

MAGNETOIMPEDÂNCIA GIGANTE E SUSCEPTIBILIDADE POR EFEITO KERR MAGNETO-ÓPTICO EM FITAS AMORFAS DE CoFeSiB

Ingrid Germano de Araújo¹, Rafael Lima Denaldi², Gustavo Palma de Carvalho³, Cezar Soares Martins⁴
^{1,3,4}Faculdade de Tecnologia de São Paulo (FATEC-SP)

²Instituto de Pesquisas Energéticas Nucleares-IPEN
igermanoa@gmail.com³, smartins@fatecsp.br⁴

1. Resumo

A *Magnetoimpedância Gigante (GMI)* é uma grande variação da impedância $Z(H)$ de materiais magnéticos quando submetido a um campo magnético externo. O objetivo deste trabalho é analisar amostras de materiais magnéticos amorfs, no caso de fita de CoFeSiB que foram produzidas por melt-spinning.

As medidas de Magnetoimpedância Gigante (GMI) que serão apresentados foram realizadas em regimes de frequências baixas e moderadas. Foi observado que o aumento do valor da impedância com a frequência está relacionado ao aumento da contribuição imaginária. O valor de pico da magnetoimpedância é totalmente dependente da frequência. O maior valor obtido do GMI foi de 75% a 10 Oe para uma frequência de 1 MHz, resultando em uma sensibilidade de 7,5% / Oe. Além disso, observou-se que a susceptibilidade medida por efeito Kerr magneto-óptico apresenta um comportamento semelhante ao da magnetoimpedância.

2. Introdução

A Magnetoimpedância Gigante (GMI) é uma grande variação da impedância $Z(H)$ de materiais magnéticos quando submetidos a um campo magnético externo.

O efeito pode ser explicado dentro do contexto da teoria da eletrodinâmica, porém o mesmo tem propriedades ainda não entendidas, como por exemplo, a estrutura de picos bem definidos quando há a aplicação do campo magnético [1].

O fenômeno da GMI é mais observado em materiais magnéticos amorfs, pois os mesmos possuem um alto valor de permeabilidade magnética que é facilmente alterada com a aplicação de campos magnéticos externos. Isso faz com que haja uma forte variação da impedância.

Apesar de a magnetoimpedância ter sido descoberta em 1994 [2], as aplicações em sensores magnéticos estão apenas iniciando, principalmente para a área de sensores magnéticos. [3].

Beach e Berkowitz [4] utilizaram um procedimento exposto no livro de Landau e Lifschitz [5] para calcular a impedância de um fio ferromagnético por onde passa uma corrente elétrica I de frequência ω . Usando as equações de Maxwell para este problema, eles chegaram à seguinte expressão [6]:

$$Z = \frac{1}{2} R_{dc} k a \frac{j_0(ka)}{j_1(ka)} \quad (2.1)$$

onde,

R_{dc} é a resistência real do fio;
 j_0 e j_1 são as funções de Bessel;
 a é o raio do fio;

$$k = \frac{(i+1)}{\delta_m} \quad (2.2)$$

e a profundidade de penetração magnética (δ_m) é dada por:

$$\delta_m = \frac{c}{\sqrt{2\pi\omega\sigma\mu_0}} \quad (2.3)$$

Sendo:

i é o imaginário;

c é a velocidade da luz;

ω é a frequência;

σ é a condutividade elétrica;

μ_0 é a permeabilidade magnética circular;

A expressão para a impedância do efeito em fitas ferromagnéticas amorfs é dada por:

$$Z = R_{dc} \frac{kt}{2} \cot\left(\frac{kt}{2}\right) \quad (2.4)$$

Onde t é a espessura da fita. A Magnetoimpedância é definida como:

$$GMI(\%) = \left| \frac{Z(H) - Z(H=0)}{Z(H=0)} \right| \times 100 \quad (2.5)$$

2.1 Regime de frequências

O regime de frequências é definido da seguinte forma:

- Regime de baixas frequências (poucos Hz- 10kHz);
- Regime de frequências moderadas (0,01-20 MHz);
- Regime de altas frequências (20 MHz- Alguns GHz);

Destes citados acima só nos importa o regime de baixas e moderadas frequências. A sua abordagem no presente trabalho implica ao fato de que para a medida da impedância elétrica em um dado material (no caso a amostra de CoFeSiB) é necessário levar em conta parâmetros intrínsecos ao experimento.

