

UNIVERSIDADE FEDERAL DE SANTA MARIA  
CENTRO DE CIÊNCIAS NATURAIS E EXATAS  
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM FÍSICA

EFEITO DO TRATAMENTO TÉRMICO NA  
RELAXAÇÃO MAGNÉTICA DE MICROFIOS  
AMORFOS DE  $\text{CoFeSiB}$  RECOBERTOS POR VIDRO

DISSERTAÇÃO DE MESTRADO

Dieivase da Silva Chrischon

Santa Maria, RS, Brasil

2012

**EFEITO DO TRATAMENTO TÉRMICO NA  
RELAXAÇÃO MAGNÉTICA DE MICROFIOS  
AMORFOS DE CoFeSiB RECOBERTOS POR VIDRO**

por

**Dieivase da Silva Chrischon**

Dissertação apresentada ao Curso de Mestrado do Programa de Pós-Graduação em Física, Área de Concentração em Física da Matéria Condensada, da Universidade Federal de Santa Maria (UFSM, RS), como requisito parcial para obtenção do grau de  
**Mestre em Física**

**Orientador: Prof. Dr. Marcos André Carara**

Santa Maria, RS, Brasil

2012

C554e Chrischon, Dieivase da Silva  
Efeito do tratamento térmico na relaxação magnética de microfios amorfos de CoFeSiB recobertos por vidro / por Dieivase da Silva Chrischon. – 2012.  
64 f. ; il. ; 30 cm

Orientador: Marcos André Carara  
Dissertação (mestrado) – Universidade Federal de Santa Maria, Centro de Ciências Naturais e Exatas, Programa de Pós-Graduação em Física, RS, 2012

1. Microfios amorfos 2. Ressonância ferromagnética 3. Largura de linha FMR  
4. Magnetoimpedância 5. Dinâmica de magnetização I. Carara, Marcos André  
II. Título.

CDU 536.7

Ficha catalográfica elaborada por Cláudia Terezinha Branco Galloti – CRB 10/1109  
Biblioteca Centra UFSM

---

©2012

Todos os direitos reservados a Dieivase da Silva Chrischon.

A reprodução de parte ou do todo deste trabalho só poderá ser realizada com autorização por escrito do autor.

Endereço: Laboratório de Magnetismo e Materiais Magnéticos, Departamento de Física, Centro de Ciências Naturais e Exatas, Universidade Federal de Santa Maria, Faixa de Camobi, km 9, Santa Maria, RS, CEP 97105-900.

Telefone: +55(55)3220-8618, +55(55)9905-6406

E-mail: dieivase@gmail.com

---

**Universidade Federal de Santa Maria  
Centro de Ciências Naturais e Exatas  
Programa de Pós-Graduação em Física**

A Comissão Examinadora, abaixo assinada,  
aprova a Dissertação de Mestrado:

**EFEITO DO TRATAMENTO TÉRMICO NA  
RELAXAÇÃO MAGNÉTICA DE MICROFIOS  
AMORFOS DE CoFeSiB RECOBERTOS POR VIDRO**

elaborada por

**Dieivase da Silva Chrischon**

como requisito parcial para a obtenção do título de  
**Mestre em Física**

**COMISSÃO EXAMINADORA:**

---

Prof. Dr. Marcos André Carara - Orientador, UFSM

---

Prof. Dr. Antonio Marcos Helgueira de Andrade, UFRGS/ Porto Alegre

---

Prof. Dr. Eleonir João Calegari, UFSM

Santa Maria, 27 de fevereiro de 2012.

*À minha família.*

## **AGRADECIMENTOS**

Ao final de mais uma etapa, é chegado o momento de agradecer todas as pessoas que contribuíram, de forma direta ou indireta, para a realização deste trabalho de mestrado, meus sinceros agradecimentos.

Ao professor Dr. Marcos Andre Carara, orientação, dedicação, amizade, discussões e importantes ensinamentos.

Aos professores Drs. Luiz F. Schelp, Lúcio S. Dorneles, Felipe Bohn, pelos ensinamentos e contribuições para a realização deste trabalho.

A todos os colegas do LMMM: Matheus, Fábio, Josué, Rafael Della Pace, Thiago Mori, Luciane, Danusa, Paloma, João Paulo, Diego, Paula, Aline, Manoela, Tássia, Greici, Thiago Bordignon, Gabriela... que, foram fundamentais, tanto na realização deste trabalho quanto nas risadas, chimarrões, cafés, entre outros.

Ao Luis Adolfo (Jaguarí), pelo apoio técnico e pela amizade.

Aos amigos e ex-colegas do LMMM: Rafael Cabreira Gomes, Kelly Daiane Sossmeier, Gustavo Luiz Callegari e Vivian Montardo Escobar pela amizade e ensinamentos.

À Saionara, pela ajuda e empenho em resolver os trâmites burocráticos.

Aos amigos Luiz Eugênio Queiroz e Felipe Denardin Costa, pelas aventuras, ensinamentos, amizade e companheirismo.

A minha família, em especial aos meus pais e minha irmã, que sempre estiveram ao meu lado, me incentivando, apoiando e auxiliando em tudo que era possível. Sem eles, certamente, não teria chegado até aqui.

