} = -\vec{\nabla}\varphi - \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{A}}{\partial t}, \quad (4.28)$$

$$\hat{\mu} \vec{H} = \vec{\nabla} \times \vec{A}, \quad (4.29)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = \frac{4\pi}{c} \vec{j}, \quad (4.30)$$

onde  $\sigma$  é a condutividade e  $\hat{\mu}$  é o tensor permeabilidade, calculado na secção 4.2.

A partir das equações 4.28 a 4.30, obtém-se a seguinte equação para as componentes do potencial vetor da camada não magnética ao longo do campo externo  $A_z = A_1$

$$\frac{\partial^2 A_1}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 A_1}{\partial y^2} = -k_1^2 A_1 - \frac{4\pi}{c} J_1, \quad (4.31)$$

onde

$$k_1 = \frac{1-i}{\delta_1}; \quad \delta_1 = \frac{c}{\sqrt{2\pi\omega\sigma_1}}; \quad J_1 = -\sigma_1 \frac{\partial\varphi}{\partial z} = \sigma_1 \frac{V}{l}, \quad (4.32)$$

sendo  $\sigma_1$  a condutividade da camada metálica. No caso das camadas magnéticas,  $A_z = A_2$ , a expressão é da forma

$$\eta_{yy} \frac{\partial^2 A_2}{\partial x^2} + \eta_{xx} \frac{\partial^2 A_2}{\partial y^2} = -k_2^2 A_2 - \frac{4\pi}{c} J_2, \quad (4.33)$$

onde

$$k_2 = \frac{1-i}{\delta_2}; \quad \delta_2 = \frac{c}{\sqrt{2\pi\omega\sigma_2}}; \quad J_2 = -\sigma_2 \frac{\partial\varphi}{\partial z} = \sigma_2 \frac{V}{l}, \quad (4.34)$$

sendo  $\sigma_2$  a condutividade das camadas magnéticas. Os parâmetros  $\eta_{xx}$  e  $\eta_{yy}$  são as componentes correspondentes do tensor permeabilidade inverso  $\hat{\eta} = \hat{\mu}^{-1}$ , obtido na secção 4.2.

A condição de continuidade para as componentes tangenciais de  $\vec{E}$  e  $\vec{H}$  na interface metal/ferromagneto ( $x = d_1$ ) é

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial A_1}{\partial x}\right)_{(d_1,y)} &= \eta_{xy} \left(\frac{\partial A_2}{\partial y}\right)_{(d_1,y)} + \eta_{yy} \left(\frac{\partial A_2}{\partial x}\right)_{(d_1,y)} \\ A_1(d_1,y) &= A_2(d_1,y) \\ \left(\frac{\partial A_1}{\partial y}\right)_{(d_1,y)} &= \left(\frac{\partial A_2}{\partial y}\right)_{(d_1,y)} \end{aligned} \quad (4.35)$$

As condições de contorno na superfície externa  $x = \pm d$  e  $y = \pm b$  requerem aproximações. Na análise da tri-camada metal/ferromagneto, o fluxo magnético ac na superfície externa é pequeno e pode ser desprezado. Isto implica que  $b_y = (\hat{\mu}H)_y$  calculado sobre a meia espessura torna-se nulo para  $y = \pm b$ . Assim,

$$\int_{-d}^0 b_y(x, \pm b) dx = \int_0^d b_y(x, \pm b) dx. \quad (4.36)$$

Em termos do potencial vetor e levando em conta a simetria, a equação 4.36 torna-se

$$A_2(d, b) = A_1(0, b). \quad (4.37)$$

O fluxo magnético normal através da superfície externa,  $x = d$ , também é considerado pequeno e pode ser desprezado, o que permite assumir que  $d \ll b$  (que é o caso de filmes finos). Isso significa que a componente  $x$  da indução magnética é zero em  $x = d$  ou  $A_2(d, y) = cte$ . Essa constante pode ser encontrada considerando a relação entre a voltagem e o valor do campo elétrico na superfície [40]

$$E_{z2} = \frac{V}{l} + \frac{i\omega L_e}{c^2 l} I, \quad (4.38)$$

onde  $L_e$  é a indutância externa que depende somente da geometria do filme. Comparando as equações (4.38 e a equação de Maxwell 4.28) a condição de contorno (Equação 3.38) é obtida

$$A_2(d, y) = \frac{L_e}{cl} I. \quad (4.39)$$

As soluções gerais para  $A_1$  e  $A_2$ , considerando as condições de simetria e a independência de  $y$  para  $x = d$ , são

$$A_1 = D_1 \sin(\lambda_1 x) \sinh(\beta_1 y) + D_2 \cos(\lambda_1 x) \cosh(\beta_1 y) + D_3 \cosh(ik_1 x) - \frac{4\pi}{ck_1^2} J_1 \quad (4.40)$$

$$A_2 = C_1 \sin[\lambda_2(d-x)] \sinh(\beta_2 y) + C_2 \sin[\lambda_2(d-x)] \cosh(\beta_2 y) + C_3 \sinh(i\bar{k}_2 x) + C_4 \cosh(i\bar{k}_2 x) - \frac{4\pi}{ck_2^2} J_2, \quad (4.41)$$

onde as constantes de propagação são relacionadas por

$$\lambda_1^2 - \beta_1^2 = k_1^2, \quad \lambda_2^2 \eta_{yy} - \beta_2^2 \eta_{xx} = k_1^2, \quad \bar{k}_2 = \frac{k_2}{\sqrt{\eta_{yy}}}. \quad (4.42)$$

A dependência de  $A_1$  em relação à  $y$  implica na existência de um fluxo magnético ac normal à camada metálica. Calculando a distribuição de corrente no filme, a impedância pode ser encontrada através da expressão

$$Z = R \frac{f_1(x_1, x_2)(vx_1 + x_2)}{x_2(f_1(x_1, x_2) - 4)g(b) + f_2(x_1, x_2)}; \quad (4.43)$$

onde

$$R = \frac{l}{4b(\sigma_1 d_1 + \sigma_2 d_2)} \quad (4.44)$$

é a resistência dc,

$$f_1(x_1, x_2) = \cosh x_1 \cosh x_2 + v \sinh x_1 \sinh x_2, \quad (4.45)$$

$$f_2(x_1, x_2) = \cosh x_1 \sinh x_2 + v \sinh x_1 \cosh x_2, \quad (4.46)$$

$$g(b) = \frac{\tan \beta b}{\beta b} \left( \frac{\sigma_1 d_1}{\sigma_2 d_2} \frac{\sin(\lambda_1 d_1)}{\lambda_1 d_1} + \frac{\tan(\lambda_2 d_2/2)}{\lambda_2 d_2} \cos \lambda_1 d_1 \right), \quad (4.47)$$

e, finalmente

$$x_1 = ik_1 d_1, \quad x_2 = i\tilde{k}_2 d_2, \quad v = \frac{k_1}{\tilde{k}_2 \eta_{yy}} = \sqrt{\frac{\sigma_1}{\sigma_2 \eta_{yy}}}. \quad (4.48)$$

Os parâmetros de propagação  $\lambda_1$  e  $\lambda_2$  são encontrados a partir da equação de dispersão

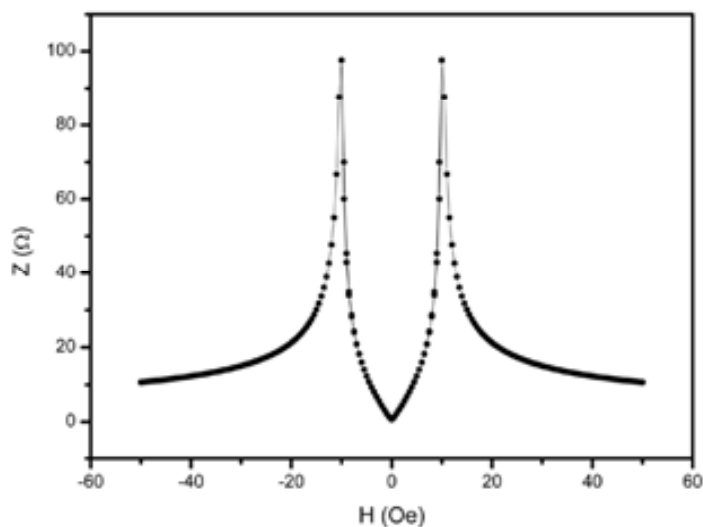
$$2\eta_{yy}\lambda_1\lambda_2 \tan \lambda_2 d_2 + (\eta_{yy}^2 \lambda_2^2 - (\eta_{xy}^2 \beta^2 + \lambda_1^2) \tan^2 \lambda_2 d_2) \tan 2\lambda_1 d_1 = 0, \quad (4.49)$$

$$\lambda_2^2 \eta_{yy} = k_2^2 + (\lambda_1^2 + k_1^2) \eta_{xx}.$$

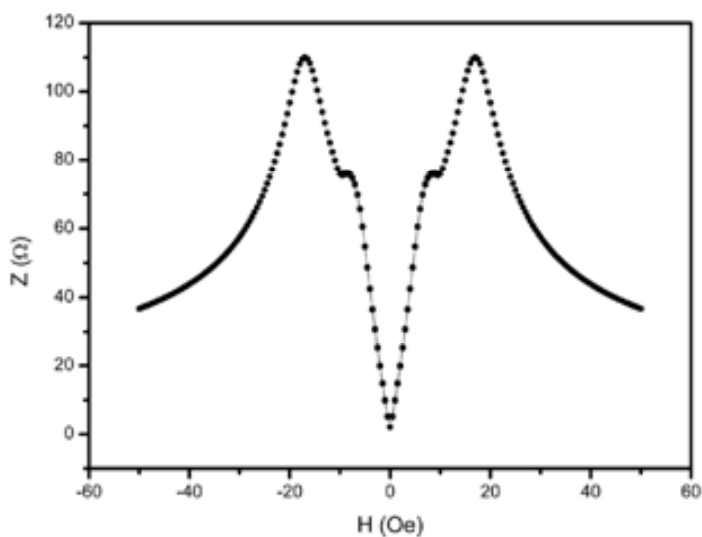
Analisando as expressões acima, em particular a expressão para  $g(b)$ , pode-se perceber que, para  $\beta b \gg 1$ , a mesma tende a zero e a equação para a impedância se reduz à conhecida expressão para um filme infinito na direção  $y$  [47].

$$Z = R \frac{f_1(x_1, x_2)(vx_1 + x_2)}{f_2(x_1, x_2)}. \quad (4.50)$$

Usando o modelo de impedância calculado aqui, e o modelo para a permeabilidade calculado no capítulo 4.2, podemos simular as curvas de impedância para uma tri-camada. Na figura Fig. 4-4 mostra a curva de MI para uma frequência de 100 MHz no caso de uma amostra apenas com anisotropia uniaxial no plano, o comportamento de pico duplo característico campo externo e corrente ac aplicados transversalmente ao eixo de anisotropia [45]. A Fig. 4-5 representa a mesma situação descrita anteriormente para uma frequência de 1000 MHz, e neste caso observa-se um deslocamento dos picos em relação ao campo característico do efeito FMR presente na variação de MI.



**Fig. 4-4:** Curva de impedância obtida para uma frequência de 100 MHz no caso de uma amostra com  $M_s = 780 \text{ emu/cm}^3$ ,  $H_k = 15 \text{ Oe}$ ,  $\theta_k = \varphi_k = 90^\circ$ ,  $\alpha = 0.01$ ,  $\gamma_g = 2.9 \times 10^6 \frac{\text{rad/s}}{\text{Oe}}$  e  $\sigma_1 = 6 \times 10^7 (\Omega\text{m})^{-1}$ ,  $\sigma_2 = 1.5 \times 10^7 (\Omega\text{m})^{-1}$  para as dimensões  $l = 1 \text{ cm}$ ,  $2b = 0.3 \text{ cm}$  e  $22 \text{ nm}$ .



**Fig. 4-5:** Curva de impedância obtida para uma frequência 1000 MHz no caso de uma amostra com  $M_s = 780 \text{ emu/cm}^3$ ,  $H_k = 15 \text{ Oe}$ ,  $\theta_k = \varphi_k = 90^\circ$ ,  $\alpha = 0.01$ ,  $\gamma_g = 2.9 \times 10^6 \frac{\text{rad/s}}{\text{Oe}}$  e  $\sigma_1 = 6 \times 10^7 (\Omega\text{m})^{-1}$ ,  $\sigma_2 = 1.5 \times 10^7 (\Omega\text{m})^{-1}$  para as dimensões  $l = 1 \text{ cm}$ ,  $2b = 0.3 \text{ cm}$  e  $22 \text{ nm}$ .

## 5 Procedimento experimental

Este capítulo trata-se de uma breve discussão sobre os métodos usados na deposição (“Magnetron Sputtering”) e caracterização das amostras.

### 5.1 Deposição dos filmes

A técnica de “sputtering” ou desbaste iônico basicamente consiste em colidir íons, que geralmente são de argônio, sobre a superfície de um alvo a fim de provocar a ejeção de átomos ou até mesmo aglomerados do material. O material ejetado do alvo se espalha em todas as direções e uma parte acaba se depositando sobre o substrato, formando o filme.

Na técnica de “Magnetron Sputtering”, é colocado um campo magnético a fim de aumentar o confinamento dos íons de Ar e, conseqüentemente, a taxa de deposição. Atualmente esta técnica é uma das mais utilizadas na deposição de filmes por apresentar excelente reprodutibilidade das amostras produzidas, boa aderência do filme ao substrato, facilidade de controle de espessura e a produção de filmes possuindo a mesma composição dos alvos. É possível também realizar deposições utilizando outros gases, como por exemplo, O<sub>2</sub> ou N<sub>2</sub> juntamente com o Ar durante a deposição, correspondendo ao “sputtering reativo”.

As amostras estudadas neste trabalho foram depositadas utilizando-se um sistema de “magnetron sputtering” com uma pressão de base de  $2 \times 10^{-7}$  mbar, obtida a partir de duas bombas, uma rotativa e outra difusora. A câmara do sistema possui 4 canhões, possibilitando a deposição de até 4 materiais ou ligas diferentes em uma mesma amostra. Um sistema de motores de passo realiza o posicionamento e movimento do substrato sobre um determinado canhão, assim como o posicionamento do “shutter”. Este sistema de motores de passo possibilita a deposição das amostras em movimento (o que permite uma maior uniformidade do filme ao longo do substrato). O controle da pressão dos gases utilizados durante a deposição é feita por controladores de fluxo com um faixa de 0 a 200

sccm<sup>1</sup> e por um manômetro capacitivo de alta resolução (Baratron) ambos controlados por computador. A Fig. 5-1 ilustrar esquematicamente o sistema de sputtering utilizado neste trabalho.

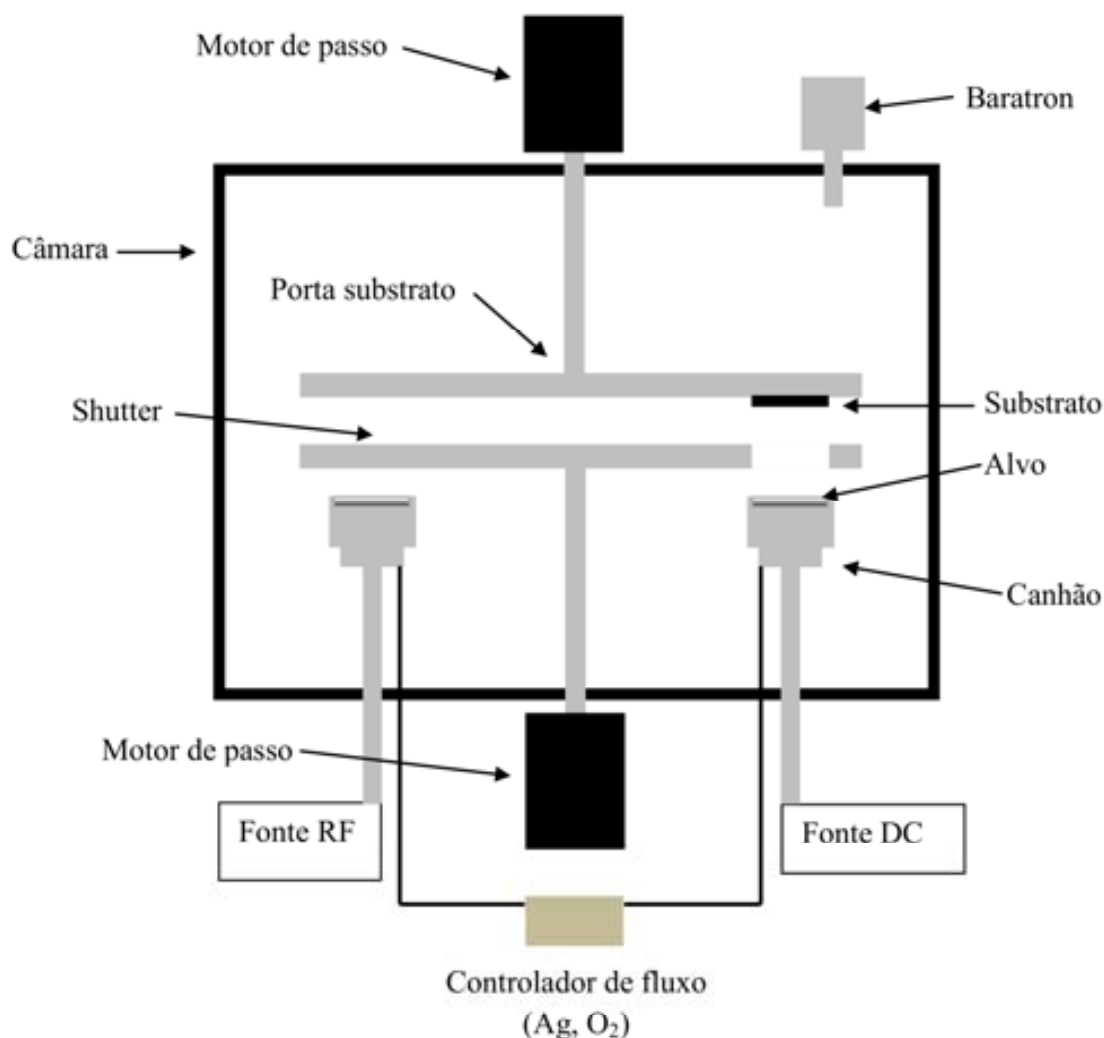


Fig. 5-1: Ilustração esquemática do Magnetron Sputtering utilizado neste trabalho.

Na Fig. 5-2 mostra o sistema de sputtering utilizado na deposição das amostras deste trabalho, é necessário informa que as amostras foram feitas no Laboratório de Magnetismo e Materiais Magnéticos, (LMMM) da Universidade Federal de Santa Maria (UFSM), em colaboração com o Prof. Dr. L. Schelp. Em particular, não foi feito no DFTE porque o sistema de sputtering ainda não é automatizado para a produção de multicamadas.

<sup>1</sup> standard cubic centimeters per minute.

<sup>2</sup> Etapa em que os átomos e/ou moléculas dispersas começam a juntar sobre o substrato.





Fig. 5-2: Sistema de sputtering utilizado na deposição das amostras deste trabalho.

### 5.1.1 Processo de Crescimento dos filmes

Quando é iniciado o crescimento do filme, a nucleação<sup>2</sup> no substrato estabelece a primeira camada a qual é responsável pela adesão ao substrato, pelo tamanho do grão e os defeitos [48]. No crescimento subsequente pode ocorrer nucleação secundária com o aparecimento de novos grãos e de estruturas com defeitos [48].

Na Fig. 5-3 estão representados três modos primários de nucleação e crescimento de um filme sobre um substrato.

Quando os átomos que compõem o filme se ligam mais fortemente entre si do que ao substrato surge nucleação de pequenos aglomerados (*clusters*) na superfície do substrato. Os núcleos, separados ao início, vão crescendo e se juntando, originando um filme contínuo. Este tipo de crescimento é conhecido por Volmer-Weber, também designado por crescimento 3-D ou por ilhas.

---

<sup>2</sup> Etapa em que os átomos e/ou moléculas dispersas começam a juntar sobre o substrato.

O crescimento Frank van der Merwe, ou crescimento 2-D, ocorre quando a ligação entre os átomos do filme é mais fraca entre si do que entre estes e o substrato, favorecendo o crescimento de camada a camada do filme.

Por fim o modo de crescimento designado por Stranski-Krastanov consiste numa combinação dos outros dois. Neste caso, após a formação de uma ou duas monocamadas atômicas com crescimento 2-D, o crescimento passa ao modo 3-D. Este tipo de crescimento ocorre frequentemente com filmes metálicos depositados sobre metais.

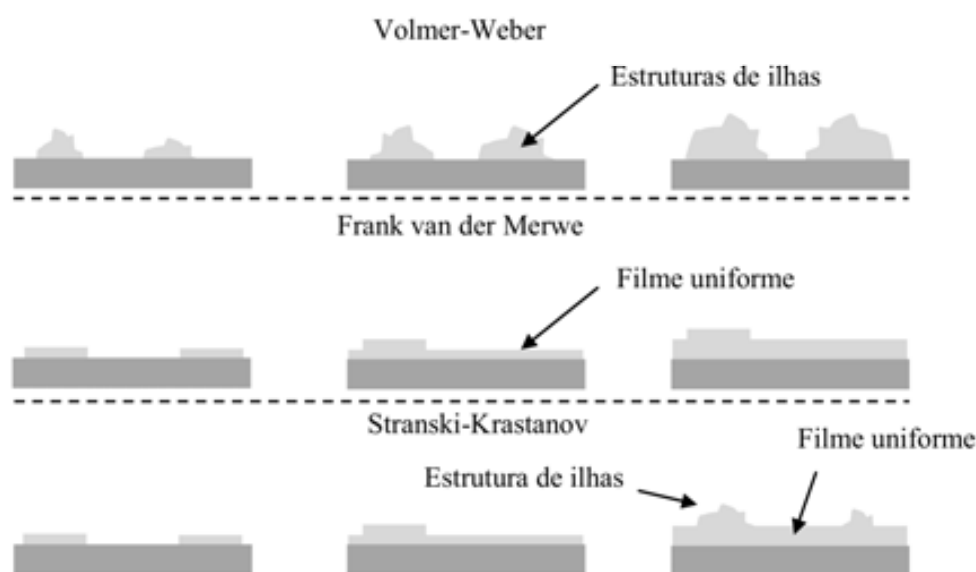


Fig. 5-3: Ilustração dos modelos de crescimento dos filmes finos.