Um destes parâmetros é a frequência, pois é ela que determina a profundidade de penetração magnética. Quando ocorrem frequências muito baixas essa profundidade de penetração magnética torna-se muito maior que as dimensões transversais da amostra e com

isso somente a componente imaginária muda com a aplicação do campo magnético externo (efeito denominado magneto-indutivo).

Quando ocorre a passagem do regime de baixas frequências para frequências moderadas há um aumento na parte real da tensão induzida. Isso ocorre devido a permeabilidade magnética diminuir com a aplicação do campo magnético e assim o produto da frequência pela permeabilidade circular (que determina o comprimento de penetração) aumenta.

2.2 Magnetoimpedância Gigante linear e não-linear

Um dos primeiros trabalhos sobre GMI não-linear encontrado na literatura foi feito por Yelon e colaboradores [1,7]. Nesta pesquisa realizada em um fio amorfo de FeCoSiB com um diâmetro de 125 μm para $H = 0$ e $f = 100$ kHz foi observado que para baixos valores da amplitude da corrente a impedância permaneceu constante. Entretanto, quando a corrente é aumentada a impedância passa a apresentar um comportamento não-linear, como pode-se observar na figura 01.

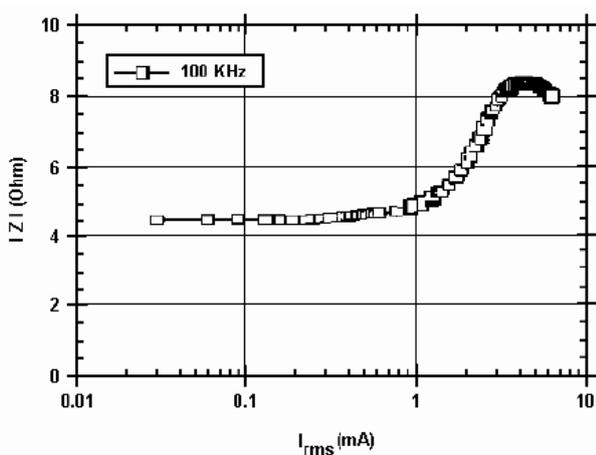


Figura 01- Relação entre a corrente e o módulo da impedância em um fio amorfo de FeCoSiB [1,7].

Dessa forma, essa pesquisa se direciona na medição da Magnetoimpedância Gigante (GMI) na região de amplitude de corrente a partir de 1 mA (região não-linear), com o objetivo de ter uma maior variação da GMI.

2.3 Efeito Pelicular (Skin Effect)

O efeito pelicular é o fenômeno responsável pelo aumento da resistência aparente de um condutor elétrico em função do aumento da frequência da corrente elétrica que o percorre.

Uma corrente alternada quando atravessa uma seção transversal não se distribui uniformemente. Tal distribuição depende da frequência, do campo elétrico,

da condutividade elétrica, das dimensões e da forma geométrica do condutor.

Considerando a figura 02 onde tem-se um condutor percorrido por uma corrente I tal que $\frac{dI}{dt} > 0$. A Lei de Indução de Faraday afirma que um campo magnético \mathbf{B} , gerado pela corrente I produzirá um campo elétrico \mathbf{E} . Portanto o campo elétrico gerado tende a reforçar a corrente próximo à superfície enfraquecendo-a no centro. [8].

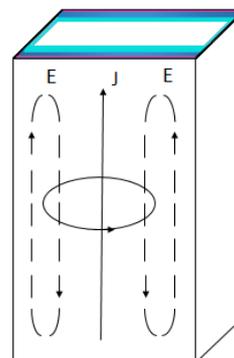


Figura 02 – Distribuição de campo elétrico e magnético na amostra.

Este efeito pelicular é exemplificado na figura 03, onde a densidade da corrente varia de 100 Hz a 100 kHz. Analisando as imagens observa-se que com o aumento da frequência da corrente, a área pela qual a corrente passa diminui, ou seja, na área branca vista nas frequências de 50 kHz e 100 kHz não há passagem considerável de corrente [9]. As figuras abaixo podem ser entendidas como cortes transversais da fita.



Figura 03 – Efeito pelicular para frequências de 100 Hz à 100 kHz.

3. Metodologia

As medidas foram realizadas em uma fita de CoFeSiB produzida por *melt-spinning*, mostrada na figura 04-a. Neste processo a liga é colocada em um cadinho de quartzo que possui um orifício em sua base (ver figura 04-b). O cadinho é envolto por uma bobina de radio frequência que gera corrente na liga, aquecendo-a. Ao atingir uma temperatura de 1500 $^{\circ}\text{C}$, a liga é ejetada sobre uma roda de cobre que gira a uma

velocidade de 3100 rpm. A liga resfria-se rapidamente e forma uma fita com alguns metros de comprimento.