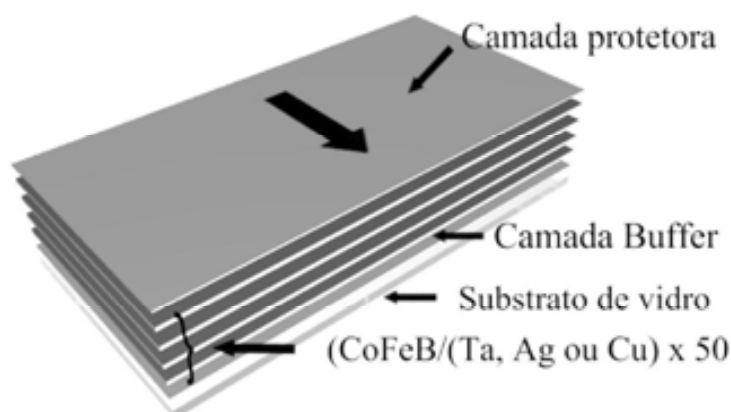
## 5.1.2 Amostras

A liga ferromagnética de CoFeB, objeto de estudo deste trabalho, com  $M_s = 625 \text{ emu/cm}^3$  [49] e  $\lambda = 31 \times 10^{-6}$  [12], tem nestes últimos anos atraído a atenção devido ao seu grande potencial tecnológico, não somente em estruturas de magnetoresistência túnel [9] mais também em novos dispositivos, tais como absorvedores de microondas [10], material de blindagem [11], strain gauges [12] e memórias magnéticas de acesso aleatório (MRAMs) [13].

Tendo estes fatores como motivação, neste trabalho, foi produzida uma série de amostras na geometria de multicamadas de  $(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20}/\text{NM}) \times 50$ , como mostrado na Fig. 5-4, onde a camada não magnética (NM) é igual a Ta, Ag ou Cu. Todas as amostras foram crescidas sobre substratos de vidro, com uma camada “buffer”, e finalizada com uma camada protetora, ambas com 5 nm de Ta. O crescimento das multicamadas foi realizado seguindo o procedimento descrito a baixo:

- ▶ Deposição de 5 nm de Ta sobre o substrato de vidro;
- ▶ Deposição da multicamada de  $(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20}/\text{NM}) \times 50$  com espessura de 10 nm para a camada ferromagnética e 2 nm para a camada não magnética;
- ▶ Finalizando a deposição com a camada protetora de 5 nm de Ta.

O processo de deposição foi realizado com os seguintes parâmetros: pressão de base  $6 \times 10^{-6}$  Pa, pressão de argônio durante a deposição  $2.66 \times 10^{-1}$  Pa, potencia da fonte RF 90 W para a liga de CoFeB e uma corrente dc de 25 mA para o Ta, Ag e o Cu. Com estes parâmetros a taxa de deposição para CoFeB foi de 0.33 nm/s e para as camadas não magnéticas de Ta, Ag e Cu foi de 0.18 nm/s, 0.91 nm/s e 0.29 nm/s, respectivamente. Durante a deposição o substrato foi submetido a um campo magnético de 1 kOe a fim de induzir uma anisotropia magnética. A Fig. 5-4 mostra a direção do campo magnético, indicado pela seta, aplicado transversalmente ao eixo principal da amostra.



**Fig. 5-4:** Estrutura esquemática da multicamada. A amostra consiste de uma multicamada, formada por 50 bicamada de CoFeB/NM, onde M é Ta, Ag ou Cu depositada sobre um substrato de vidro coberto por uma camada buffer e finalizado por uma camada protetora de Ta. A seta sobre a amostra indica a direção do campo magnético aplicado durante a deposição, transversalmente ao eixo principal da amostra.

A Tabela 5-1 mostra todas as informações importantes sobre os materiais não magnéticos, que são utilizados neste trabalho.

**Tabela 5-1:** principais informações sobre os materiais não magnéticos. Retirado do MSPC – Informações Técnicas

M	Resistividade elétrica ( $10^{-8} \Omega m$ )	Modulo de Young ( $10^9 Pa$ )	Coefficiente de Poisson
Ta	13	186	0.34
Ag	1.6	83	0.37
Cu	1.67	130	0.34

## 5.2 Caracterização estrutural

Medidas de refletividade de Raio-X (XRR) a baixos ângulos ( $2^\circ$  a  $5^\circ$ ) foram realizadas, no caso de um único filme, com o objetivo de obter a taxa de deposição para cada alvo, e assim determinar a espessura de cada amostra. Já para as multicamadas, foram realizadas medidas de XRR a baixos ângulos, com o objetivo de comprovar a formação das bicamadas e sua uniformidade entre suas interfaces, e a alto ângulo ( $30^\circ$  a  $85^\circ$ ) para verificar o caráter estrutural.

As mesmas foram realizadas utilizando um difratômetro Bruker AXS, modelo D8 Advance na geometria  $\theta - 2\theta$ , usando radiação Cu-K $\alpha$ , com comprimento de onda igual a  $1.54056 \text{ \AA}$ . A Fig. 5-5 mostra uma representação ilustrativa do equipamento utilizado.

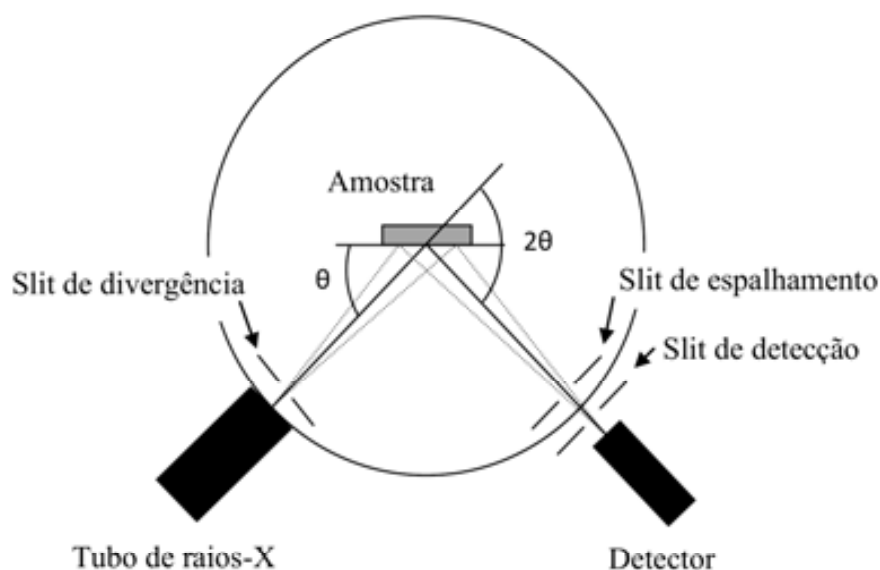


Fig. 5-5: Representação esquemática do difratograma de raios-X na geometria  $\theta - 2\theta$ .

A Fig. 5-6 mostra o difratômetro de raios-X, pertencente ao LMMM, utilizado na caracterização das amostras deste trabalho.

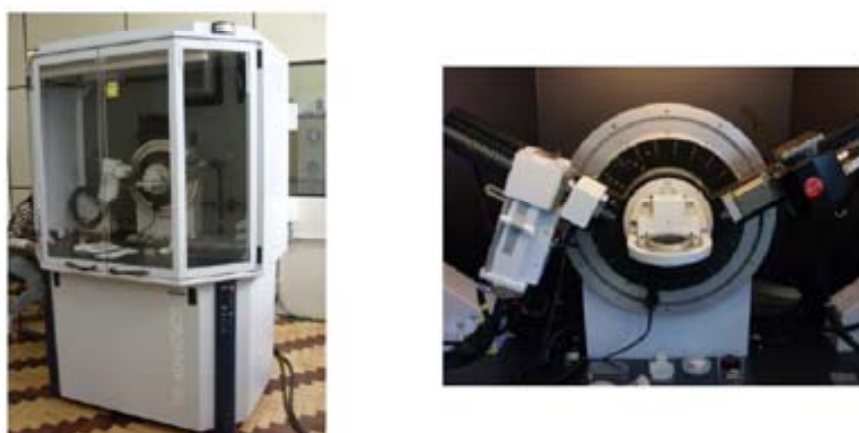


Fig. 5-6: Difratômetro Bruker AXS, modelo D8 Advance, na direita em detalhes a fonte de radiação, detector, goniômetro e com suporte para a amostra.

A Fig. 5-7a mostra, como exemplo, a medida de XRR a baixo ângulo realizada em um filme de Ag sobre vidro. Neste caso, é possível observar os picos de Bragg,  $2dsen\theta = n\lambda$ , relativos à interferência construtiva das ondas refletidas nas superfícies ar-Ag e Ag-vidro. A partir da indexação dos picos de Bragg, é possível construir um gráfico do vetor de

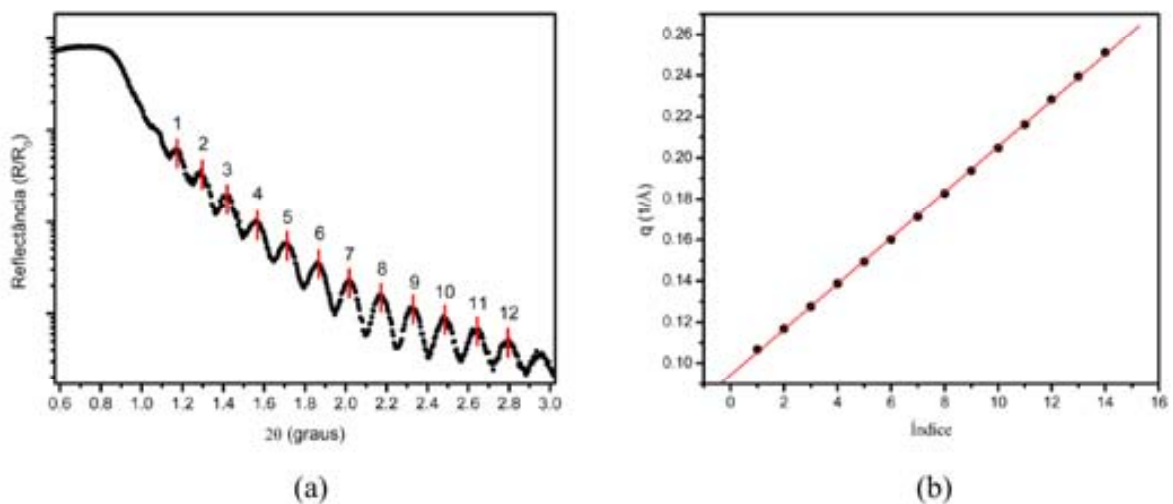
espalhamento de cada pico em função do seu índice (Fig. 5-7b). O vetor de espalhamento é calculado por

$$q_n = \frac{4\pi \sin \theta}{\lambda_r}, \quad (5.1)$$

onde  $\theta$  é o ângulo de cada pico de Bragg,  $\lambda$  é o comprimento de onda dos raios-X e  $n$  é o índice dos picos de Bragg. A inclinação da reta obtida pelo ajuste linear corresponde a  $2\pi$  dividido pela espessura do filme, em unidades de comprimento de onda de raios-X, logo

$$t = \frac{2\pi}{a}, \quad (5.2)$$

onde  $t$  e  $a$  correspondem, respectivamente, à espessura do filme e à inclinação da reta.



**Fig. 5-7:** (a) espectro de difração de raios-X a baixo ângulo de um filme de Ag depositado sobre vidro com os índices de Bragg, (b) vetor de espalhamento pelo índice dos picos de Bragg.

## 5.3 Caracterização magnética

### 5.3.1 Sistema de medida para a Magnetização estática

Quando uma amostra magnética é submetida a um campo alternado a mesma fica sujeita a uma força magnética alternada ( $F_{MA}$ ) que é proporcional ao momento magnético  $m$  da amostra e ao gradiente de campo  $\Delta h$

$$F_{MA} = m\Delta h, \quad (5.3)$$

No magnetômetro de campo de gradiente alternado (AGM) a amostra é presa na extremidade de uma haste e imersa em uma região onde há um campo magnético dc fixo e um gradiente de campo alternado, produzido por um conjunto de bobinas conectadas a um gerador de funções. Em uma das extremidades da haste, é fixado um piezo-elétrico que transforma a amplitude da oscilação mecânica (proporcional à força) em um sinal elétrico que é proporcional à magnetização. Na Fig. 5-8, é mostrado um esquema ilustrativo do sistema utilizado neste trabalho.

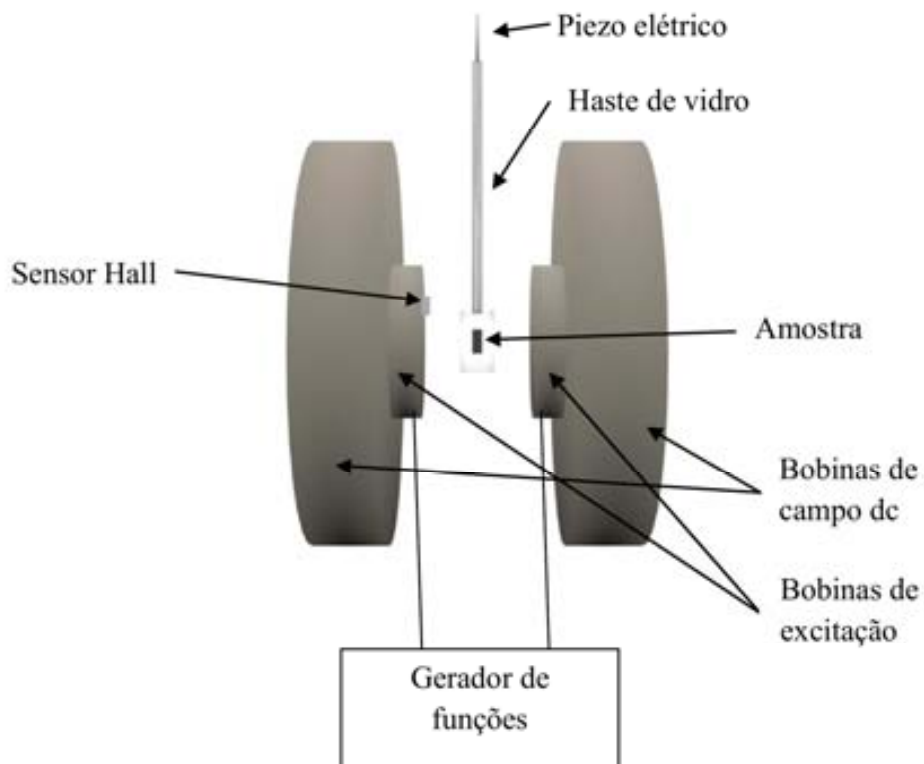


Fig. 5-8: Ilustração esquemática do AGM utilizado neste trabalho.

A Fig. 5-9 mostra o AGM utilizado neste trabalho para realizar as medidas de magnetização.

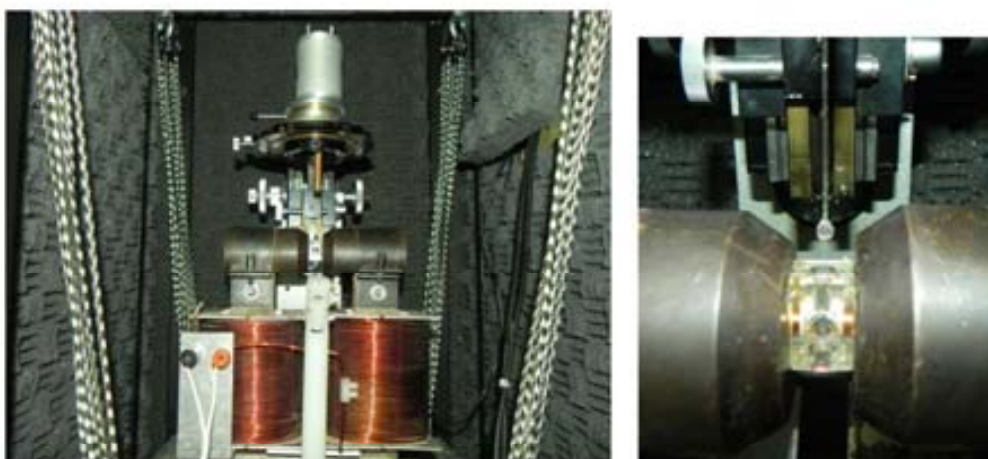


Fig. 5-9: AGM utilizado na caracterização magnética estática das amostras deste trabalho, em detalhe na direita as bobinas geradora do gradiente de campo alternado.



### 5.3.2 Sistema de medida para a Magnetostricção

A magnetostricção pode ser obtida de duas formas: diretamente, onde se determina a deformação do material usando técnicas de medir micro-deslocamento; e indiretamente, onde medem-se propriedades que dependem da magnetostricção.

Neste trabalho optou-se por um método de medida direta, o qual se determina a deflexão da extremidade livre do filme, além de obter as curvas de histerese magnetostrictiva, pois o método indireto não fornece a curva de histerese magnetostrictiva. Para isto, utilizamos o método “cantilever” proposto M. Weber *et. al.* [20].

Este método está baseado na medida da variação da capacitância devido a variação na distância das placas de um capacitor. Neste caso, o filme é uma das placas do capacitor, ver Fig. 5-10. A capacitância pode ser medida diretamente utilizando um capacímetro ou fazendo parte de um circuito em que sua variação seja detectada. Klokholm, em 1976 [50], desenvolveu um sistema semelhante para determinar a magnetostricção em filmes. A deflexão do substrato altera a separação entre as placas modificando a capacitância. Com este sistema foi possível medir magnetostricção tão pequena quanto da ordem de  $10^{-7}$ . A sensibilidade deste método é limitado pela espessura do substrato; separação inicial das placas; espessura do filme e pela técnica utilizada para determinar a variação da capacitância. Filmes muito finos tensionam o substrato fracamente e a deflexão é pequena.

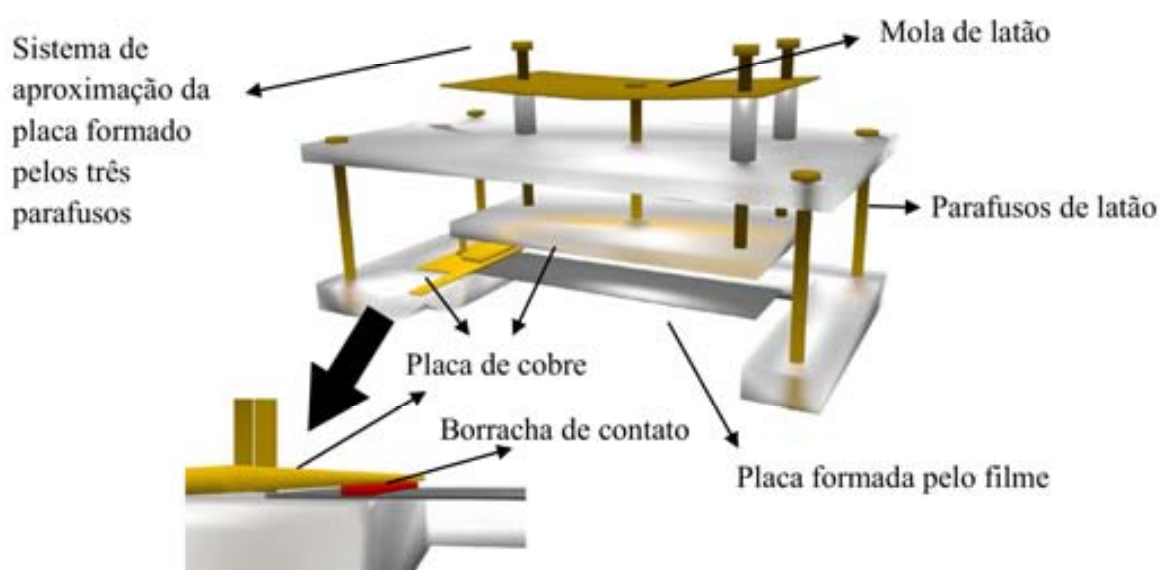
#### 5.3.2.1 Sistema desenvolvido neste trabalho

O capacitor formado pelo conjunto filme e a placa fixa tem um valor aproximado pelo por

$$C = k\epsilon_0 \frac{A}{d}, \quad (5.1)$$

onde  $A$  é a área da projeção entre as placas,  $d$  é a separação,  $k$  é a constante dielétrica entre as placas e  $\epsilon_0$  a permissividade do vácuo.

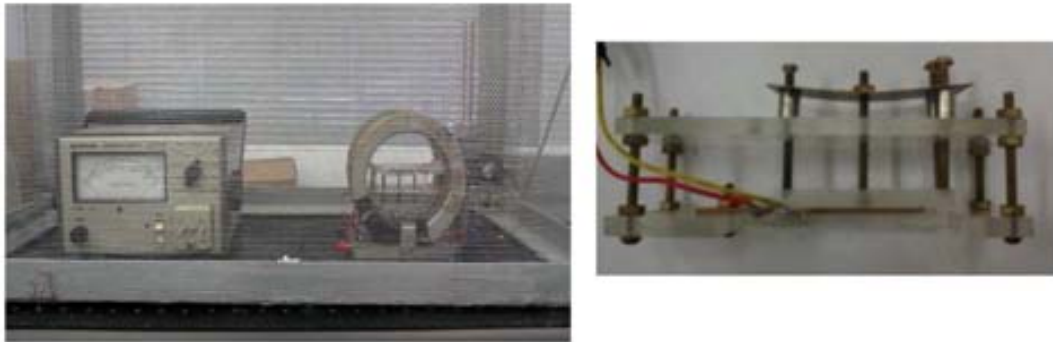
A Fig. 5-10 mostra o aparato construído com as dimensões características. A distância inicial entre o filme e a placa fixa é da ordem de  $0.5\text{ mm}$ . Como a sensibilidade do instrumento depende diretamente deste parâmetro, o aparelho dispõe de um sistema de controle de distância mostrado na Fig. 5-10. Todo o aparelho foi construído com material não magnético como o latão e o acrílico. A presilha do filme consiste de um apoio de acrílico, onde é colocado o filme, presa por uma placa condutora de cobre. O contato elétrico entre o filme e a placa de cobre é feita por uma borracha condutora, a mesma utilizada em contato elétrico em telas de cristal líquido.