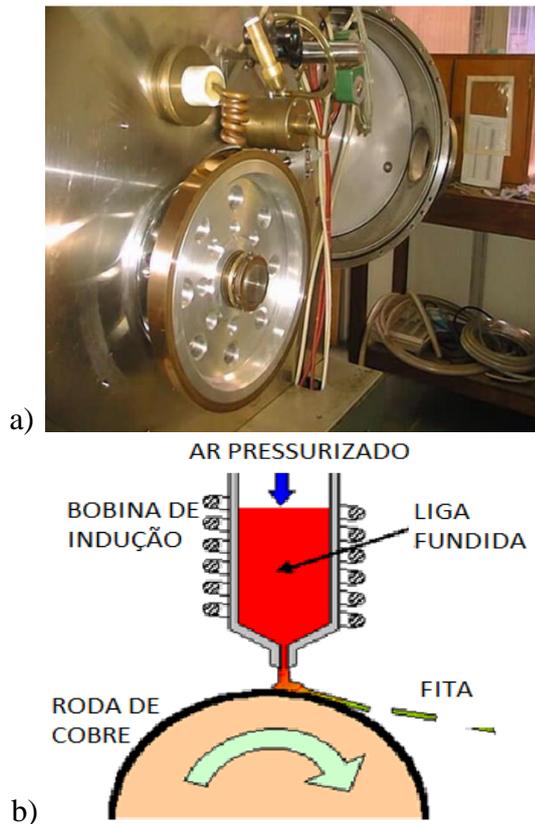


Figura 04 - a) Foto do “Melt-spinning” disponível no LMM-IFUSP. b) Imagem apresentando a fusão da liga, bem como a formação da fita sob a roda de cobre.

Na medição da Magnetoimpedância os equipamentos utilizados foram os seguintes: gerador de áudio, osciloscópio digital, bobina de Helmholtz e uma fonte de corrente para gerar o campo magnético, apresentado na figura 05. Este campo foi medido utilizando-se um iPhone 3GS através dos aplicativos iTesla. Os dados experimentais foram obtidos no Laboratório Didático de Física (LDF) da Faculdade de Tecnologia de São Paulo (FATEC-SP).

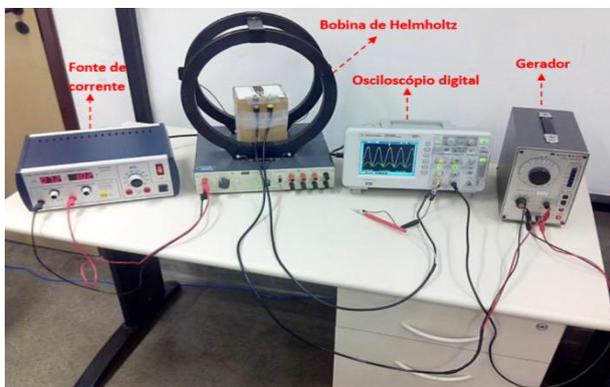


Figura 05 – Sistema utilizado para medidas da Magnetoimpedância.

Para as medidas magneto-ópticas (MO) as fitas foram mecanicamente polidas usando pasta de diamante e polidas eletroliticamente usando uma solução de HCl em metanol. Após tal processo foi coberta por uma camada de 33 nm de sulfeto de zinco (ZnS) antirreflexiva. Um magnetômetro a efeito Kerr magneto-óptico (MOKE) permite a determinação do sinal MO para diferentes polarizações. Neste sistema uma onda incidente polarizada de um LED ($\lambda = 670 \text{ nm}$) é refletida pela amostra e detectada pelo photodiodo após passar pelo analisador.

4. Resultados

Para a medição da Magnetoimpedância Gigante (GMI) considera-se tanto a componente real quanto a imaginária gerada pela amostra. Nesse contexto mediu-se o valor de tensão média (V_{rms}) sobre a mesma.