**Fig. 5-10:** Ilustração do sistema de medida da magnetostricção desenvolvido neste trabalho, em detalhe esta mostrado o forma como o filme e fixado ao sistema.

O sistema é muito sensível a turbulência mecânica e a campos elétricos gerados por potenciais flutuantes, os quais modificam a distribuição de cargas no capacitor gerando flutuações no sinal. Para evitar estes ruídos o sistema foi colocado sobre uma mesa metálica aterrada com um protetor contra correntes de ar.

A aquisição dos dados foi feita via computador. O sinal da capacitância proporcional a deflexão é medido diretamente do capacitmetro. A Fig. 5-11 mostra o sistema montado no laboratório.



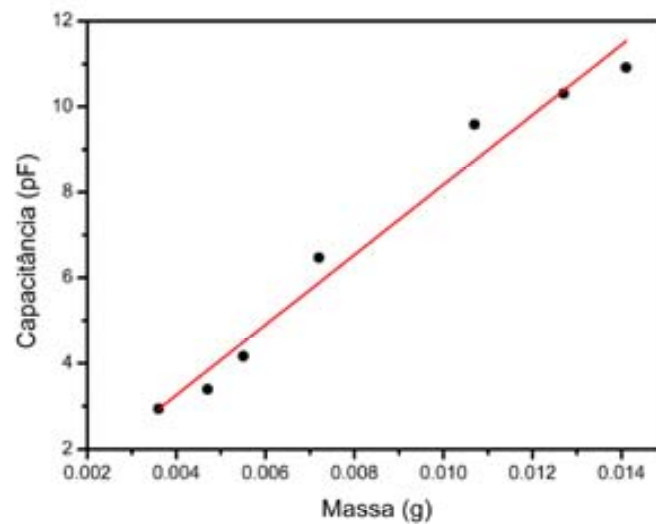
**Fig. 5-11:** Sistema cantilever montado no laboratório para realizar as medidas de magnetostricção, ao lado em detalhe o capacitor.

### 5.3.2.1.1 A calibração

A calibração do capacitor é feita seguindo o procedimento sugerido no trabalho de Kloholm [50], onde são utilizados pesos da ordem de poucos miligramas colocados sobre a extremidade livre do filme. A deflexão é proporcional ao peso de acordo com a relação

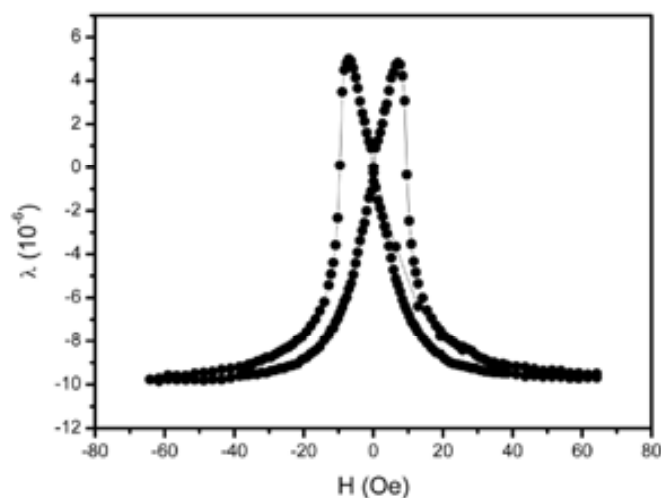
$$D = 4Tl^3 \frac{1-\nu_s^2}{wt_s^3 E_s}, \quad (5.2)$$

onde  $T$  é a força equivalente em *dynas*,  $l$  é o comprimento da amostra,  $\nu_s$  é o coeficiente de Poisson do substrato,  $E_s$  o módulo de Young,  $w$  é a largura do filme e  $t_s$  é a espessura do substrato. Utilizando este procedimento como calibração observa-se uma boa linearidade entre a capacitância e a deflexão como mostrado na Fig. 5-12. Este procedimento deve ser repetido em cada troca de amostra uma vez que a separação entre as placas é modificada.



**Fig. 5-12:** Relação linear entre a deflexão e os pesos utilizados no procedimento de calibração para um filme de Ni. A capacitância é proporcional a deflexão.

Para verificar a confiabilidade do equipamento foi utilizado um filme de níquel (Ni) para calibração, uma vez que seu comportamento magnetostrictivo é bastante conhecido [17]. O valor do módulo de Young adotado para o filme foi o mesmo do Ni massivo  $2.1 \times 10^{12} \text{ dyn/cm}^2$  e seu respectivo coeficiente de Poisson 0.31. Para o substrato foi considerado o módulo de Young  $E_s = 4.0 \times 10^{13} \text{ dyn/cm}^2$  e o coeficiente de Poisson igual a 0.23 e sua espessura igual a 0.015 cm. As dimensões do filme utilizado são  $l = 4 \text{ cm}$ ,  $w = 1.0 \text{ cm}$  e sua espessura igual a 200 nm. A Fig. 5-13 mostra a curva magnetostrictiva para o Ni onde foi obtida uma magnetostricção de saturação  $-9.8 \times 10^{-6}$ , que é da mesma ordem de grandeza do Ni policristalino  $-34 \times 10^{-6}$ .



**Fig. 5-13:** Curva de magnetostricção para um filme de Ni com espessura de 200 nm obtida na direção de maior comprimento.

### 5.3.3 Sistema de medida para a Magnetoimpedância

As medidas de magnetoimpedância foram realizadas utilizando um analisador de impedância da marca HP 4396B associado a um kit de impedância HP 4396A1, e uma cavidade do tipo strip-line (ver Fig. 5-14), o qual é conectado a porta de saída deste kit. Este equipamento nos permite estudar a evolução da impedância em uma faixa de frequência de 100 kHz a 1.8 GHz. A Fig. 5-15 mostra o aparato utilizado neste trabalho.

O equipamento comunica-se com um computador através de interface GPIB e um programa em HPVee foi desenvolvido para a controle do experimento. O analisador varia a frequência dentro da faixa de frequências estipulada para cada valor de campo magnético, que varia entre  $\pm 300$  Oe.

#### 5.3.3.1 A calibração

A calibração do sistema é feita seguindo o procedimento sugerido pelo fabricante, que realiza ajustes para médias de aberto, curto e carga ( $50\Omega$ ) que são conectados à porta de saída e cada um dos padrões é medido no intervalo de frequência determinado. Para o

contato elétrico, foi utilizado cola prata, que apresenta uma excelente propriedade condutora e fácil manuseio e com um tempo de secagem de 24h.



**Fig. 5-14:** Cavidade de microondas tipo strip line.



**Fig. 5-15:** Analisador e o kit de impedância utilizado neste trabalho para as medidas de MI, em detalhe no canto direito inferior, as cargas utilizadas na calibração do equipamento.

## 6 Resultados

### 6.1 Análise Estrutural

As medidas a baixo ângulo para todas as amostras podem ser observadas na Fig. 6-1. Todas as amostras estudadas neste trabalho apresentam modulação química perpendicular ao substrato. No entanto, a partir da diminuição da intensidade relativa dos sucessivos picos de Bragg, fica claro que as multicamadas apresentam morfologias diferentes. Isto é confirmado pelo fit dos dados experimentais e pelas simulações, obtidas utilizando o Software para modelagem das propriedades ópticas de filmes e multicamadas (IMD), cujos métodos e cálculos são descritos em detalhes na referência [51], mostrados na Fig. 6-1 (linha sólida vermelha).

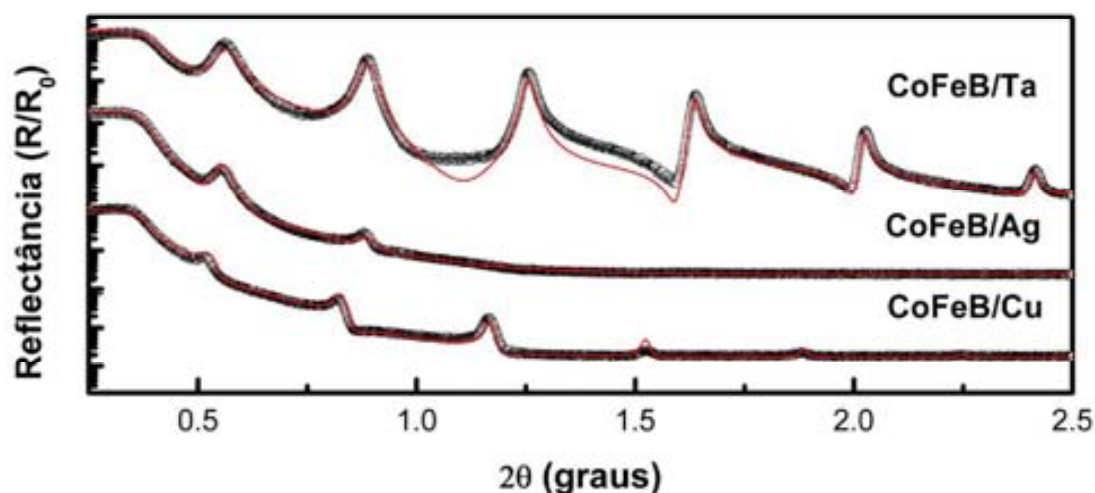


Fig. 6-1: Padrão de XRR experimental (linha sólida preta) para as multicamadas, junta com o ajuste/simulação (linha sólida vermelha). Os principais parâmetros obtidos do padrão XRR experimental para cada multicamada é mostrado na Tabela 6-1.

A qualidade das multicamadas (isto é, espessura da camada, homogeneidade e planicidade na interface) depende substancialmente da diferença da energia livre de

superfície entre os materiais incluídos na estrutura. Quando o Ta é usado com espaçador, a diferença entre a energia livre de superfície é pequena e as camadas crescem com espessuras quase constantes e interfaces planas. Isto pode ser observado na Tabela 6-1, que mostra os parâmetros usados em cada simulação. A multicamada de CoFeB/Ta apresenta rugosidade da ordem de uma camada monoatômica, muito perto de uma amostra ideal. Por outro lado, Ag e Cu são imiscíveis com o Co e Fe e tendem a apresentar uma diferença considerável na energia livre superficial em comparação ao material magnético. Isto afeta a uniformidade da superfície da camada quando um material é depositado sobre o outro, e gera camadas com menor espessura homogênea e interfaces mais rugosas.

**Tabela 6-1:** Principais parâmetros obtidos através do fit dos dados experimentais e da simulação para cada multicamada.

Parâmetros das amostras	CoFeB/Ta	CoFeB/Ag	CoFeB/Cu
Espessura CoFeB ( <i>nm</i> )	9.15	9.15	9.15
Espessura M ( <i>nm</i> )	2.00	2.00	2.83
Rugosidade CoFeB/M ( <i>nm</i> )	0.15	3.16	4.00
Rugosidade M/CoFeB ( <i>nm</i> )	0.00	2.03	0.50

As amostras de CoFeB/Ag e CoFeB/Cu apresentam essa característica, mas com uma diferença importante: quando Ag é usada como camada espaçador, as flutuações na espessura da camada (rugosidade) são grandes e quase simetricamente distribuídas sobre as sucessivas interfaces. No caso do Cu, a rugosidade é grande na interface CoFeB/Cu mas pequeno na interface Cu/CoFeB. Essa assimetria resulta de diferença no modo de crescimento quando a sequência de empilhamento é alterada. Quando o CoFeB é depositado sobre o Cu, a mobilidade dos átomos leva a formação de nucleação de ilhas de CoFeB, cuja a topologia aparece como rugosidade na superfície da camada de CoFeB, ou seja, flutuações na espessura da camada. Quando os átomos de Cu chegam a uma superfície áspera de CoFeB, eles produzem uma interface lisa e tendem a diminuir a rugosidade, preenchendo os vales na superfície CoFeB. Esse comportamento foi identificado e resolvido em detalhes para o Co sobre Cu e do Cu sobre o Co [52]. Apesar das diferenças na composição e cristalinidade das amostras o comportamento descrito acima parece ser seguido aqui também. Se levarmos em contas a rugosidade da interface CoFeB/Cu e



Cu/CoFeB e da espessura de Cu, é possível que o empilhamento correto das camadas seja destruído em certas regiões da amostra. Como veremos nas seções seguintes, esse quadro é consistente com o comportamento magnético.

Por último as medidas de XRR a alto ângulo, Fig. 6-2, apresentam um caráter amorfo, que é associado ao surgimento de um único pico espalhado.

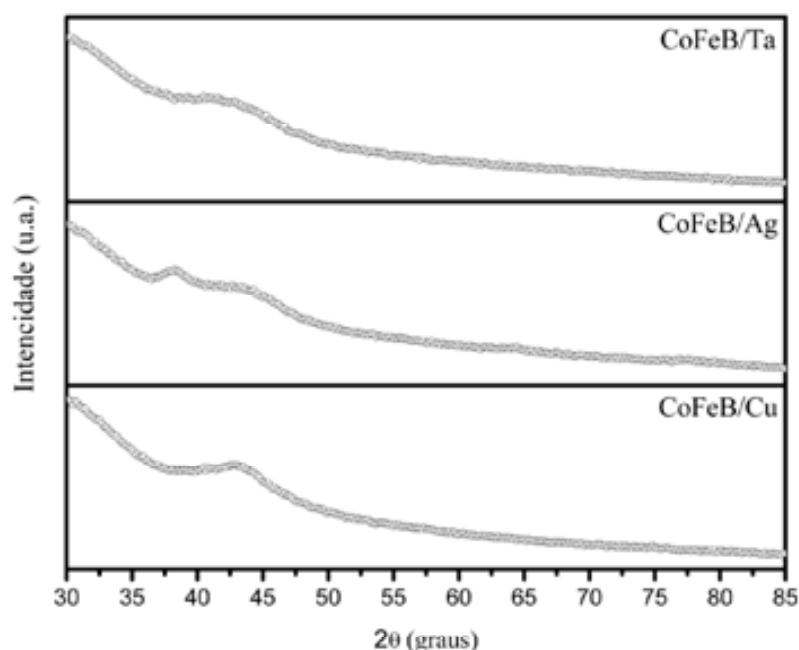


Fig. 6-2: Padrão de XRR à altos ângulos para as multicamadas.

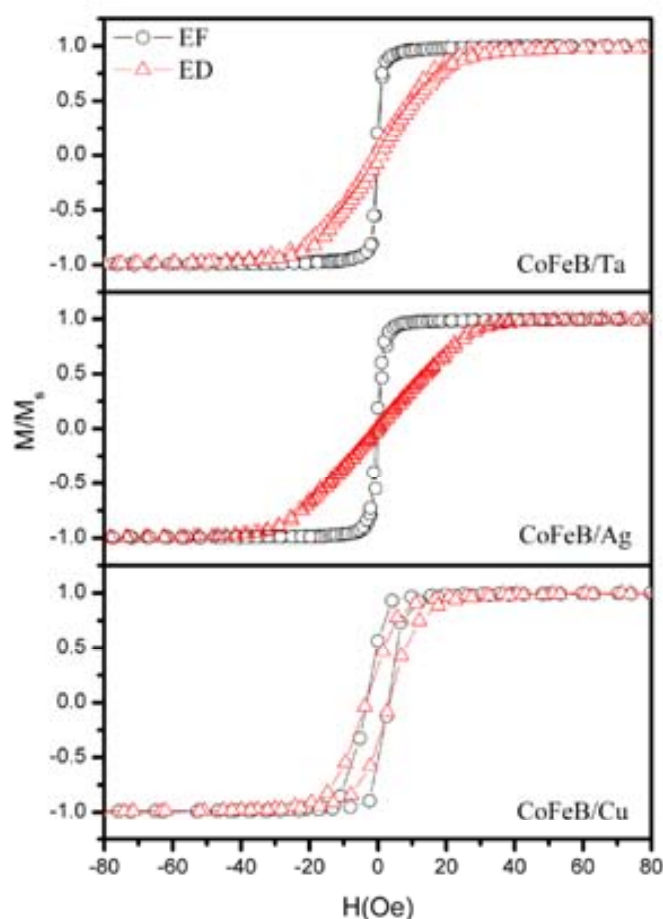
## 6.2 Análise Magnética

### 6.2.1 Magnetização Estática

As propriedades magnéticas foram estudadas via curvas de magnetização estática. As curvas de  $M \times H$  das amostras estudadas neste trabalho são mostradas na Fig. 6-3. Todos os gráficos aqui apresentados correspondem a medidas de magnetização realizadas na direção longitudinal (eixo fácil EF) e perpendicular (eixo duro ED) ao campo magnético

aplicado durante a deposição das amostras. As medidas foram realizadas com campos entre  $\pm 300$  Oe, a temperatura ambiente. Devido à saturação ter acontecido em campos próximos a 60 Oe, o eixo de H nos gráficos será limitado a  $\pm 80$  Oe.

Como observado na figura, é possível verificar uma clara indução de anisotropia magnética para as amostras de CoFeB/Ta e CoFeB/Ag com campo de saturação de aproximadamente 58 Oe e 46 Oe, respectivamente. Em particular, o EF de magnetização está orientado transversalmente ao eixo principal da amostra ao longo da mesma direção do campo magnético aplicado durante a deposição. A partir das curvas de  $M \times H$ , podem ser obtidos  $H_c$ ,  $H_s$  e  $M_r/M_s$ , todas as informações estão reunidas na Tabela 6-2.



**Fig. 6-3:** Curvas de magnetização para as multicamadas, obtidas quando o campo magnético é aplicado no eixo fácil (círculo preto) e no eixo duro (triângulo vermelho). Os principais parâmetros obtidos através da curva de magnetização são mostrados na Tabela 6-2.

**Tabela 6-2:** Principais parâmetros obtidos das curvas de magnetização para cada multicamadas.

Amostras	$H_c$ (Oe) para ED	$H_c$ (Oe) para EF	$H_s$ (Oe)	$M_r/M_s$ para ED
CoFeB/Ta	1.028	0.339	70	0.054
CoFeB/Ag	0.325	0.412	45	0.011
CoFeB/Cu	3.471	3.199	-	0.344

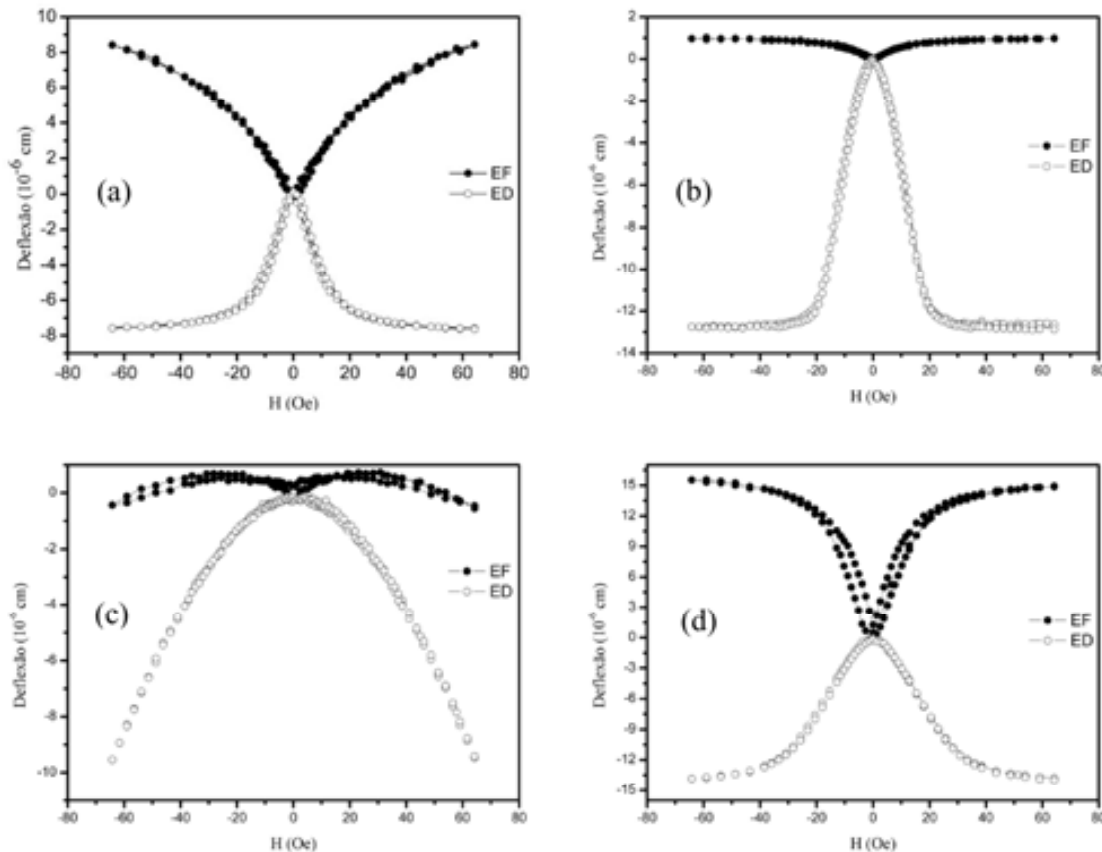
Por outro lado, na amostra de CoFeB/Cu, verifica-se uma fraca indução de anisotropia e um aumento no campo coercivo quando comparada com as amostras de CoFeB/Ta e CoFeB/Ag, Tabela 6-2. Em particular, este fato pode ser associado com a não formação de bi-camada regular na multicamada, como discutido na secção anterior. A formação de ilhas de Cu em vez de camadas continua resulta em um aumento na desordem estrutural e um conseqüente aumento no stress interno com o crescimento da amostra; isto dá origem a campos aleatórios de anisotropia locais o qual resulta em uma fraca anisotropia efetiva orientado na direção do campo magnético aplicado durante a deposição.

Como a anisotropia efetiva influencia diretamente os resultados da dinâmica da magnetização, as medidas de MI dessas multicamadas refletem exatamente as diferenças discutidas.

## 6.2.2 Medidas de Magnetostricção

As curvas que representam a deflexão da extremidade livre do filme obtidas através do método “cantilever” para as amostras, foram realizadas com o campo magnético aplicado no plano do filme na direção EF e ED. A deflexão negativa é associado a um stress extensível, ou seja, uma magnetostricção positiva, e para uma deflexão positiva (stress compressível) é associado a uma magnetostricção negativa. Para estas medidas foi utilizada como amostra padrão um filme de CoFeB com volume magnético iguais ao das multicamadas, Fig. 6-4(a). Para as medidas, todas as amostras têm as mesmas dimensões

$l = 4 \text{ cm}$ ,  $w = 1.3 \text{ cm}$ , depositadas sobre um substrato com espessura de  $t_s = 0.015 \text{ cm}$  e considerando o módulo de Young do substrato  $E_s = 4.0 \times 10^{13} \text{ dyn/cm}^2$  e o coeficiente de Poisson igual a 0.23.