Para obter o valor do módulo da impedância $|Z|$ foi medido o valor da tensão sobre o resistor (V_a) e dividido o mesmo pela sua resistência real (como o resistor é um componente linear não ocorre mudança do seu valor de resistência) obtendo a corrente total do circuito (I), divide-se a tensão sobre a amostra V_{rms} (a) pela corrente, conforme a expressão (4.1).

$$|Z| = \frac{V_{rms}(a)}{I} \quad (4.1)$$

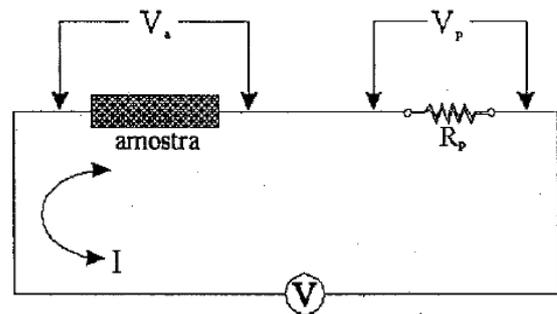


Figura 06 - Método de medição da impedância.

Juntamente com o valor do módulo da impedância, foi obtida a diferença de fase da tensão sobre o resistor em relação à tensão sobre a amostra, definindo, portanto o ângulo de defasagem, representado por θ .

Com o valor da defasagem (θ) obteve-se tanto a parte real quanto a imaginária do módulo da impedância. Para tal utilizam-se as expressões (4.3) e (4.4).

$$R = Re(Z) = |Z| \cos \theta \quad (4.3)$$

$$X = Im(Z) = |Z| \sin \theta \quad (4.4)$$

De forma geral, a coleta de dados resume-se em submeter a amostra a um campo magnético externo (H) e observar, através do sistema de medidas, variações na sua impedância. O campo H é aplicado usando um sistema de bobinas de Helmholtz alimentado por uma fonte de corrente. Tal sistema é vantajoso, pois nos

garante um campo magnético uniforme na região onde está a amostra [10].

Devido ao fato de estarmos trabalhando com material magnético amorfo o eixo principal da bobina de Helmholtz, que coincide com o eixo longitudinal da fita será posicionado perpendicularmente à direção do campo magnético terrestre. Este procedimento reduz a possibilidade de influência do campo terrestre nos processos de magnetização das fitas.

Primeiramente foi obtido o valor do módulo da impedância Z em função do campo aplicado em uma faixa de frequência de 100 kHz a 1 MHz.

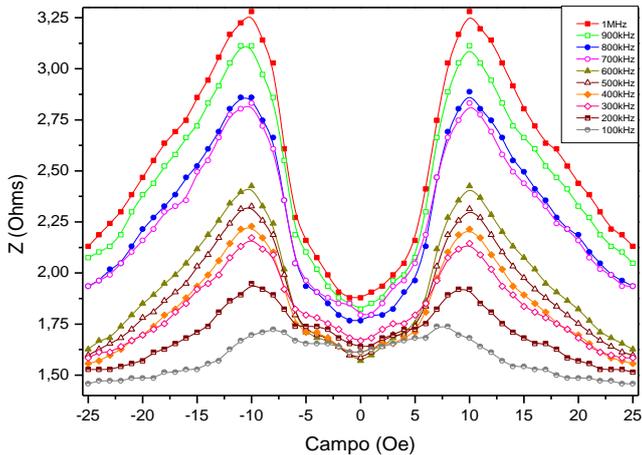


Figura 07 – Valor do módulo da impedância (Z) em função do campo em frequências de 100 kHz a 1 MHz.

Na figura 07 é possível observar que ocorre uma variação da impedância de acordo com o campo aplicado, tendo um pico em 10 Oe. Em 1 MHz obteve-se uma impedância em campo nulo de 1,88 Ohms e em seu pico (10 Oe) de 3,28 Ohms, representando uma variação de 74,5%. Tal valor de variação da Magnetoimpedância Gigante em 1 MHz é próximo ao observado na mesma frequência da Magnetoresistência Gigante que foi de 75,5%.[10]. Demonstrando certas semelhanças entre os efeitos, sendo que na GMI ocorre a análise da contribuição real (Re) e imaginária (Im). Na figura 08 pode-se notar um crescimento do valor do módulo da impedância (Z) no campo de 10 Oe (Z_{10}) em função da frequência.

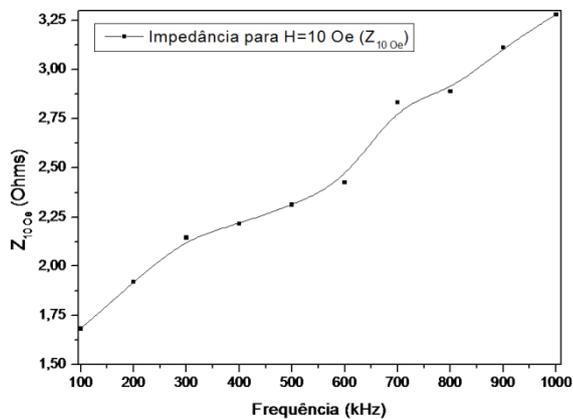


Figura 08 – Valor do módulo da impedância em função da frequência para $H = 10$ Oe.

Na figura 09 é mostrado a componente real e imaginária da impedância em função do campo aplicado para a frequência de 1 MHz.

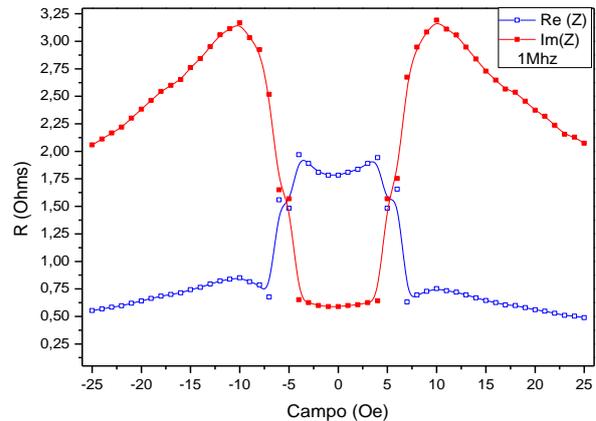


Figura 09 – Variação das componentes real (Re) e imaginária (Im) em função do campo para 1 MHz.

Na figura 10 é mostrada a componente real e imaginária em 100 kHz em função do campo aplicado. Pode-se observar que a componente imaginária $Im(Z)$ corresponde a um valor bem abaixo da real $Re(Z)$ sem ocorrer a variação vista na figura 4.4, resultando em uma pequena variação da impedância.

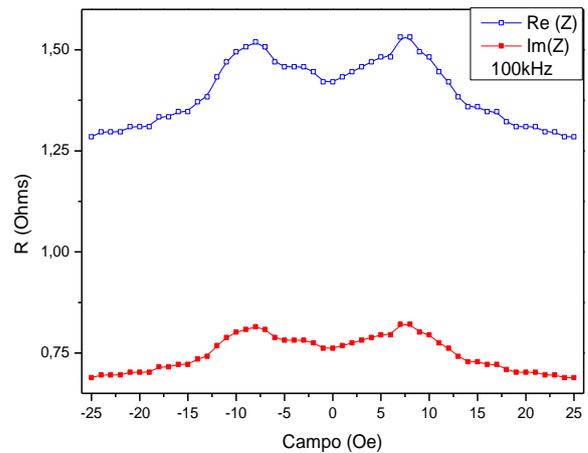


Figura 10 – Variação das componentes real (Re) e imaginária (Im) em função do campo para 100 kHz.

Com a análise dos dados das contribuições $Re(Z)$ e $Im(Z)$ nas figuras 09 e 10 pode-se observar um crescimento da componente imaginária de acordo com o aumento da frequência. Esse aspecto leva-nos levantar uma hipótese sobre a origem da estrutura de picos bem definidos até hoje não explicada [1]. Na figura 4.4, a componente imaginária, atingiu uma variação de 440% na faixa de 5 a 10 Oe. Nesta mesma faixa a componente real teve uma variação negativa de aproximadamente 58%.

Tais indicadores denotam que de acordo o aumento da frequência observa-se um crescimento da

contribuição imaginária, sendo ela responsável pelo pico da impedância (ver figura 07).

A figura 11 mostra a curva de susceptibilidade transversal em função do campo magnético medido por efeito Kerr, para três valores de correntes. Essas medidas foram realizadas em colaboração com o Prof. Dr. A. D. Santos no IFUSP. Em trabalhos recentes foi observado um comportamento análogo para microfios amorfos com composição $Co_{68,25}Fe_{4,5}Si_{12,2}B_{10}$. [11]. Na figura observa-se que a susceptibilidade apresenta um pico e este comportamento é análogo às curvas de magnetoimpedância. As curvas de susceptibilidade podem ser explicadas pelo modelo quase-estático desenvolvido por L. Kraus. [12].