**Fig. 6-4:** Deflexão da extremidade livres de uma amostra padrão de CoFeB, figura (a), e das amostras estudadas neste trabalho, (b) CoFeB/Ta, (c) CoFeB/Ag e (d) CoFeB/Cu. Todas as medidas foram realizadas com o campo magnético aplicado ao longo do EF (círculo cheio) e ED (círculo vazio).

Observamos da Fig. 6-4(a) que na direção do EF (stress compressível) a deflexão, que é diretamente relacionado ao stress do filme [53], é da mesma ordem de grandeza que a deflexão no ED (stress extensível) este comportamento pode esta relacionado com o stress acumulado com a espessura do filme ( $500 \text{ nm}$ ). Outro importante ponto observado é o sinal contrário das curvas de deflexões indicando que o momento magnético esta no plano da amostra [54].

A Fig. 6-4(b) mostra as curvas de deflexão para a amostra de CoFeB/Ta, observa-se que o stress magnetostrictivo na direção do EF é muito próximo de zero, este comportamento é reflexo do comportamento magnético, ver seção 6.2.1, e está relacionado ao stress na amostra [53]. Como no filme de CoFeB, o momento magnético da multicamada de CoFeB/Ta também esta no plano indicado pelo sinal contrário nas curvas de deflexões [54].

Para a amostra de CoFeB/Ag as deflexões são mostradas na Fig. 6-4(c), onde observa-se que na direção do EF o stress magnetostrictivo é próximo de zero, outro importante fato observado é que na direção do ED o campo magnético aplicado não foi suficiente para saturar a magnetostricção da amostra, isto é devido a limitações do sistema montado no laboratório. Este aumento na deflexão máxima, se comparado com o filme de CoFeB, pode esta relacionado ao baixo módulo de Young da Ag, ver Tabela 5-1, que torna a multicamada mais maleável. Este resultado já foi verificado no trabalho de Tamzin A. Lafford *et. al.* [55] que estudaram a magnetostricção em multicamadas de CoFe/Ag. Observa-se também que as curvas de deflexões têm sinal contrário até o campo de 50 Oe e o mesmo sinal para campos superiores, forte indicio da existência de uma pequena contribuição do momento magnético fora do plano da amostra, provocado pelas flutuações na espessura da camada, ver explicação na seção 6.1.

Por último, a Fig. 6-4(d) mostra as curvas de deflexão para a amostra de CoFeB/Cu, onde observa-se que o stress magnetostrictivo tem a mesma ordem de grandeza nos dois eixos, isto é um indicio que o stress se distribuiu sobre todo o plano do filme. Este comportamento tanto foi confirmado pela análise estrutural, seção 6.1, como pelo comportamento magnético estático, seção 6.2.1. Esta amostra apresenta um comportamento diferente do apresentado pela multicamada de CoFeB/Ag mantendo seu momento magnético no plano do filme, verificado pelo sinal contrário nas curva de deflexão.

Da comparação entre as medidas na deflexão para as multicamadas observa-se uma relação entre o campo magnético de saturação e o módulo de Young da camada espaçador, ver Tabela 5-1.

Levando em consideração que as camadas NM para todas as multicamadas produzidas neste trabalho apresentam módulo de Young diferente entre si, ver Tabela 5-1, a análise para obter a constante magnetostrictiva é feita considerando valores estimados para o módulo de Young para cada multicamadas. Para o filme de CoFeB, o módulo de Young é  $2.1 \times 10^{12} \text{ dyn/cm}^2$ , típico de uma liga ferromagnética [12] e coeficiente de Poisson de 0.3, típico de todas as ligas metálicas. Os valores foram estimados através da soma dos módulos de Young de cada material que forma a multicamada multiplicada por um fator de peso que esta relacionada ao volume do material. Por exemplo para a multicamada de CoFeB/Ta

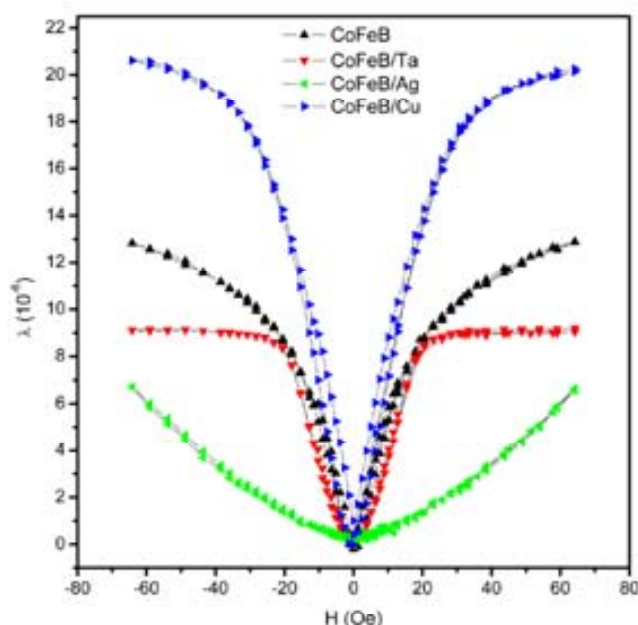
$$E = 0.8 (2.1 \times 10^{12} \text{ dyn/cm}^2) + 0.2(1.86 \times 10^{12} \text{ dyn/cm}^2) = 2.06 \times 10^{12} \text{ dyn/cm}^2.$$

Todos os valores estimados para cada multicamada são apresentados na Tabela 6-3

**Tabela 6-3:** Valores estimados para o cálculo da magnetostricção de cada multicamada.

Amostras	Módulo de Young ( $10^{12} \text{ dyn/cm}^2$ )	Coefficiente de Poisson
CoFeB	2.10	0.3
CoFeB/Ta	2.06	0.3
CoFeB/Ag	1.87	0.3
CoFeB/Cu	1.95	0.3

Levando em consideração a equação 3.4 e utilizando os resultados mostrados na Fig. 6-4 podemos obter o comportamento de  $\lambda$  e conseqüentemente a magnetostricção de saturação para as amostras estudadas, conforme comparado na Fig. 6-5



**Fig. 6-5:** Curvas de magnetostrição medidas para o filme de CoFeB e para as multicamadas CoFeB/Ta, CoFeB/Ag e CoFeB/Cu.

A magnetostrição de saturação para todas as amostras tem o mesmo sinal e a mesma ordem de grandeza ( $10^{-6}$ ) do valor encontrada na literatura [12]. A amostra de CoFeB/Ta teve uma diminuição tanto na magnetostrição de saturação ( $\lambda_s = 9.1 \times 10^{-6}$ ) quanto no campo de saturação, se comparado ao do filme de CoFeB, tal comportamento pode estar relacionado ao módulo de Young do Ta, que torna a multicamada menos maleável. Para a multicamadas de CoFeB/Ag não foi possível obter a magnetostrição de saturação, já que não houve campo magnético suficiente para saturar. Por último, a multicamadas de CoFeB/Cu apresenta uma magnetostrição de saturação maior que  $20.6 \times 10^{-6}$ , um aumento se comparado com a magnetostrição do filme e da multicamada de CoFeB/Ta, já esperado pelo fato desta multicamada apresentar um acúmulo de stress, como discutido na seção 6.1. Não foi possível chegar a um valor exato na magnetostrição de saturação da amostra de CoFeB/Cu, uma vez que o campo magnético do sistema não foi suficiente para saturar a magnetostrição.

## 6.3 Medidas de MI

Todas as medidas de MI realizadas neste trabalho foram obtidas em uma faixa de frequência de 10 a 1800 MHz com o campo magnético e a corrente aplicados transversalmente ao eixo de fácil magnetização. No entanto, para frequências abaixo de 300 MHz a relação sinal/ruído mostrou-se muito pequena, este resultado está relacionado à baixa espessura das multicamadas. Vale salientar que devido à geometria da amostra e ao intervalo de frequência considerada, dois mecanismos são responsáveis pela variação da impedância, eles são o efeito skin e o efeito FMR, já discutido na seção 4.1.

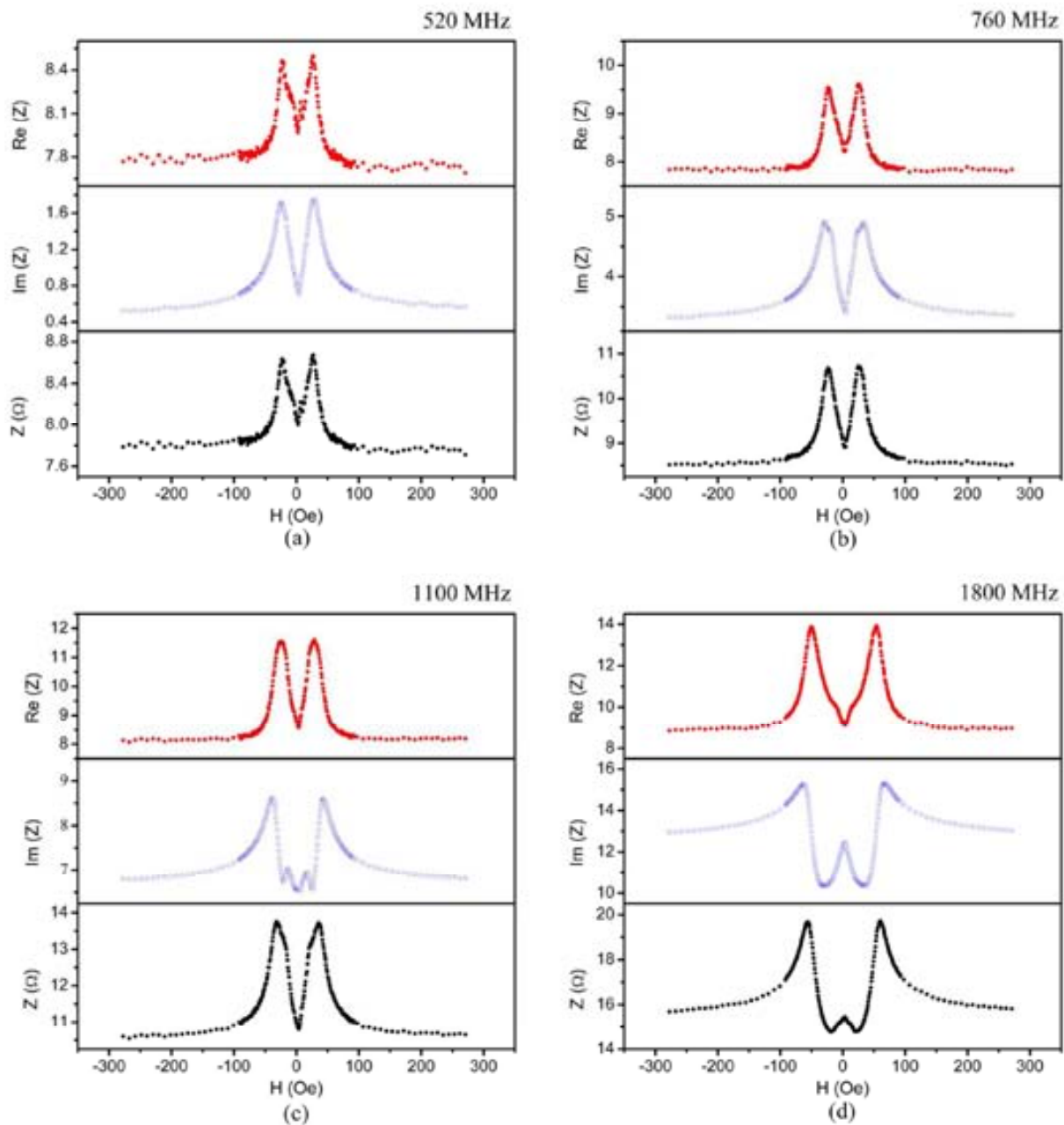
Serão expostas para cada amostra o comportamento da parte Real (R), Imaginária (X) e da impedância (Z) em função do campo magnético, para algumas frequências selecionadas.

Na Fig. 6-6, é apresentado o comportamento de R, X e Z da multicamada de CoFeB/Ta em função do campo magnético. Da figura, pode-se observar que, para a frequência de 520 MHz, o comportamento de R, X e Z é dominado pelo efeito skin, principal responsável pela variação de MI nesta faixa de frequência. Já na frequência de 760 MHz, verifica-se um pequeno deslocamento dos picos da parte imaginária em relação ao eixo  $H$ , este deslocamento que pode estar relacionado ao surgimento do efeito FMR, que com o efeito skin, contribui para a mudança de MI em frequências mais elevadas. Na frequência de 1100 MHz, o deslocamento na parte imaginária torna-se evidente com o surgimento de dois novos picos entre os picos já existentes, também se observa um pequeno deslocamento de Z máximo. Finalmente, para a frequência de 1800 MHz, tanto R quanto X tem seu comportamento alterado, e o deslocamento de Z torna-se evidente, estas mudanças são características da presença do efeito FMR que passa a ser o principal responsável pela variação de MI, juntamente com o efeito skin.

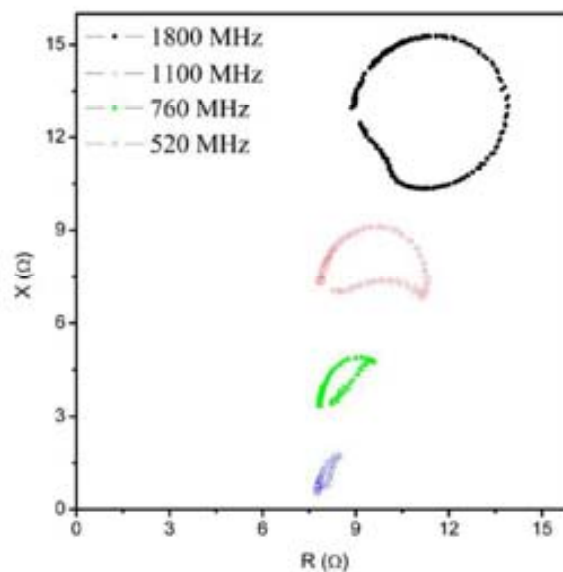
Outra método de verificar a transição entre os mecanismos dominante na impedância nesta faixa de frequência foi apresentado por Barandiarán *et al.* [56], que trata-se do plot da X como função de R. A Fig. 6-7 mostra o comportamento de X em função de R para a amostra de CoFeB/Ta no intervalo de frequência selecionado. Da figura, observa-



se uma mudança de fase entre a tensão e a corrente que é dependente do campo aplicado. Os pontos experimentais a partir da frequência de  $760\text{ MHz}$  seguem uma trajetória circular, evidenciando assim a contribuição do efeito FMR na variação de MI [56]. Por outro lado, para frequências abaixo de  $760\text{ MHz}$ , o comportamento circular dos pontos experimentais não é evidente, indicando que até esta frequência o efeito skin dominava a variação de MI.

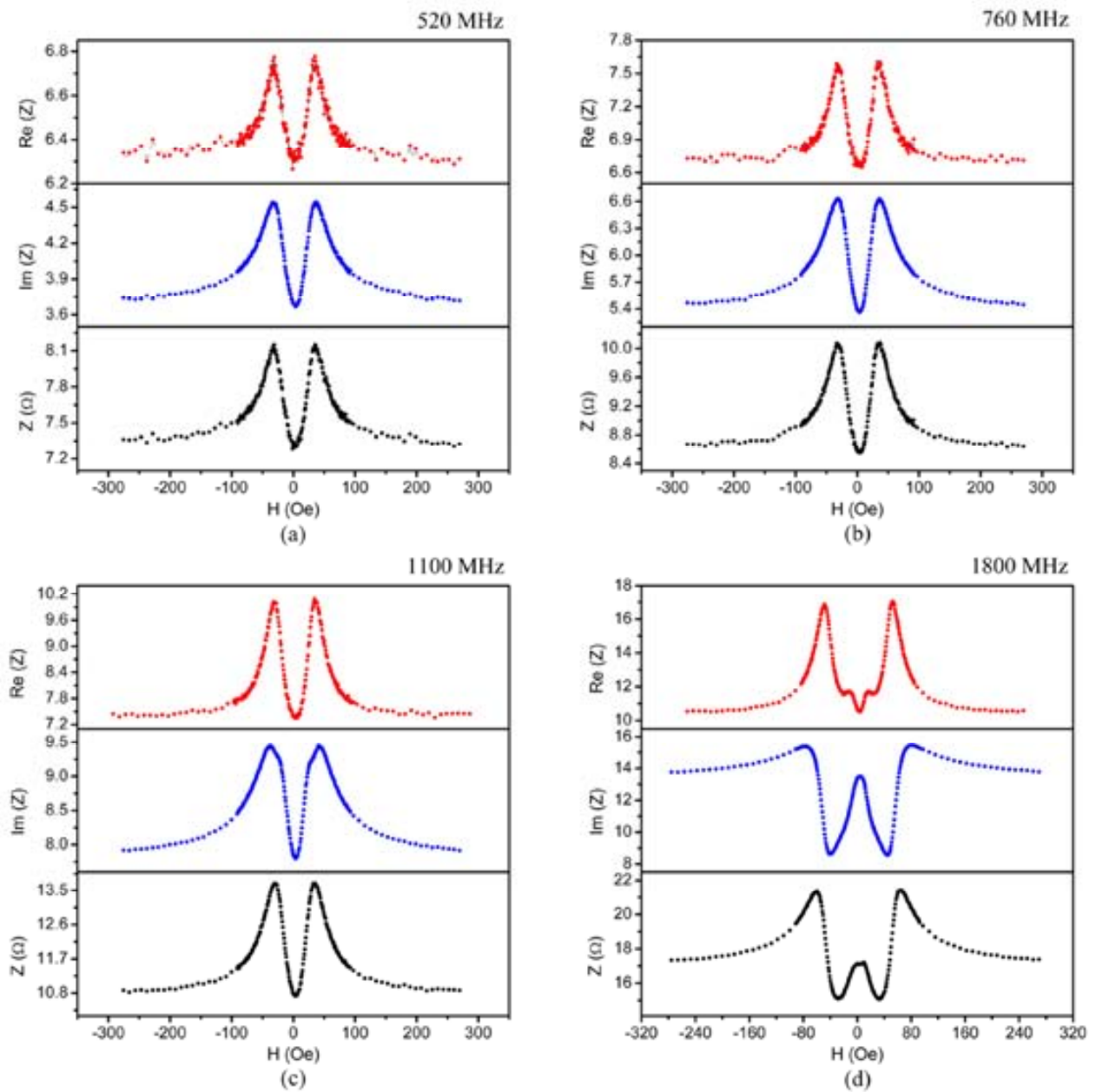


**Fig. 6-6:** Parte Real, Imaginária e Impedância da multicamada de CoFeB/Ta para quatro diferentes frequências. (a) 520 MHz, (b) 760 MHz, (c) 1100 MHz e (d) 1800 MHz.

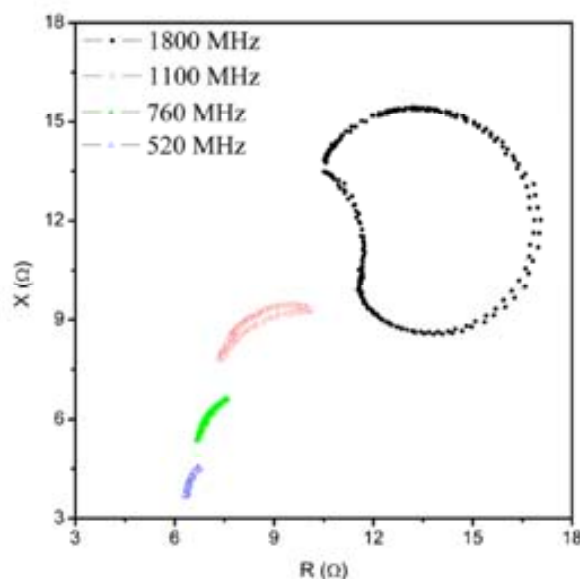


**Fig. 6-7:** Plot da parte imaginária como função da parte real da impedância para a amostra de CoFeB/Ta para as frequências de 520 MHz, 760 MHz, 1100 MHz e 1800 MHz.

Para a amostra de CoFeB/Ag o comportamento de  $R$ ,  $X$  e  $Z$  estão apresentado na Fig. 6-8, na qual se pode observar que o seu comportamento se mantém o mesmo até a frequência de 760 MHz indicando que o efeito skin domina a variação de MI. Já na frequência de 1100 MHz verifica-se um pequeno deslocamento dos picos da parte imaginária, este pequeno deslocamento indica o possível surgimento do efeito FMR. Este efeito é mais claramente observado na Fig. 6-9 onde se inicia o comportamento circular dos pontos experimentais  $X$  por  $R$ . Mais precisamente este comportamento teve início em torno da frequência de 950 MHz, não mostrado na figura.