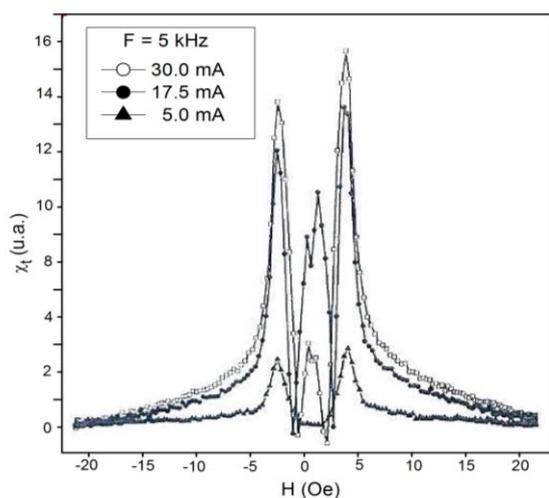


Figura 11– Variação da suscetibilidade transversal em função do campo magnético para um frequência de 5 kHz.

Para frequências moderadas a profundidade de penetração (δ) é bem menor que a espessura da fita (t), ou seja, a corrente flui próxima à superfície (ver figura 2.3-d). Assim, a impedância será proporcional à resistência $Z \sim R \sim \rho l / 2b\delta \sim \sqrt{\mu f}$. Onde b é a largura da fita, l é o comprimento e ρ é a resistividade. Portanto, a impedância é proporcional à suscetibilidade e também a frequência da corrente. [12].

5. Conclusões

Na análise dos dados da Magnetoimpedância Gigante observou-se que a origem do crescimento do valor da impedância com a frequência está relacionada com o aumento da contribuição imaginária. Sendo levantada a hipótese inicial sobre a estrutura de picos bem definidos da GMI, até hoje não explicada cientificamente.

O valor máximo de magnetoimpedância foi de 75 % para um campo de 10 Oe, resultando numa sensibilidade de 7,5 %/Oe. Devido a grande variação da impedância em campos baixos, estes materiais têm grande potencial para aplicações em sensores magnéticos.

6. Referências

- [1] J.G.S. Duque, Magnetoimpedância Gigante Linear e Não- Linear em Ligas Amorfas. Tese (Doutorado em Ciências) – Universidade Estadual de Campinas, Campinas, 2005.
- [2] F. L. A. Machado, B. L. da Silva, S. M. Rezende, C.S. Martins. *J. Appl. Phys.*, **75** (1994) 6563.
- [3] T. Wang, Y. Zhou, C. Lei, J. Luo, S. Xie, H. Pu. *Journal Sensors: Biosensors and Bioelectronics.* **90** (2017) 418.
- [4] R.S. Beach, A.E. Berkowitz, *J. Appl Phys.* **76** (1994) 6209.
- [5] L. D. Landau e E. M. Lifschitz, *Electrodynamics of Continuous Media*, (1984) 195.
- [6] L. Kraus, Z. Frait, K. R. Pirota, H. Chirac, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials.* **399** (2003) 254.
- [7] A. Yelon, D. Menard, M. Britel, P. Ciureanu, *Applied Physics Letters*, **69** (1996) 3084.
- [8] R. Robert, Efeito Pelicular. *Revista Brasileira de Ensino de Física*, vol. 22, no. 2, Junho, 2000.
- [9] B. A. Luciano, Impedância e permeabilidade magnética inicial dos compostos Heusler Pb_2MnSn e Pb_2MnSb próximo da temperatura de Curie – Universidade Federal do Rio Grande do Sul, Porto Alegre, 2006.
- [10] G. P. C. L. A. Longo, R. L. Denaldi, C. S. Martins. Sistemas Para Medidas de Magnetoresistência Gigante. In: 16 Simpósio de Iniciação Científica e Tecnologia, 2014, São Paulo. Boletim Técnico da Faculdade de Tecnologia de São Paulo, 2014. v. 38. p. 33.
- [11] S. Sun, S. Zhang, B. Zhang, W. Ding. *Journal Sensors.* **2016** (2016) 1.
- [12] L Kraus. *Sensors and Actuators.* A **106** (2003) 187.

Agradecimentos

Agradecemos primeiramente ao Prof. Dr. A. D. Santos (IFUSP) pela ajuda nas medidas de susceptibilidade usando o MOKE. Agradecemos a I. G. de Araújo (UNESP) pela ajuda na produção das imagens.

Agradecemos também aos Professores Drs. J. H. F. Severo (IFUSP) e V. Bellintane Jr. (FATEC-SP) pelas grandes sugestões e discussões.

Agradecemos ao CNPq pelo apoio financeiro.

¹ Alunos de Iniciação Científica do CNPq.

⁴ Orientador do projeto.