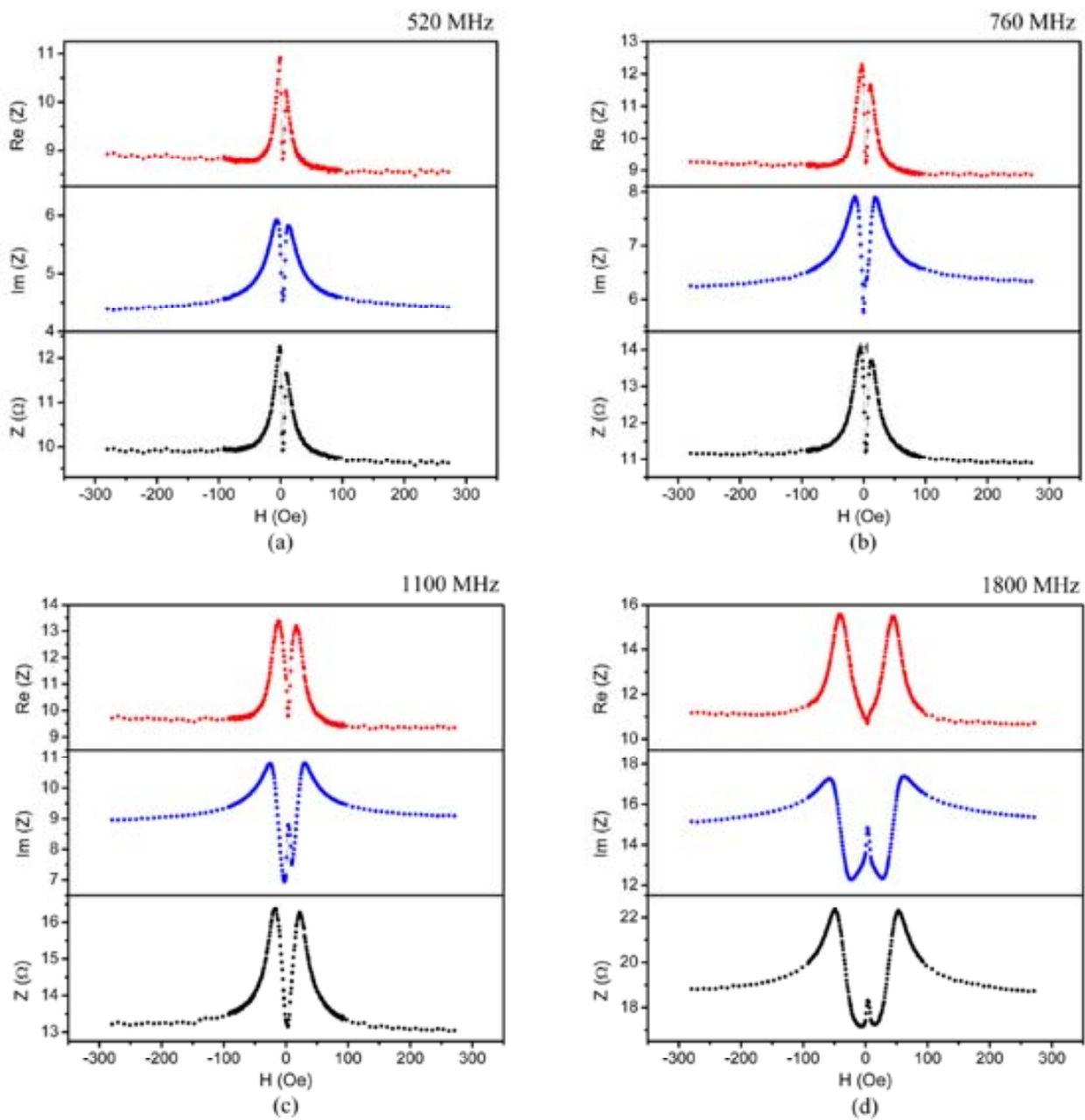
**Fig. 6-8:** Parte Real, Imaginária e Impedância da multicamada de CoFeB/Ag para quatro diferentes frequências. (a) 520 MHz, (b) 760 MHz, (c) 1100 MHz e (d) 1800 MHz.



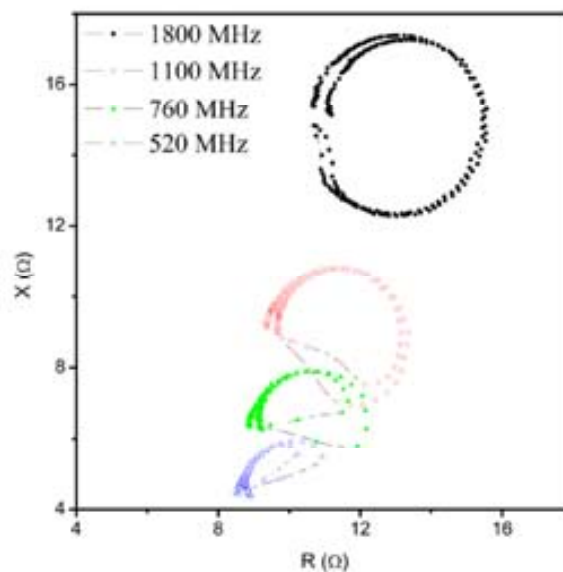
**Fig. 6-9:** Plot da parte imaginária como função da parte real da impedância para a amostra de CoFeB/Ag para as frequências de 520 MHz, 760 MHz, 1100 MHz e 1800 MHz.

Ambas as amostras apresentadas exibem comportamento similar, caracterizado por uma estrutura de pico duplo associado ao fato que o campo magnético e a corrente terem sido aplicado transversalmente ao EF [45].

O comportamento de  $X$ ,  $R$  e  $Z$  para a amostras de CoFeB/Cu mostrado na Fig. 6-10 é totalmente anômala se comparado com as amostras CoFeB/Ta e CoFeB/Ag. Para frequência  $\sim 450$  MHz, não mostrado na figura, já é possível verificar a contribuição do efeito FMR, identificado pelo método do plot de  $X$  por  $R$ , Fig. 6-11. Este comportamento em um nível de frequência mais baixa, e o fato de observarmos uma estrutura de pico duplo mesmo para uma amostra com anisotropia fraca, pode esta associada à presença de anisotropias locais induzidas pelo stress, como discutido na seção 6.1. e confirmada nas seções 6.2.1 e 6.2.2. Com isto, nesta amostra, as anisotropias localizadas geradas pelo stress favorecem o aparecimento de ressonâncias localizadas, contribuindo para a variação de MI a partir de níveis mais baixos de frequência.

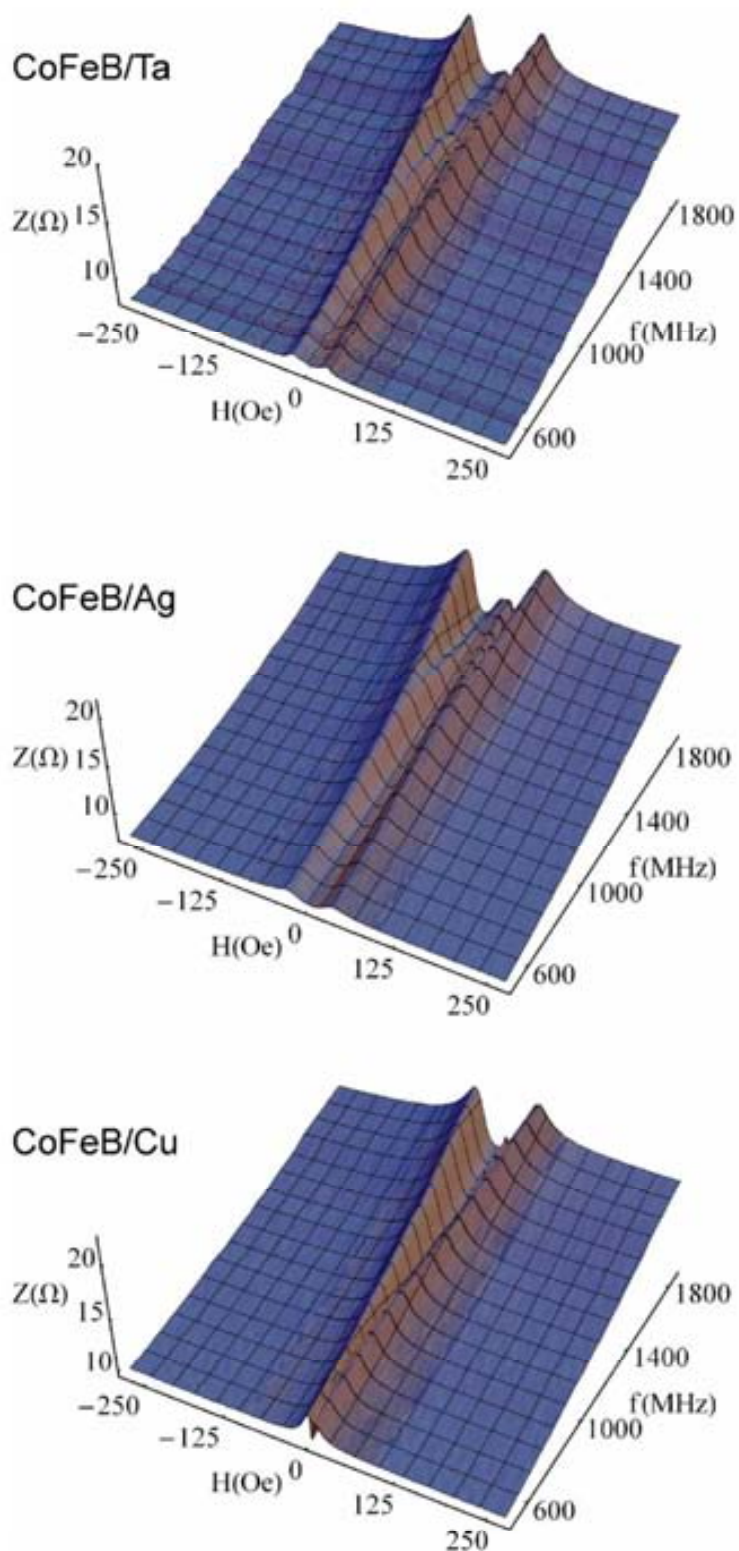


**Fig. 6-10:** Parte Real, Imaginária e Impedância da multicamada de CoFeB/Cu para quatro diferentes frequências. (a) 520 MHz, (b) 760 MHz, (c) 1100 MHz e (d) 1800 MHz.



**Fig. 6-11:** Plot da parte imaginária como função da parte real da impedância para a amostra de CoFeB/Cu para as frequências de 520 MHz, 760 MHz, 1100 MHz e 1800 MHz.

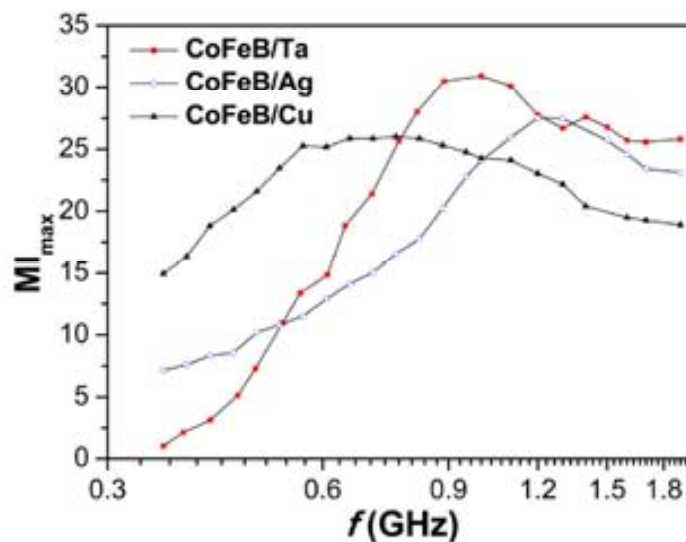
A Fig. 6-12 mostra  $Z$  como uma função tanto campo magnético aplicado como da frequência da corrente para toda a série de amostras estudada. Observa-se o deslocamento dos picos em relação ao campo aplicado com o aumento da frequência, este deslocamento é associado ao surgimento do efeito FMR. Como discutido anteriormente para a amostra de CoFeB/Cu o deslocamento de  $Z$  máximo inicia-se em frequências mais baixas, se comparado com as amostras de CoFeB/Ta e CoFeB/Ag.



**Fig. 6-12:** Impedância  $Z$  como função tanto do campo magnético quanto da frequência da corrente para toda a série de amostras estudada neste trabalho.



Finalizando os resultados obtidos para as medidas de MI, a Fig. 6-13 mostra o comportamento de  $MI_{\max}$  em função da frequência, obtido a partir das medidas de impedância das multicamadas. Para a amostra de CoFeB/Ta, um único pico de  $MI_{\max}$  com valor de cerca de 30% é verificado próximo de 1000 MHz, enquanto que para a multicamada de CoFeB/Ag, observa-se uma variação de 27% para uma frequência em torno de 1250 MHz. E, finalmente, para a amostra de CoFeB/Cu, observamos a influência do efeito FMR provocado pela distribuição de anisotropias locais induzidas pelo stress e a não formação de bicamadas regulares, resultando em uma menor variação da impedância de cerca de 25%. No entanto, essa variação ocorre em um amplo intervalo de frequência, de ~600 até ~1000 MHz.



**Fig. 6-13:**  $MI_{\max}$  pela frequência para as multicamadas de CoFeB/Ta, CoFeB/Ag e CoFeB/Cu.

De posse dos dados obtidos nesta seção e nas seções 6.2 e 6.2, podemos simular as curvas de magnetização e obter informações importantes que serão utilizadas nas simulações das curvas de impedância.

## 6.4 Simulações

Para as simulações apresentadas aqui, foi assumido que as amostras são compostas por 50 camadas ferromagnéticas empilhadas e desacopladas magneticamente, devido a espessura da camada metálica (Ta Ag ou Cu). Foram considerados os seguintes termos para a densidade de energia livre ferromagnética: Energia Zeeman, Energia de Anisotropia Uniaxial, Energia Magnetostática e um termo de Energia de Anisotropia Magnetoelástica (Equação 2.11). Assim, pode-se escrever a seguinte expressão para a densidade de energia.

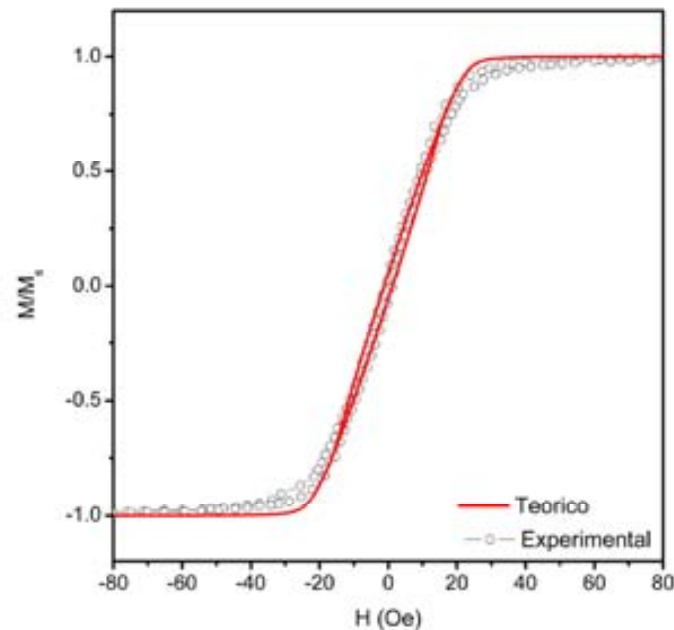
$$F = \sum_{i=1}^{50} \left\{ (-\vec{H}_0 \cdot \vec{M})_i + [4\pi M_s^2 (\hat{M} \cdot \hat{n})]_i + [-K_u (\hat{M} \cdot \hat{u}_k)^2]_i + \left[ \frac{3}{2} \lambda \sigma (\hat{M} \cdot \hat{u}) \right]_i \right\}. \quad (6.1)$$

Considerando que todas as camadas magnéticas sejam iguais, podemos reescrevendo a equação 6.1 em termos dos campos efetiva

$$F = 50 \left[ -\vec{H}_0 \cdot \vec{M} + 4\pi M_s^2 (\hat{M} \cdot \hat{n}) - \frac{H_u M_s}{2} (\hat{M} \cdot \hat{u}_k)^2 - \frac{H_\sigma M_s}{2} (\hat{M} \cdot \hat{u}) \right], \quad (6.2)$$

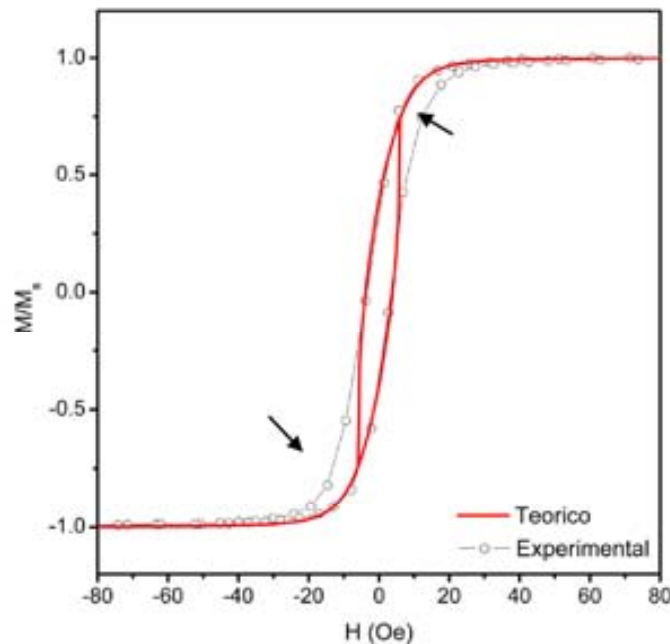
onde  $H_u = 2K_u/M_s$  e  $H_\sigma = 3\lambda\sigma/M_s$ . Para realizar as simulações, foi desenvolvido um programa na linguagem MATHEMATICA®, considerados o sistema de referência da Fig. 2-6 e assumindo um perfeito alinhamento entre o eixo fácil e o eixo principal da amostra. Todas as simulações tiveram os seguintes parâmetros fixos:  $M_s = 625 \text{ emu/cm}^3$ ,  $\sigma = 150 \times 10^6 \text{ Pa}$  e os ângulos  $\theta_n = 0^\circ$  e  $\varphi_n = \varphi_u = \varphi_s = 90^\circ$ . Sendo que  $\theta_s$  e  $\varphi_s$  são respectivamente, o ângulo entre o versor direcional do stress e o eixo z e o ângulo entre a projeção do versor direcional do stress no plano x - y e o eixo x.

Na Fig. 6-14, é apresentada a simulação e a curva experimental de magnetização da multicamada de CoFeB/Ta para o eixo duro, com os seguintes parâmetros  $H_u = 28 \text{ Oe}$ ,  $H_\sigma = 14.4 \text{ Oe}$  com  $\lambda_s = 9.1 \times 10^{-6}$ , e os ângulos  $\theta_s = 1^\circ$ ,  $\theta_u = 87.5^\circ$ .



**Fig. 6-14:** Curva de magnetização teórica e experimental para a multicamada de CoFeB/Ta para o eixo duro. Para a simulação foi utilizados os seguintes parâmetros:  $H_u = 28 \text{ Oe}$ ,  $H_\sigma = 14.4 \text{ Oe}$ , e os ângulos  $\theta_s = 1^\circ$ ,  $\theta_u = 87.5^\circ$ .

A curva simulada para a multicamada de CoFeB/Cu é mostrada na Fig. 6-15, com os seguintes parâmetros utilizados  $H_u = 9 \text{ Oe}$ ,  $H_\sigma = 16.8 \text{ Oe}$ ,  $\lambda_s = 21 \times 10^{-6}$ , e os ângulos  $\theta_s = 13^\circ$ ,  $\theta_u = 88.5^\circ$ . Observa-se que tanto na ida quanto na volta a curva simulação não coincidem com os dados experimentais, tal problema pode estar relacionado a limitação do programa ou utilização do valor aproximado da constante de magnetostricção.



**Fig. 6-15:** Curva de magnetização teórica e experimental para a multicamada de CoFeB/Cu para o eixo duro. Para a simulação foi utilizados os seguintes parâmetros:  $H_u = 10 \text{ Oe}$ ,  $H_\sigma = 14.8 \text{ Oe}$ , e os ângulos  $\theta_s = 13^\circ$ ,  $\theta_u = 88.5^\circ$ . As setas indicam as regiões onde a simulação não coincide com os dados experimentais.

As simulações para a amostra de CoFeB/Ag não foram feitas por não termos obtido a constante magnetostrictiva.

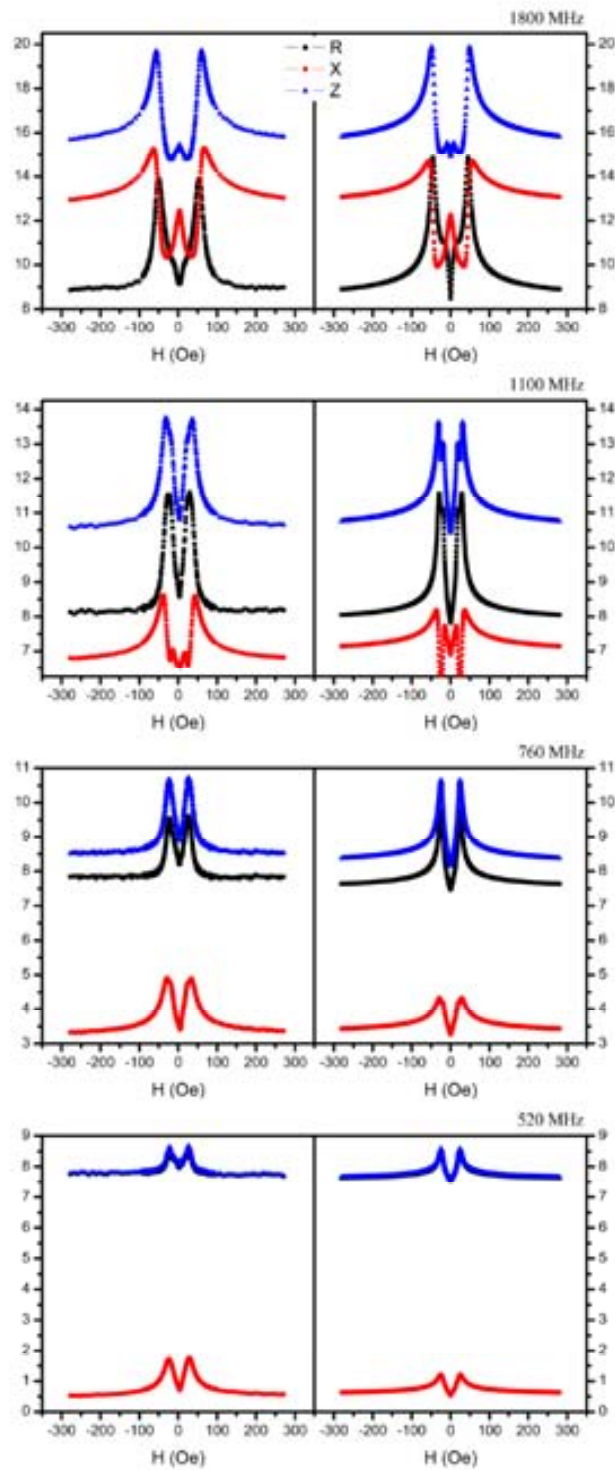
O objetivo destas simulações é encontrar uma configuração energética que possibilite descrever o comportamento magnético das amostras estudadas e posterior uso em cálculos da permeabilidade magnética e magnetoimpedância com o modelo apresentado nas seções anteriores.

A seguir, apresentamos as curvas de MI teóricas obtidas usando os modelos de L. Spinu [14] para o cálculo da susceptibilidade e o modelo de L. V. Panina [15] para uma tri-camada, para a série de frequência apresentada anteriormente. Para obter as curvas foram utilizados os parâmetros fixados pela simulação das curvas de magnetização.

A utilização da cavidade do tipo “strip-line” nas medidas de MI acarreta em mudanças nas propriedades elétricas das amostras, que por sua vez altera a impedância, e devem ser levadas em consideração para o ajuste nas simulações. O procedimento adotado

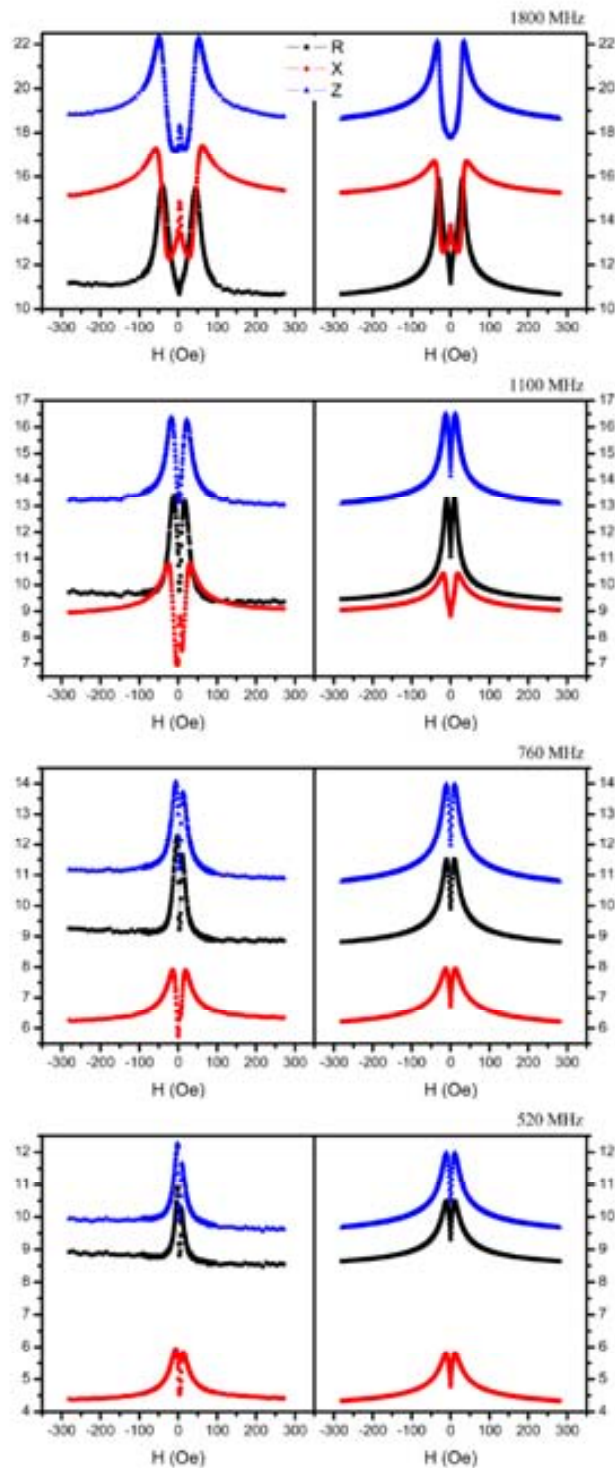
foi o ajuste do comportamento de R e X em função da frequência para cada amostra no estado saturado. Este ajuste, por sua vez, foi levado em consideração durante os cálculos do efeito MI.

A Fig. 6-16 mostra as curvas simulada para a amostra de CoFeB/Ta, com os parâmetros:  $H_u = 28 \text{ Oe}$ ,  $H_\sigma = 14.4 \text{ Oe}$ ,  $\sigma_1 = 7.7 \times 10^6 (\Omega \cdot m)^{-1}$ ,  $\sigma_2 = \sigma_1/4$ ,  $\gamma = 2.9 \times 10^6 \text{ Oe} \cdot \text{Hz}$ ,  $\alpha = 0.01$  e os ângulos  $\theta_s = 1^\circ$ ,  $\theta_u = 87.5^\circ$ . Para toda a série de frequências mostrada o comportamento apresentado pelas curvas simuladas é bastante semelhante aos dados experimentais, mostrando um bom acordo entre os dados experimental e a simulação.



**Fig. 6-16:** Curvas teóricas (curvas do lado direito) e experimentais (curvas do lado esquerdo) de  $R$ ,  $X$  e  $Z$  para a multicamada de CoFeB/Ta, os parâmetros usados na simulação foram:  $H_u = 28$  Oe,  $H_\sigma = 14.4$  Oe,  $\sigma_1 = 7.7 \times 10^6 (\Omega \cdot m)^{-1}$ ,  $\sigma_2 = \sigma_1/4$ ,  $\gamma = 2.9 \times 10^6$  Oe.Hz,  $\alpha = 0.01$  e os ângulos  $\theta_s = 1^\circ$ ,  $\theta_u = 87.5^\circ$ .

Finalmente, a Fig. 6-17 mostra as curvas simuladas para a amostra de CoFeB/Cu, com os parâmetros:  $H_u = 10 \text{ Oe}$ ,  $H_\sigma = 14.8 \text{ Oe}$ ,  $\sigma_1 = 59 \times 10^6 (\Omega \cdot m)^{-1}$ ,  $\sigma_2 = \sigma_1/4$ ,  $\gamma = 2.9 \times 10^6 \text{ Oe} \cdot \text{Hz}$ ,  $\alpha = 0.01$  e os ângulos  $\theta_s = 13^\circ$ ,  $\theta_u = 88.5^\circ$ . Para as frequências de  $520 \text{ MHz}$  e  $760 \text{ MHz}$  o comportamento apresentado pelas curvas simuladas é bastante semelhante ao apresentado pelos dados experimentais. Entretanto para frequências superiores a  $760 \text{ MHz}$  as curvas simuladas começam a divergir dos dados experimentais. Esta divergência pode estar relacionada ao surgimento da FMR na amostra e à complexa distribuição de campos internos provocadas por eixos de anisotropia locais, o que pode acarretar no surgimento dos chamados modos óticos e acústicos de FMR.



**Fig. 6-17:** Curvas teóricas (curvas do lado direito) e experimentais (curvas do lado esquerdo) de  $R$ ,  $X$  e  $Z$  para a multicamada de CoFeB/Cu, os parâmetros usados na simulação foram:  $H_u = 10$  Oe,  $H_\sigma = 14.8$  Oe,  $\sigma_1 = 59 \times 10^6 (\Omega \cdot m)^{-1}$ ,  $\sigma_2 = \sigma_1/4$ ,  $\gamma = 2.9 \times 10^6$  Oe.Hz,  $\alpha = 0.01$  e os ângulos  $\theta_s = 13^\circ$ ,  $\theta_u = 88.5^\circ$ .



## 7 Conclusões e Perspectivas.

Neste trabalho foi estudada a dinâmica da magnetização através do efeito MI e as consequências da estrutura e do efeito magnetostrictivo sobre seu comportamento.

A análise do comportamento estrutural realizado através das medidas de raios-X mostrou que na amostra de CoFeB/Ta houve uma boa uniformidade entre as camadas. Já nas amostras de CoFeB/Ag e CoFeB/Cu, houve um acúmulo de stress nas interfaces, que mostrou-se maior na multicamada de CoFeB/Cu e conseqüentemente foi refletido nas medidas subseqüente.

As medidas de magnetização estática para as multicamadas de CoFeB/Ta e CoFeB/Ag mostraram que houve uma indução de anisotropia devido ao campo magnético aplicado durante a deposição. Já a amostra de CoFeB/Cu não houve indução de anisotropia por consequência do stress acumulado, provocado pela não formação de camadas perfeitas.

O sistema cantilever construído para as medidas de magnetostricção comportou-se de forma satisfatória, mesmo tendo o campo magnético limitado. As medidas realizadas mostraram que, para as amostras de CoFeB/Ta e CoFeB/Ag, o stress magnetostrictivo esta orientado na direção do eixo duro da amostra, e para a amostra de CoFeB/Cu o stress magnetostrictivo é anisotrópico devido ao stress acumulado na amostra. Outro resultado observado é a existência de uma relação entre o campo de saturação nas medidas de magnetostricção e o módulo de Young da amostra não magnética.

O comportamento do efeito MI refletiu perfeitamente as análises do comportamento estrutural e magnetostrictivo.

As amostras de CoFeB/Ta e CoFeB/Ag apresentam seu  $MI\%_{\text{máx}}$  em torno de uma frequência localizada, fazendo com que estas amostras sejam ideais para a aplicação em sensores que requerem respostas rápidas para uma pequena variação de frequência. Já a multicamada de CoFeB/Cu tem seu  $MI\%_{\text{máx}}$  distribuído em uma ampla faixa de frequência, tornando esta ideal para aplicações em sensores que trabalhem em uma ampla faixa de frequência.

A descrição teórica utilizada para o cálculo da magnetoimpedância, utilizando os dois modelos de Spinu e Panina, resultou na simulação das curvas de impedância da multicamada de CoFeB/Ta com uma boa concordância com os dados experimentais na faixa de frequência estudada. Já para a multicamada de CoFeB/Cu a simulação concorda com os dados experimentais para frequências até  $760\text{ MHz}$ , para frequências superiores deve-se introduzir modificações no modelo para descrever os modos óticos e acústicos do efeito FMR.

Como continuação deste trabalho propõe-se:

- Aperfeiçoar o sistema cantilever, que deve ser resolvido com a aquisição de uma fonte de corrente;
- Aperfeiçoar o modelo e as técnicas para simular as curvas de MI;
- Estudar o comportamento da impedância na amostra de CoFeB/Cu em frequências mais altas;
- Realizar medidas de FMR na amostra de CoFeB/Cu a fim de estudar as anisotropias internas.

## 8 Bibliografia

- 
- [1] K. R. Pirota, L. Kraus, H. Chiriac, and M. Knobel, *J. Magn. Mater.*, vol. 221, p. L243 (2000).
- [2] M. A. Corrêa, F. Bohn, C. Chesman, R. B. da Silva, A. D. C. Viegas and R. L. Sommer, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, v. 43, p. 295004(1) (2010).
- [3] M.A. Corrêa, A.D.C. Viegas, R.B. da Silva, A.M.H. de Andrade, R.L. Sommer, *J. Appl. Phys.*, v. 101, p. 043905(1) (2007).
- [4] J. Valázquez, M. Vázquez, D. X. Chen and A. Hernando, *Phys. Rev. B*, v. 50, p. 16737 (1994).
- [5] K. Mohri, L. V. Panina, T. Uchiyama, K. Bushida and M. Noda, *IEEE Trans. Magn.*, v. 31, p. 1266 (1995).
- [6] D. P. Makhnovskiy, L. V. Panina and D. J. Mapps, *Appl. Phys. Lett.*, v. 77, p. 121 (2000).
- [7] R.L. Sommer e C.L. Chien, *Phys. Rev. B*, v. 53, p. 5982 (1995).
- [8] T. Morikawa, Y. Nishibe, H. Yamadera, Y. Nonomura, M. Takeuchi and Y. Taga, *IEEE Trans. Mag.*, v. 33, p. 4367 (1997).
- [9] D. D. Djayaprawira, K. Tsunekawa, M. Nagai, H. Maehara, S. Yamagata, N. Watanabe, S. Yuasa, Y. Suzuki, and K. Ando, *Appl. Phys. Lett.*, v.86, p.092502 (2005).
- [10] X. Shen, H.-F. Li, H.-H. Li, J.-H. Nie, *J. Mater. Sci. - Mater. Electron.*, v. 20, p. 272 (2009).
- [11] J.-J. Jiang, Q. Ma, S.-W. Bie, G. Du, B. Tian, Z.-K. Feng, H.-H. He, *Trans. Nonferrous Met. Soc. China*, v. 17, p. s725 (2007).
- [12] D. Wang, C. Nordman, Z. Qian, J.M. Daughton, J. Myers, *J. Appl. Phys.*, v. 97, p. 10C906(1) (2005).
- [13] J.M. Teixeira, R.F.A. Silva, J. Ventura, A.M. Pereira, F. Carpinteiro, J.P. Araújo, J.B. Sousa, S. Cardoso, R. Ferreira, P.P. Freitas, *Mater. Sci. Eng. B*, v. 126, p. 180 (2006).
- [14] L. Spinu; I. Dumitru; A. Stancu; D. Cimpoesu, *J. Magnet. Magn. Mater.*, v. 296, p. 1 (2006).
- [15] L. V. Panina, D. P. Makhnovskiy, D. S. Zarechnyuk, and D. J. Mapps, *J. Appl. Phys.*, vol. 89 (11), p. 7221 (2001).
- [16] P. Weiss, *Compt. Rend.*, v. 143, p. 1136 (1906).
- [17] A. D. Cullity, *Introduction to Magnetic Materials Reading* (Addison-Wesley, 1972).
- [18] A. Hubert, R. Schäfer, *Magnetic domains* (Springer, New York, 1998).
- [19] S. Chikazumi, *Physics of Magnetism* (Wiley, New York, 1964).
- [20] M. Weber, R. Koch, and K.H. Rieder, *Appl. Phys. Lett.*, v. 73, p. 1166 (1994).
- [21] A. D. Santos, L. G. C. Melo, C.S. Martins, F. P. Missell, Y. Souche, F. L. A. Machado and S. M. Rezende, *J. Appl. Phys.*, v. 79, p. 6546 (1996).
- [22] K. R. Pirota, L. Kraus, M. Knobel, P. G. Pagliuso and C. Rettori, *Phys. Rev. B*, v. 60, p. 6685 (1999).
- [23] R. L. Sommer and C. L. Chien, *Appl. Phys. Lett.*, v. 67, p. 3346 (1995).
- [24] T. Morikawa, Y. Nishibe, H. Yamadera, Y. Nonomura, M. Takeuchi and Y. Taga, *IEEE Trans. Mag.*, v. 33, p. 4367 (1997).
- [25] S. -Q. Xiao, Y. -H. Liu, S. -S. Yan, Y. -Y. Dai, L. Zhang and L. -M. Mei, *Phys. Rev. B*, v. 61, p. 5734 (2000).
- [26] G. V. Kuryandskaya, J. L. Muñoz, J. M. Barandiarán, A. García-Arribas, A. V. Svalov, V. O. Vas'kovskiy, *J. Magn. Magn. Mater.*, v. 242, p. 291 (2002).
- [27] F. Amalou and M. A. M. Gijs, *Appl. Phys. Lett.*, v. 81, p. 1654 (2002).
- [28] M. A. Corrêa, A. D. C. Viegas, R. B. da Silva, A. M. H. de Andrade and R. L. Sommer, *Physica B: Condens. Matter*, v. 384, p. 162 (2006).
- [29] R. B. Silva, A. D. C. Viegas, V. P. Nascimento, M. A. Corrêa, L. F. Schelp, E. Baggio-Saitovitch and R. L. Sommer, *Appl. Phys. Lett.*, v. 94, p. 042501(1) (2009).
- [30] E. P. Harrison, G. L. Turney and H. Rowe, *Nature*, v. 135, p. 961 (1935).
- [31] F. L. A. Machado, B. Lopes da Silva and E. Montarroy, *J. Appl. Phys.*, v. 73, p. 6387 (1993).
- [32] K. Mandal, S. K. Ghatak, *Physical Review B*, v. 47, p. 1423 (1993).
- [33] R. S. Beach and A. E. Berkowitz, *Appl. Phys. Lett.*, V. 64, p. 3652 (1994).
- [34] L. Kraus, *J. Magn. Magn. Matter*, v. 195, p. 764 (1999).
- [35] T. Morikawa, et. al., *IEEE Trans. Mag.*, v. 33 (5), p. 4367 (1997).
- [36] L. V. Panina and K. Mohri, *Sens. Act.*, v. 81, p. 71 (2000).

- 
- [37] S. Xiao, Y. Liu, Y. Dai and L. Zhang, *J. Appl. Phys.*, v. 85 (8), p. 4127 (1999).
- [38] K. Mohri, K. Kawashima, T. Kohzawa and H. Yoshida, *IEEE Trans. Magn.*, v. 29 (2), p. 1266 (1993).
- [39] A. Yelon, D. Menard, M. Britel and P. Ciureanu, *Appl. Phys. Lett.*, v. 69 (20), p. 3084 (1996).
- [40] L.D.Landau and E. M. Lifshitz, *Phys. Zs. Soviet Union*, v. 08, p. 153 (1935).
- [41] J. Smit, H.G. Beljers, *Philips Res. Rep.*, v. 10, p. 113 (1955).
- [42] W. S. Ament; G.T. Rado, *Phys. Rev.*, v. 97, p. 1558 (1955).
- [43] G. Bertotti, 1998, *Hysteresis in Magnetism* Academic Press, New York.
- [44] G. V. Skrotskii; L. V. Kurbatov, *Sov. Phys. JETP*, v. 35, p. 148 (1959).
- [45] R. L. Sommer, C.L. Chien, *Phys. Rev. B.*, v. 53, p. 5982 (1995).
- [46] A.M.H. de Andrade, R.B. da Silva, M.A. Correa, A.D.C. Viegas, A.M. Severino, R.L. Sommer *J. Magn. Magn. Mater.*, v.272, p.1846 (2004).
- [47] K. Hika, L. V. Panina, and K. Mohri, *IEEE Trans. Magn.*, v. 32, p. 4594 (1996).
- [48] K. Wasa, S. Hayakawa, *HANDBOOK OF SPUTTER DEPOSITION TECHNOLOGY*, Principles, Technology and Applications, NOYES PUBLICATIONS (1992).
- [49] H. Naganuma, M. Oogane, Y. Ando, *J. Appl. Phys.*, v. 109, p. 07D736(1) (2011).
- [50] Klokholm, E. *IEEE Transactions on Magnetics*, v. 12, p. 819 (1976).
- [51] D.L. Windt, *Comput. Phys.*, v. 12, p. 360 (1998).
- [52] T.J. Minvielle, R.L. White, R.J. Wilson, *J. Appl. Phys.*, v. 79, p. 5116 (1996).
- [53] E. du Tremolét de Lachesserie (Chemical Rubber Corp., Boca Raton, FL 1993), p. 203.
- [54] L. F. Schelp, A. D. C. Viegas, M. Carara, J. E. Schmidt., *J. Magn. Magn. Mater.*, v.139, p.59 (1995).
- [55] Tamzin A. Lafford, M. R. J. Gibbs, R. Zuberek, and C. Shearwood, *J. Appl. Phys.* v. 76, p.6534 (1994).
- [56] J. M. Barandiarán, A. García-Arribas and D. de Cós, *J. Appl. Phys.*, v. 99, p. 103904 (2006).

## A. Apêndice

### Cálculo da susceptibilidade segundo Spinu

Os cálculos apresentados aqui para obter o tensor susceptibilidade estão baseados no trabalho de Spinu *et. al.* [14].

A dinâmica da magnetização  $\vec{M}$  é governada pela equação de Landau-Lifshitz-Gilbert (LLG) que pode ser escrita na forma de Landau-Lifshitz como:

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -\gamma(\vec{M} \times \vec{H}) - \gamma \frac{\alpha}{M_s} [\vec{M} \times (\vec{M} \times \vec{H})] \quad (\text{A.1})$$

onde  $\gamma = |\gamma_g|/1 + \alpha^2$ , sendo  $\gamma_g$  o fator giromagnético e  $\alpha$  a constante de amortecimento de Gilbert. Esta equação pode descrever todos os processos da magnetização a partir do movimento quase-estático das paredes de domínio ou rotação da magnetização em baixa frequência.

Assumindo que podemos escrever o campo efetivo da forma,  $\vec{H} = \vec{H}_i + \vec{h}_{ac}$ , o qual contém uma componente estática,  $\vec{H}_i$ , dado por  $\vec{H}_i = -\frac{\partial F}{\partial \vec{M}}$ , onde  $F$  é a densidade de energia livre magnética para o sistema, seção 2.3, e uma componente dinâmica dada por um pequeno campo magnético variando no tempo na forma  $\vec{h}_{ac} = h_i e^{i\omega t}$ , de frequência  $\omega$ .

Na equação A.1, o termo de amortecimento de Gilbert é usado para pequenos amortecimentos e é matematicamente equivalente ao termo de amortecimento original da equação de Landau-Lifshitz [43]. Este termo de amortecimento tem a importante característica de conservar o módulo do vetor magnetização  $\vec{M}$ , como é suposto para um material ferromagnético ideal. Em um metal real, é possível que processos de relaxação façam com que o  $|\vec{M}|$  não seja conservado. Tais processos podem ser descritos, por exemplo, pela adição do termo de amortecimento de Bloch-Bloembergen que é do tipo:

$$-\frac{(\vec{M} - \vec{M}_0)}{\tau}$$

A equação A.1 pode ser expressa melhor no sistema em coordenadas esféricas,  $(M_s, \theta, \varphi)$ , onde  $M_s$  é a magnetização de saturação, e  $\theta$  e  $\varphi$  são os ângulos polar e azimutal, respectivamente, logo

$$\begin{aligned}\vec{M} &= M_s \hat{r} \\ \frac{\partial M}{\partial \theta} &= M_s \\ \frac{\partial M}{\partial \varphi} &= M_s \sin \theta\end{aligned}\quad (\text{A.2})$$

O campo magnético efetivo para um sistema com densidade de energia geral, pode ser escrito na forma

$$\begin{aligned}H_\theta &= H_{i_\theta} + h_\theta \\ H_\varphi &= H_{i_\varphi} + h_\varphi,\end{aligned}\quad (\text{A.3})$$

onde

$$\begin{aligned}H_{i_\theta} &= -\frac{\partial F}{\partial \theta} \frac{\partial \theta}{\partial M} = -\frac{1}{M_s} \frac{\partial F}{\partial \theta} \\ H_{i_\varphi} &= -\frac{\partial F}{\partial \varphi} \frac{\partial \varphi}{\partial M} = -\frac{1}{M_s \sin \theta} \frac{\partial F}{\partial \varphi}.\end{aligned}\quad (\text{A.4})$$

Reescrevendo a equação A.1 neste novo sistema de coordenadas, obtemos

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = M_s \begin{bmatrix} 0 \\ \frac{d\theta}{dt} \\ \sin \theta \frac{d\varphi}{dt} \end{bmatrix} = -\gamma M_s \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & -H_\varphi & 0 \\ 0 & 0 & H_\theta \end{bmatrix} + \gamma \alpha M_s \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & H_\theta & 0 \\ 0 & 0 & H_\varphi \end{bmatrix}. \quad (\text{A.5})$$

Assim, a variação do vetor magnetização é obtida:

$$\begin{aligned}\frac{d\theta}{dt} &= \gamma(H_\varphi + \alpha H_\theta) \\ \frac{d\varphi}{dt} &= -\gamma(H_\theta - \alpha H_\varphi).\end{aligned}\quad (\text{A.6})$$

A componente dinâmica do campo produz uma componente dinâmica da magnetização,  $\Delta \vec{m} = (0, M_s \Delta \theta, M_s \sin \theta_0 \Delta \varphi)$ , devido ao desvio do vetor magnetização,  $\vec{M}$ , da posição de equilíbrio,  $(\theta_0, \varphi_0)$ , por um pequeno ângulo dado por  $(\theta_0 + \Delta \theta, \varphi_0 + \Delta \varphi)$ , logo

$$\frac{d(\Delta \theta)}{dt} = \gamma(H_\varphi + \alpha H_\theta) = \gamma \left( -\frac{1}{M_s \sin(\theta_0 + \Delta \theta)} \frac{\partial F}{\partial \varphi} - \frac{\alpha}{M_s} \frac{\partial F}{\partial \theta} \right) + \gamma(h_\varphi + \alpha h_\theta). \quad (\text{A.7})$$

Fazendo uma expansão em serie de Taylor em torno do ponto de equilibrio

$$\begin{aligned} & \frac{d(\Delta\theta)}{dt} = \\ & -\frac{\gamma}{M_s \sin(\theta_0 + \Delta\theta)} \left[ \left( \frac{\partial F}{\partial \varphi} \right)_{(\theta_0, \varphi_0)} + \left( \Delta\theta \frac{\partial}{\partial \theta} + \Delta\varphi \frac{\partial}{\partial \varphi} \right) \left( \frac{\partial F}{\partial \varphi} \right)_{(\theta_0, \varphi_0)} + \dots \right] - \frac{\alpha}{M_s} \left[ \left( \frac{\partial F}{\partial \theta} \right)_{(\theta_0, \varphi_0)} + \right. \\ & \left. \left( \Delta\theta \frac{\partial}{\partial \theta} + \Delta\varphi \frac{\partial}{\partial \varphi} \right) \left( \frac{\partial F}{\partial \theta} \right)_{(\theta_0, \varphi_0)} + \dots \right] + \gamma(h_\varphi + \alpha h_\theta), \end{aligned} \quad (\text{A.8})$$

Aplicando a condição de contorno para a direção de equilibrio da magnetização,  $(\theta_0, \varphi_0)$

$$\left( \frac{\partial F}{\partial \varphi} \right)_{(\theta_0, \varphi_0)} = 0; \quad \left( \frac{\partial F}{\partial \theta} \right)_{(\theta_0, \varphi_0)} = 0, \quad (\text{A.9})$$

logo

$$\begin{aligned} \frac{d(\Delta\theta)}{dt} \approx & -\frac{\gamma}{M_s \sin \theta_0} \left[ \Delta\theta \left( \frac{\partial^2 F}{\partial \theta \partial \varphi} \right)_{(\theta_0, \varphi_0)} + \Delta\varphi \left( \frac{\partial^2 F}{\partial \varphi^2} \right)_{(\theta_0, \varphi_0)} \right] - \frac{\alpha}{M_s} \left[ \Delta\theta \left( \frac{\partial^2 F}{\partial \theta^2} \right)_{(\theta_0, \varphi_0)} + \right. \\ & \left. \Delta\varphi \left( \frac{\partial^2 F}{\partial \varphi \partial \theta} \right)_{(\theta_0, \varphi_0)} \right] + \gamma(h_\varphi + \alpha h_\theta). \end{aligned} \quad (\text{A.10})$$

Reescrevendo a equação acima na forma simplificada

$$\frac{d(\Delta\theta)}{dt} = -\frac{\gamma}{M_s} \left[ \left( \frac{F_{\theta\varphi}}{\sin \theta_0} + \alpha F_{\theta\theta} \right) \Delta\theta + \left( \frac{F_{\varphi\varphi}}{\sin \theta_0} + \alpha F_{\varphi\theta} \right) \Delta\varphi \right] + \gamma(h_\varphi + \alpha h_\theta). \quad (\text{A.11})$$

Similar ao procedimento descrito acima, obtemos

$$\sin \theta_0 \frac{d(\Delta\varphi)}{dt} = \frac{\gamma}{M_s} \left[ \left( F_{\theta\theta} - \frac{\alpha F_{\theta\varphi}}{\sin \theta_0} \right) \Delta\theta + \left( F_{\varphi\theta} - \frac{\alpha F_{\varphi\varphi}}{\sin \theta_0} \right) \Delta\varphi \right] - \gamma(h_\theta - \alpha h_\varphi). \quad (\text{A.12})$$

Descrevendo o desvio do vetor magnetização a partir da posição de equilibrio,  $(\theta_0, \varphi_0)$ , como  $\Delta\theta = \widehat{\Delta\theta} e^{i\omega t}$  e  $\Delta\varphi = \widehat{\Delta\varphi} e^{i\omega t}$ , logo obtemos um sistema de equações, lembrando que  $\vec{h}_{ac} = h_t e^{i\omega t}$

$$\begin{aligned} & \left[ i\omega + \frac{\gamma}{M_s} \left( \frac{F_{\theta\varphi}}{\sin \theta_0} + \alpha F_{\theta\theta} \right) \right] \widehat{\Delta\theta} + \frac{\gamma}{M_s} \left( \frac{F_{\varphi\varphi}}{\sin \theta_0} + \alpha F_{\varphi\theta} \right) \widehat{\Delta\varphi} = \gamma(h_\varphi + \alpha h_\theta) \\ & \frac{\gamma}{M_s} \left( F_{\theta\theta} - \frac{\alpha F_{\theta\varphi}}{\sin \theta_0} \right) \widehat{\Delta\theta} + \left[ -i\omega \sin \theta_0 + \frac{\gamma}{M_s} \left( F_{\varphi\theta} - \frac{\alpha F_{\varphi\varphi}}{\sin \theta_0} \right) \right] \widehat{\Delta\varphi} = \gamma(h_\theta - \alpha h_\varphi). \end{aligned} \quad (\text{A.13})$$

Resolvendo o sistema de equações, obtemos

$$\begin{aligned}\widehat{\Delta\theta} &= \frac{1}{\omega_r^2 - \omega^2 + i\omega\Delta\omega} \left[ \frac{\gamma^2(1+\alpha^2)}{M_s} \left( \frac{F_{\varphi\varphi}}{\sin^2\theta_0} h_\theta - \frac{F_{\varphi\theta}}{\sin\theta_0} h_\varphi \right) + i\omega\gamma(\alpha h_\theta + h_\varphi) \right] \\ \sin\theta_0 \widehat{\Delta\varphi} &= \frac{1}{\omega_r^2 - \omega^2 + i\omega\Delta\omega} \left[ \frac{\gamma^2(1+\alpha^2)}{M_s} \left( -\frac{F_{\theta\varphi}}{\sin\theta_0} h_\theta + F_{\theta\theta} h_\varphi \right) + i\omega\gamma(-h_\theta + \alpha h_\varphi) \right]\end{aligned}\quad (\text{A.14})$$

onde

$$\begin{aligned}\omega_r &= \frac{\gamma}{M_s \sin\theta_0} \sqrt{(1+\alpha^2)} \sqrt{F_{\theta\theta} F_{\varphi\varphi} - F_{\theta\varphi} F_{\varphi\theta}} \\ \Delta\omega &= \frac{\gamma\alpha}{M_s} \left( F_{\theta\theta} + \frac{F_{\varphi\varphi}}{\sin^2\theta_0} \right).\end{aligned}\quad (\text{A.15})$$

Escrevendo o vetor dinâmico da magnetização

$$\begin{aligned}\Delta\vec{m} &= \begin{pmatrix} 0 \\ M_s \Delta\theta \\ M_s \sin\theta_0 \Delta\varphi \end{pmatrix} = \frac{1}{\omega_r^2 - \omega^2 + i\omega\Delta\omega} \\ &\left\{ \gamma^2(1+\alpha^2) \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & \frac{F_{\varphi\varphi}}{\sin^2\theta_0} & -\frac{F_{\varphi\theta}}{\sin\theta_0} \\ 0 & -\frac{F_{\theta\varphi}}{\sin\theta_0} & F_{\theta\theta} \end{bmatrix} + i\omega M_s \gamma \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & \alpha & 1 \\ 0 & -1 & \alpha \end{bmatrix} \right\} \begin{pmatrix} 0 \\ h_\theta \\ h_\varphi \end{pmatrix}.\end{aligned}\quad (\text{A.16})$$

Sendo o tensor susceptibilidade em coordenadas esféricas,  $\chi_{r\theta\varphi}$ , definido por  $\Delta\vec{m} = \chi_{r\theta\varphi} \vec{h}_{ac}$ , logo podemos obter

$$\begin{aligned}\chi_{r\theta\varphi} &= \frac{1}{\omega_r^2 - \omega^2 + i\omega\Delta\omega} \\ &\left\{ \gamma^2(1+\alpha^2) \times \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & \frac{F_{\varphi\varphi}}{\sin^2\theta_0} & -\frac{F_{\varphi\theta}}{\sin\theta_0} \\ 0 & -\frac{F_{\theta\varphi}}{\sin\theta_0} & F_{\theta\theta} \end{bmatrix} + i\omega M_s \gamma \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & \alpha & 1 \\ 0 & -1 & \alpha \end{bmatrix} \right\}.\end{aligned}\quad (\text{A.17})$$





Contents lists available at SciVerse ScienceDirect

Thin Solid Films

journal homepage: [www.elsevier.com/locate/tsf](http://www.elsevier.com/locate/tsf)

## High frequency magnetic behavior through the magnetoimpedance effect in CoFeB/(Ta, Ag, Cu) multilayered ferromagnetic thin films

M.S. Marques<sup>a</sup>, T.J.A. Mori<sup>b</sup>, L.F. Schelp<sup>b</sup>, C. Chesman<sup>a</sup>, F. Bohn<sup>a</sup>, M.A. Corrêa<sup>a,\*</sup>

<sup>a</sup> Departamento de Física Teórica e Experimental, Universidade Federal do Rio Grande do Norte, 59072-970 Natal, RN, Brazil

<sup>b</sup> Departamento de Física, Universidade Federal de Santa Maria, 97105-900 Santa Maria, RS, Brazil

### ARTICLE INFO

#### Article history:

Received 3 May 2011

Received in revised form 11 October 2011

Accepted 14 October 2011

Available online xxxxx

#### Keywords:

Magnetic films and multilayers

Anisotropy

Magnetic measurements

Magnetoimpedance effect

Sputtering

### ABSTRACT

We investigate the structural and magnetic properties and the magnetoimpedance effect of CoFeB/(Ta, Ag, Cu) multilayered thin films grown by magnetron sputtering. It is noticed that the peak of maximum magnetoimpedance ratio values for a given frequency, as well as its position in frequency, is varied according to the used non-magnetic metal. For the CoFeB/Ta and CoFeB/Ag multilayered films, peaks of 30% and 27%, respectively, are observed at localized frequency ranges. For the CoFeB/Cu multilayer, slightly smaller values are verified, but for a wide frequency range. The magnetoimpedance results are analyzed in terms of the mechanisms responsible for the impedance variations at different frequency ranges and the magnetic and structural properties of the multilayer.

© 2011 Elsevier B.V. All rights reserved.

### 1. Introduction

The magnetoimpedance effect (MI) has attracted considerable interest in recent times mainly due to its potential application in high-performance sensors and sensing elements in integrated circuits, which can be used in a wide variety of sectors, such as biology and geo-studies [1,2].

MI corresponds to the change in complex impedance  $Z = R + iX$  of a ferromagnetic sample submitted to an external magnetic field  $H$ . In general, the impedance changes with the magnetic field, at different frequency ranges, are interpreted in terms of three distinct mechanisms. At low frequency values, up to MHz decades where the skin effect is weak, impedance changes are associated to variations in its inductive part ( $L$ ), an effect known as magnetoinductance [3]. At intermediate frequencies, from decades of MHz to hundreds of MHz, the main mechanism is the skin effect, where a change in transverse magnetic permeability is observed. However, at high frequency values, from hundreds of MHz to GHz, although the skin effect is still observed, the field configuration inside the sample usually induces ferromagnetic resonance (FMR) effect, the main mechanism responsible for changes in magnetic permeability and MI, since domain wall motion is strongly damped by eddy currents. However, even from this traditional point of view, the precise limits between the frequency ranges are strongly dependent on magnetic anisotropy and, particularly, on the dimensions and geometry of the sample.

The effect has been studied extensively in samples such as ribbons [4–6] and microwires [7–9]; however, more recently, an increasing interest have been devoted to the MI of single and multilayered thin films [10–19], which present interesting magnetic and structural properties, that can be used, for example, in integrated devices sensors.

In the specific case of thin films, samples of F/NM multilayer, where F is a ferromagnetic alloy and NM is a non-magnetic metallic material, generally have excellent properties for the study of the MI. Among the properties which stand out are high magnetic permeability, high values for saturation magnetization, low relaxation parameter values ( $\alpha$ ) and high electrical conductivity.

With this spirit, for some years now, our group has carried out researches on different ferromagnetic alloys for the growth of multilayer [15,16,19], such as Permalloy ( $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$ ), with saturation magnetization  $M_S = 780$  kA/m [20] and magnetostriction constant  $\lambda = 10^{-8}$  [20], and the amorphous precursor of the nanocrystalline Finemet ( $\text{Fe}_{73.5}\text{Cu}_1\text{Nb}_5\text{Si}_{13.5}\text{B}_9$ ),  $M_S = 1030$  kA/m [21] and  $\lambda = +20 \times 10^{-6}$  [22].

In this article, we study a CoFeB ferromagnetic alloy, with  $M_S = 625$  kA/m [23] and  $\lambda = +10^{-6}$  [24]. As a motivation to use this alloy, CoFeB alloys have great technological potential, being used, e.g., in microwave absorbers [25], shielding materials [26], strain gauges [24] and magnetic random access memories (MRAMs) [27]. Thus, here, we investigate the structural and magnetic properties and the MI in F/NM multilayer, where F is a CoFeB alloy, and NM are Ta, Ag or Cu. In particular, the MI results are discussed in terms of structural and magnetic characteristics of the samples and of the mechanisms responsible by the impedance variations at different frequency ranges.

\* Corresponding author. Tel.: +55 84 36068089; fax: +55 84 32119217.  
E-mail address: [marciocorreia@dfte.ufrn.br](mailto:marciocorreia@dfte.ufrn.br) (M.A. Corrêa).

## 2. Experiment

In this study, we produced a series of multilayer  $(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20}/(\text{NM})) \times 50$ , where  $\text{NM} = \text{Ta, Ag or Cu}$ , grown using the magnetron sputtering technique. The samples were deposited onto glass substrates, covered by a Ta buffer layer, and finally covered again by a Ta cap layer. Fig. 1 shows the structure of the samples deposited. In these samples, deposition time was necessary to obtain the nominal thickness of the 9 nm ferromagnetic layers, 2 nm non-magnetic layers, and 5 nm buffer and cap layers. The deposition process was carried out with the following parameters: base pressure of  $6 \times 10^{-6}$  Pa, Ar pressure during deposition of  $2.66 \times 10^{-1}$  Pa, 90 W RF power supply for the CoFeB alloy and a DC current of 25 mA for the Ta, Ag or Cu metallic layers. Using these parameters, deposition rates were 0.33 nm/s for  $\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20}$  and 0.18 nm/s, 0.91 nm/s and 0.29 nm/s for Ta, Ag and Cu, respectively.

In order to induce magnetic anisotropy and define an easy magnetization axis, the substrates were submitted to a 80 kA/m magnetic field inside the chamber during deposition. Fig. 1 shows the direction of the magnetic field, indicated by the arrow, applied transversely to the main axis of the sample. Magnetic properties were obtained using an alternate gradient field magnetometer, at room temperature, with a maximum magnetic field of  $\pm 24$  kA/m, in two directions: along the direction defined by the field applied during deposition (EA), and perpendicular to this direction (HA).

The structural properties of the multilayered thin films were obtained from measurements of X-ray reflectivity (XRR). The diffractograms were acquired at small angles  $\theta$  from  $0.25^\circ$  to  $5.00^\circ$ , using a Bruker AXS D8 Advance diffractometer, and Bragg–Brentano geometry ( $\theta$ – $2\theta$ ) with Göbel mirrors at the outlet of the tube in order to make the beam parallel. For a detailed review on this topic, we suggest Refs. [28,29]. Besides, in order to obtain further information, such as the layers' thickness and interfaces' roughness of each sample, we performed experimental data fittings and simulations using the "Software for modeling the optical properties of multilayered films – IMD", whose methods and calculations are outlined in detail in [30].

The impedance  $Z(f, H)$  measurements were performed as a function of field and frequency using an HP4396B spectrum-impedance-network analyzer equipped with an HP43961A impedance test kit and an appropriate microwave cavity. In this case, the sample is the central stripe conductor, which is separated from the ground plane by the glass substrate. The probe current was fed directly to one side of the sample, while the other side was in short circuit with the ground plane. In this case the current flows along the sample length. To the impedance measurements, samples were cut to a size of  $3 \times 10 \text{ mm}^2$ , with the main axis in HA direction, and fixed to microstripline sample holder using silver glue, where all contacts were made with 24 h cured low resistance silver paint. All measurements

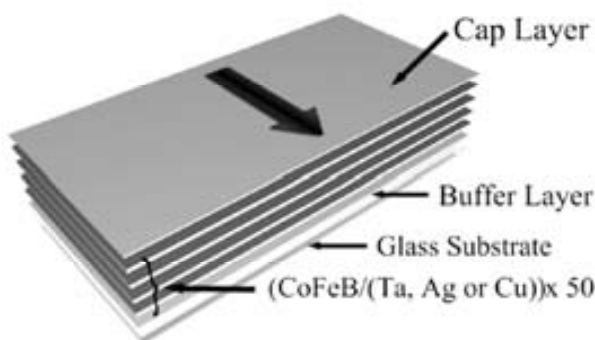


Fig. 1. Schematic structure of the multilayer. The sample consists of a multilayer, formed by 50 bilayers of CoFeB/NM, where NM are Ta, Ag or Cu are deposited onto a glass substrate covered by a Ta buffer layer and, finally, covered by a Ta cap layer. The larger arrow indicates the direction of the magnetic field applied during sample deposition, transversely to the main axis of the sample.

were performed in as-cast deposited samples. The MI measurements were performed varying the magnetic field in small steps between  $\pm 24$  kA/m over a wide frequency range, from 10 MHz to 1.8 GHz. For all measurements, while the external magnetic field was swept, a 0 dBm (1 mW) constant power was applied to the sample, characterizing a linear regime of driving signal. At a given field value, the frequency sweep was made and the real and imaginary parts of the line impedance were simultaneously acquired. For further information on this procedure, we suggest Refs. [17,31]. The curves presented hysteretic behavior, associated with coercive field. However, in order to clarify the general behavior, just curves when the field goes from the negative to the positive values are presented. From the measurements, the MI ratio was defined as

$$MI\% = \frac{Z(H) - Z(H_{\max})}{Z(H_{\max})}, \quad (1)$$

where  $Z(H)$  is the impedance value at a given field  $H$  and  $Z(H_{\max})$  is the impedance at the maximum applied magnetic field  $H_{\max}$ , where the magnetic state of the sample is saturated. Finally,  $MI_{\max}$  is defined as the maximum  $MI\%$  value for a given frequency.

## 3. Results and discussion

### 3.1. Structural properties

The XRR measurements for CoFeB/Ta, CoFeB/Ag and CoFeB/Cu can be found in Fig. 2. All the three samples present chemical modulation perpendicular to the substrate. However, from the decreasing of the relative intensity of successive Bragg peaks, it is clear that the multilayered films have quite different morphologies. This is confirmed by the simulations and fittings made from models, that are also shown for all spectra in Fig. 2 (red solid lines). They reproduce well the main features of the experimental data, specially with we consider the large number of bilayers. The quality of the multilayer (i.e. layer thickness, homogeneity and interface flatness) depends substantially on the difference in surface free energy between the materials included in the structure. When Ta is used as magnetic material spacer, this difference is small and the growth mode leads to layers with almost constant thickness and flat interfaces. This can be seen in Table 1, that shows the parameters used in each simulation. The CoFeB/Ta multilayer presents roughnesses of the order of one monoatomic layer, very close to an ideal sample. Ag and Cu, on the other hand, are immiscible with Co and Fe and tend to have very different surface-free energies from that of the magnetic material. This prevents the complete wetting of the surfaces when one material is deposited over the other, and generates layers with less homogeneous thickness and rougher interfaces. Both CoFeB/Cu and CoFeB/Ag samples present this characteristic, but with an important difference:

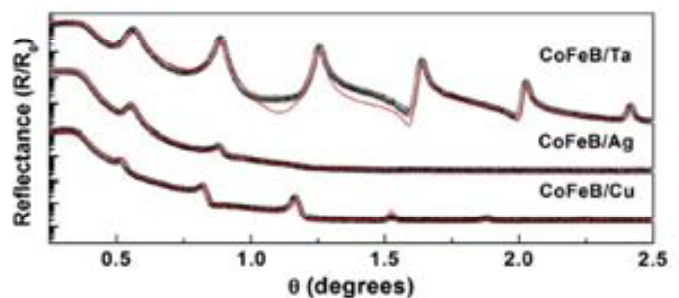


Fig. 2. XRR experimental patterns (black empty circles) for our multilayer films, together with the experimental data fittings/simulations (red solid lines). The main parameters obtained through the XRR experimental data fitting for each multilayer thin film are presented in Table 1. (For interpretation of the references to color in this figure legend, the reader is referred to the web version of this article.)

**Table 1**

Main parameters obtained through the XRR experimental data fitting and used for simulations for each multilayer: ferromagnetic layer thickness, non-magnetic metallic layer thickness, and roughness of the interfaces between the layers.

Sample parameters	CoFeB/Ta	CoFeB/Ag	CoFeB/Cu
CoFeB thickness (nm)	9.15	9.15	9.15
NM thickness (nm)	2.00	2.00	2.83
CoFeB/NM roughness (nm)	0.15	3.16	4.00
NM/CoFeB roughness (nm)	0.00	2.03	0.50

when Ag is used as a NM spacer, the fluctuations in the layer thickness (roughness) are large and almost symmetrically distributed over the successive interfaces. In the case of Cu, the roughness is large in the CoFeB/Cu but small at the Cu/CoFeB interfaces. This asymmetry arises from differences in the growing mode when the stacking sequence is changed. When CoFeB is deposited over Cu, the atoms mobility leads to the formation and nucleation of CoFeB islands, whose topology appears as roughness in the CoFeB layer surface, i.e., layer thickness fluctuations. When Cu atoms arrive at a rough CoFeB surface, they produce a smooth interface and tend to decrease the roughness by filling the voids and valley of the CoFeB surface. This behavior has been identified and addressed in detail for Co over Cu and Cu over Co [32]. Despite the differences in the composition and crystallinity, it seems to be followed also here. If we take into account the roughness of CoFeB/Cu and Cu/CoFeB interfaces and the Cu thickness, it is possible that the correct stacking is destroyed in certain regions of this sample. As we will see in the following sections, this picture is consistent with the quasi-static magnetic behavior.

### 3.2. Quasi-static magnetic properties

The magnetic properties of the multilayered thin films were measured through magnetization curves obtained from a magnetic field oriented along and transversal to the direction of the magnetic field applied during deposition. Fig. 3 shows the magnetization curves measured for our set of samples.

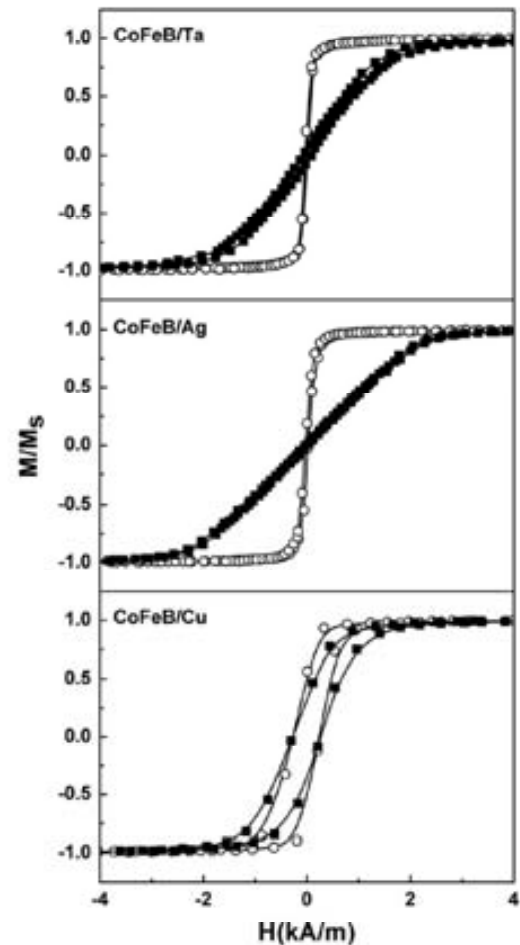
By comparing these curves, it is possible to verify the magnetic anisotropy induced during film growth for the CoFeB/Ta and CoFeB/Ag samples, confirming the easy magnetization axis EA oriented transversely to the main axis of the sample and along the same direction of the magnetic field applied during deposition. In these cases, saturation fields are approximately 5.57 kA/m and 3.66 kA/m for CoFeB/Ta and CoFeB/Ag samples, respectively.

On the other hand, in the CoFeB/Cu sample, we perceived weak anisotropy induction and an increase in the coercive field when compared to results for CoFeB/Ta and CoFeB/Ag samples. In particular, this fact can be associated with the non-formation of regular bilayers in the CoFeB/Cu multilayer, as previously discussed. The formation of islands instead of continuous layers results in an increase in structural disorder and subsequent storage of higher internal stress as the sample is grown; this gives rise to random local-field anisotropies which result in weak effective anisotropy oriented in the direction of the magnetic field applied during deposition.

As effective anisotropy directly influences the dynamic results of magnetization, the MI measurements of these multilayered films reflect exactly the differences discussed.

### 3.3. MI results

Fig. 4 shows impedance  $Z$  as a function of both magnetic field and frequency for the CoFeB/Ta, CoFeB/Ag and CoFeB/Cu samples (left side), together with  $Z$  curves as a function of the magnetic field for selected frequency values (right side). While all the impedance measurements in this study were obtained from a wide range of frequency levels (10 MHz to 1.8 GHz), a very low signal-to-noise

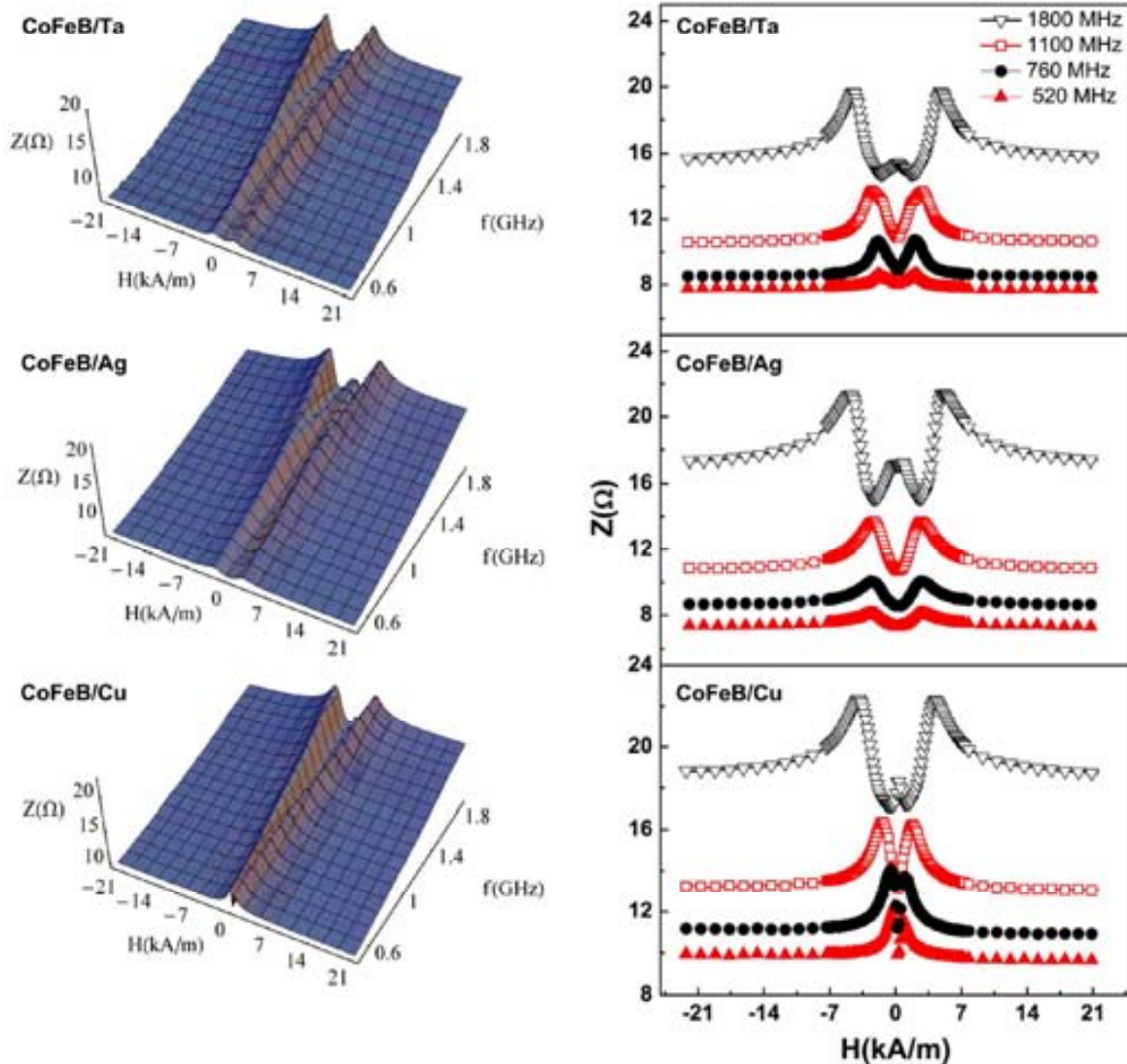


**Fig. 3.** Magnetization curves for the CoFeB/Ta, CoFeB/Ag and CoFeB/Cu samples, obtained when the magnetic field is applied along (open circles) and transversely (closed squares) to the direction defined by the magnetic field applied during the deposition, i.e., perpendicularly to the main axis of the sample.

ratio was recorded for frequencies up to ~300 MHz. This result is related to the low thickness of the multilayer grown and the subsequent appearance of the skin effect only at higher frequency levels. For this reason,  $Z$  behavior is only shown for frequencies of 500 MHz or higher. Besides, taking into account the main mechanisms responsible by the MI variations, already discussed in Section 1, it must be pointed out that, due to sample geometry and frequency range considered, just the skin and FMR effects can be observed.

For the whole frequency range, all samples exhibit similar behavior, characterized by a double peak structure. For the CoFeB/Ta and CoFeB/Ag multilayered films, this feature is associated to the fact that the magnetic field and the current are transversally applied to the easy magnetization axis [4]. In particular, Fig. 4 shows that in the CoFeB/Ta sample, maximum  $Z$  position remains stable up to a frequency of ~990 MHz, while in the CoFeB/Ag sample, the change in  $Z$  peak position occurs at frequencies higher than ~1.19 GHz. This result indicates that the behavior of both samples is very similar. Nonetheless, the most striking result can be seen for the CoFeB/Cu sample, where a displacement in  $Z$  peaks was observed at much lower frequency levels, from ~450 MHz. In this case, for this sample which presents weak magnetic anisotropy, the double peak behavior is connected to appearance of the FMR effect contribution.

In all samples, along the entire frequency band in which  $Z$  peak position remains stable, the main mechanism responsible for MI behavior is the skin effect. On the other hand, the change in  $Z$  peak position in accordance with magnetic field as frequency increases reflects the fact that FMR effect becomes the main mechanism



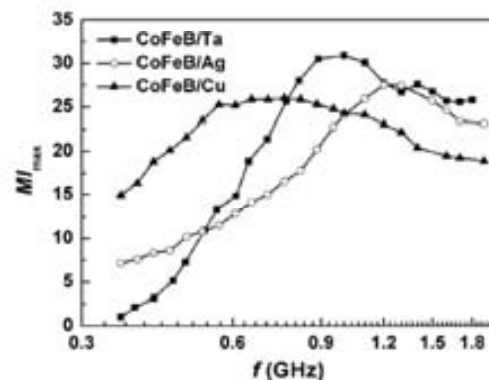
**Fig. 4.** Impedance  $Z$  as a function of the magnetic field and frequency for the CoFeB/Ta (top), CoFeB/Ag (middle) and CoFeB/Cu (bottom) samples. Left side: The complete set of  $Z$  curves are presented as a function of both  $H$  and  $f$ , showing the general magnetic behavior of the multilayered thin films. Right side: In order to guide the eyes,  $Z$  curves as a function of the magnetic field for selected frequency values. All the  $Z$  curves exhibit hysteretic behavior; however, to clarify the general behavior, only the curves obtained when the field goes from the negative to the maximum positive values are presented.

responsible for variations in impedance. The contribution of the FMR effect to  $Z$  was verified using the method described by Barandiarán et al. [33], and previously employed by our group in [19]. In this case, in the CoFeB/Ta and CoFeB/Ag samples, the contribution of FMR effect to MI behavior was observed at frequency levels starting at  $\sim 760$  MHz and  $\sim 950$  MHz, respectively. In the CoFeB/Cu sample, a small contribution of FMR to the MI was observed starting already at frequency levels of  $\sim 420$  MHz. This behavior at a lower frequency level may be associated with the presence of random local anisotropies induced by stress. Therewith, in this sample, the weak magnetic anisotropy favors the appearance of localized resonances, contributing to MI variation starting at lower frequency levels.

As a final point, Fig. 5 shows  $MI_{\max}$  vs.  $f$  behavior obtained from measurements of impedance in the multilayered films. For the CoFeB/Ta, a single peak reaching  $MI_{\max}$  of around 30% is verified close to 1 GHz, while for the CoFeB/Ag, variations of 27% at a frequency level of 1.25 GHz is observed. This behavior is similar to those obtained by our group in multilayered films produced with other compositions [15,16,19]. The same figure also presents the influence of the FMR effect in the CoFeB/Cu sample. In this case, the distribution of stress-induced anisotropies and the non-formation regular bilayers

results in smaller impedance variations of around 25%. However, these variations occur for a wide range of frequencies, frequencies from 600 MHz to 1 GHz.

Thus, this framework qualifies samples with distinct anisotropies for different technological applications. While samples with well-



**Fig. 5.**  $MI_{\max}$  versus  $f$  for the CoFeB/Ta, CoFeB/Ag and CoFeB/Cu samples.

defined anisotropies are characterized by greater impedance variations within a narrow frequency band and can be used in devices requiring good MI response at localized frequency, samples with weakly induced anisotropies, when used as sensor elements, are able to provide impedance variations which, albeit lower, is almost linear even with frequency variations in the excitation circuit during use.

#### 4. Conclusion

In this article, we presented a study of the structural and magnetic properties and the MI of CoFeB/(Ta, Ag, Cu) multilayer. The structural properties obtained from measurements of XRR in the CoFeB/Ta and CoFeB/Ag samples were characterized by good bilayer uniformity when compared to those of the CoFeB/Cu sample, whose structure consists of CoFeB layers interspersed with Cu islands. Such structural properties influenced the magnetization behavior, as can be verified through the effective anisotropies observed in the magnetization curves. The mechanisms responsible for greater variations in MI occur at high frequencies associated with the emergence of FMR effect in the CoFeB/Ta and CoFeB/Ag samples. On the other hand, in the CoFeB/Cu sample, due to the formation of islands in the Cu layer and the weak induction of effective anisotropy resulting from localized anisotropies oriented in different directions, we observed the contributions of FMR at much lower frequency levels than in the other multilayered films. Here, we confirmed variations of up to 30% in the CoFeB/Ta sample at a frequency level of 1 GHz, and variations of 27% at a frequency level of 1.25 GHz in the CoFeB/Ag sample. Finally, the CoFeB/Cu sample, in particular, demonstrated behavior relevant to the use of sensor elements requiring constant variations in the MI within a wide frequency range. In this sample, we noted an efficiency level of approximately 25%, obtained, however, within a wide range of frequencies, from 600 MHz to 1 GHz.

With these results and the ones previously published by our group [15,16,19], we end a cycle of studies related to the MI in multilayered thin films with different ferromagnetic alloys. In Ref. [19], we studied the MI in magnetic multilayer of NiFe/Ag with different geometries and it was observed  $MI_{max}$  of about 80%, at  $-1$  GHz. On the other hand, Refs. [16,17], we presented a comparison between samples of the amorphous precursor of the Finemet with distinct geometries (single layer, multilayer and sandwich thin films), where it was verified  $MI_{max}$  of about 250%, at  $-1.2$  GHz, for the multilayered one.

So, what lessons can be drawn from our results? First, according the choice of the ferromagnetic alloy, which presents specific structural and magnetic properties, it is possible to tune the largest value of  $MI_{max}$  to a given frequency, if the sample presents a defined magnetic anisotropy, or a slightly smaller value of  $MI_{max}$  to a wide range of frequency, if the one has weak magnetic anisotropy. Second, with respect to the sample geometry, by employing multilayer samples with defined magnetic anisotropy, it is possible to tune just one frequency where  $MI_{max}$  present high values [15,16]. By using multilayer with the sandwich geometry, for example, it is possible to obtain two tuned frequencies where the  $MI_{max}$  present high values [19]. Consequently, the optimal response for technological applications, such as magnetic sensors and integrated devices based on the magnetoimpedance effect, is defined by two choices: the first is related to the ferromagnetic alloy, while the second one is associated to the sample

geometry. These two choices taken together will lead to the characteristic behavior of the element sensor.

#### Acknowledgments

The research was partially supported by the Brazilian agencies by CNPq (No. 476429/2010-2), CAPES, FAPERJ, FAPERGS and FAPERN, M.A.C. and F.B. acknowledge financial support of the INCT of Space Studies.

#### References

- [1] Z.M. Wu, K. Huang, S.P. Li, J.Y. Kang, Z.J. Zhao, X.L. Yang, *Sens. Actuators, A* 161 (2010) 62.
- [2] R. Valenzuela, J.J. Freijo, A. Salcedo, M. Vázquez, A. Hernando, *J. Appl. Phys.* 81 (1997) 4301.
- [3] K. Mohri, T. Kohsawa, K. Kawashima, H. Yoshida, L.V. Panina, *IEEE Trans. Magn.* 28 (1992) 3150.
- [4] R.L. Sommere, C.L. Chien, *Phys. Rev. B* 53 (1995) 5982.
- [5] A.D. Santos, L.G.C. Melo, C.S. Martins, F.P. Missell, Y. Souche, F.L.A. Machado, S.M. Rezende, *J. Appl. Phys.* 79 (1996) 6546.
- [6] K.R. Pirota, L. Kraus, M. Knobel, P.G. Pagliuso, C. Rettori, *Phys. Rev. B* 60 (1999) 6685.
- [7] J. Valázquez, M. Vázquez, D.X. Chen, A. Hernando, *Phys. Rev. B* 50 (1994) 16737.
- [8] K. Mohri, L.V. Panina, T. Uchiyama, K. Bushida, M. Noda, *IEEE Trans. Magn.* 31 (1995) 1266.
- [9] D.P. Makhnovskiy, L.V. Panina, D.J. Mapps, *Appl. Phys. Lett.* 77 (2000) 121.
- [10] R.L. Sommere, C.L. Chien, *Appl. Phys. Lett.* 67 (1995) 3346.
- [11] T. Morikawa, Y. Nishibe, H. Yamadera, Y. Nonomura, M. Takeuchi, Y. Taga, *IEEE Trans. Mag.* 33 (1997) 4367.
- [12] S.-Q. Xiao, Y.-H. Liu, S.-S. Yan, Y.-Y. Dai, L. Zhang, L.-M. Mei, *Phys. Rev. B* 61 (2000) 5734.
- [13] G.V. Kurlyandskaya, J.L. Muñoz, J.M. Barandiarán, A. García-Arribas, A.V. Svalov, V.O. Vas'kovskiy, *J. Magn. Magn. Mater.* 242 (2002) 291.
- [14] F. Amalou, M.A.M. Gijis, *Appl. Phys. Lett.* 81 (2002) 1654.
- [15] M.A. Corrêa, A.D.C. Viegas, R.B. da Silva, A.M.H. de Andrade, R.L. Sommer, *Physica B* 384 (2006) 162.
- [16] M.A. Corrêa, A.D.C. Viegas, R.B. da Silva, A.M.H. de Andrade, R.L. Sommer, *J. Appl. Phys.* 101 (2007) 043905(1)-043905(6).
- [17] M.A. Corrêa, F. Bohn, A.D.C. Viegas, A.M.H. de Andrade, L.F. Schelp, R.L. Sommer, *J. Phys. D: Appl. Phys.* 41 (2008) 175003(1)-175003(6).
- [18] R.B. Silva, A.D.C. Viegas, V.P. Nascimento, M.A. Corrêa, L.F. Schelp, E. Baggio-Saitovitch, R.L. Sommer, *Appl. Phys. Lett.* 94 (2009) 042501(1)-042501(3).
- [19] M.A. Corrêa, F. Bohn, C. Chesman, R.B. da Silva, A.D.C. Viegas, R.L. Sommer, *J. Phys. D: Appl. Phys.* 43 (2010) 295004(1)-295004(7).
- [20] B.D. Cullity, *Introduction to Magnetic Materials*, Addison-Wesley, New York, 1972.
- [21] R. Hasegawa, *J. Magn. Magn. Mater.* 304 (2006) 187.
- [22] V.H. Duong, R. Grössinger, R.S. Turtelli, C. Polak, *J. Magn. Magn. Mater.* 157/158 (1996) 193.
- [23] H. Naganuma, M. Oogane, Y. Ando, *J. Appl. Phys.* 109 (2011) 07D736(1)-07D736(3).
- [24] D. Wang, C. Nordman, Z. Qian, J.M. Daughton, J. Myers, *J. Appl. Phys.* 97 (2005) 10C906(1)-10C906(3).
- [25] X. Shen, H.-F. Li, H.-H. Li, J.-H. Nie, *J. Mater. Sci. - Mater. Electron.* 20 (2009) 272.
- [26] J.-J. Jiang, Q. Ma, S.-W. Bie, G. Du, B. Tian, Z.-K. Feng, H.-H. He, *Trans. Nonferrous Met. Soc. China* 17 (2007) s725.
- [27] J.M. Teixeira, R.F.A. Silva, J. Ventura, A.M. Pereira, F. Carpinteiro, J.P. Araújo, J.B. Sousa, S. Cardoso, R. Ferreira, P.P. Freitas, *Mater. Sci. Eng., B* 126 (2006) 180.
- [28] H.P. Klug, L.E. Alexander, *X-ray Diffraction Procedures: For Polycrystalline and Amorphous Materials*, Wiley-Interscience, Nova York, 1974.
- [29] B.D. Cullity, *Elements of x-ray Diffraction*, Addison-Wesley, Reading, 1978.
- [30] D.L. Windt, *Comput. Phys.* 12 (1998) 360.
- [31] A.D.C. Viegas, M.A. Corrêa, L. Santi, R.B. da Silva, F. Bohn, M. Carara, R.L. Sommer, *J. Appl. Phys.* 101 (2007) 033908(1)-033908(7).
- [32] T.J. Minvielle, R.L. White, R.J. Wilson, *J. Appl. Phys.* 79 (1996) 5116.
- [33] J.M. Barandiarán, A. García-Arribas, D. de Cos, *J. Appl. Phys.* 99 (2006) 103904(1)-103904(4).