*“Não existe vento favorável, para quem  
não sabe o porto onde quer chegar.”*

*Sêneca*

## **Resumo**

Dissertação de Mestrado  
Programa de Pós Graduação em Física  
Universidade Federal de Santa Maria

### **Efeito do tratamento térmico na relaxação magnética de microfios amorfos de CoFeSiB recobertos por vidro**

AUTOR: DIEIVASE DA SILVA CHRISCHON

ORIENTADOR: MARCOS A. CARARA

Data e Local da Defesa: Santa Maria, 27 de fevereiro de 2012

Magnetoimpedância tem provado ser uma excelente ferramenta para estudar a dinâmica de magnetização e a largura de linha da ressonância ferromagnética (FMR) fornece uma maneira conveniente para medir parâmetros de amortecimento em materiais magnéticos. A largura de linha FMR depende do amortecimento magnético intrínseco e adicionais inhomogeneidades magnéticas, mas o completo entendimento da origem destes parâmetros de amortecimento ainda está inacabado. Além do interesse da física fundamental, o estudo da dinâmica de amortecimento e magnetização é muito importante para o desenvolvimento de qualquer dispositivo que tem seu efeito físico associado com a inversão da magnetização. Além disso, a largura de linha FMR é uma forma muito sensível para estudar a qualidade estrutural de amostras magnéticas. Neste trabalho é apresentado um estudo da relaxação magnética de microfios amorfos de CoFeSiB recobertos por vidro, mostrando o efeito da temperatura de recozimento sobre as propriedades magnéticas do microfio. Foram identificados e quantificados os principais mecanismos de amortecimento, mostrando o efeito da temperatura de recozimento para eles. Os estudos mostraram que existem três principais mecanismos de amortecimento responsável pela largura de linha FMR: o parâmetro de amortecimento de Gilbert; um mecanismo de amortecimento devido à dispersões na anisotropia; e o amortecimento devido ao espalhamento de magnons. O parâmetro de amortecimento de Gilbert é quase constante e não influenciado pelo recozimento. A largura de linha FMR é muito sensível a dispersões da anisotropia e esse mecanismo tem uma grande contribuição para o relaxamento magnético. A dispersão de magnons é uma atribuição de inhomogeneidades presentes nas amostras e tem contribuição para a diminuição da largura de linha com a temperatura de recozimento até um valor crítico, como resultado de uma diminuição de inhomogeneidades devido a uma redução do nível de estresse interno. Um aumento na temperatura de recozimento produz um aumento na contribuição de espalhamento dos magnons, que é uma indicação do crescimento de nanocristais atuando como centros de dispersão para as ondas de spin.

Palavras-chave: microfios, ressonância ferromagnética, largura de linha FMR, magnetoimpedancia, dinâmica de magnetização.

## **Abstract**

Dissertação de Mestrado  
Programa de Pós Graduação em Física  
Universidade Federal de Santa Maria

### **Effect joule-heated in the magnetic relaxation amorphous glass-covered microwires**

**AUTHOR: DIEIVASE DA SILVA CHRISCHON**

**ADVISOR: MARCOS A. CARARA**

**Date and Place: Santa Maria, February 27th, 2012**

Magnetoimpedance has been proved to be an excellent tool to study the magnetization dynamics and the ferromagnetic resonance (FMR) linewidth provides a convenient way for measuring damping parameters in magnetic materials. The FMR linewidth depends on intrinsic magnetic damping and additional magnetic inhomogeneities, but complete understanding of the origin of these damping parameters is still unaccomplished. Besides the fundamental physics interest, the study of damping term and magnetization dynamics is very important for the development of any device which has its physical effect associated with the reversal of magnetization. Furthermore, the FMR linewidth is a very sensitive way to study the structural quality of magnetic samples, in both bulk and thin film geometries. In this work the magnetic relaxation of CoFeSiB glass-covered microwire was investigated by ferromagnetic resonance (FMR) linewidth measurements. We have identified the main damping mechanisms and quantified these damping terms, showing the effect of annealing temperature to them. The study have shown that there are three main damping mechanisms responsible for the FMR linewidth, the Gilbert damping parameter, a damping mechanism due to anisotropy dispersions and two-magnon scattering. The Gilbert damping parameter is almost constant and not influenced by the annealing. The FMR linewidth is very sensitive to anisotropy dispersions and this mechanism has a great contribution to the magnetic relaxation. The two-magnon scattering is an assignment of the inhomogeneities present in the samples and its contribution to the FMR linewidth decrease with the annealing temperature until a critical value, as a result of a decrease of inhomogeneities due to a reduction of the internal stress level. A further increase in the annealing temperature produces an increase in the two-magnon scattering contribution which is an indication of the growing of nanocrystals acting as scattering centers to the spin waves.

Keywords: microwires, ferromagnetic resonance, FMR linewidth, Magnetoimpedance, magnetization dynamics.

# SUMÁRIO

<b>1</b>	<b>INTRODUÇÃO</b>	p. 10
<b>2</b>	<b>DINÂMICA DE MAGNETIZAÇÃO</b>	p. 12
2.1	Precessão da magnetização – FMR . . . . .	p. 13
2.1.1	Ressonância ferromagnética e susceptibilidade dinâmica . . . . .	p. 14
2.2	Amortecimento da precessão da magnetização . . . . .	p. 18
2.2.1	Mecanismos de amortecimento intrínsecos . . . . .	p. 19
2.2.1.1	Amortecimento de Gilbert . . . . .	p. 19
2.2.2	Mecanismos de amortecimento extrínsecos . . . . .	p. 20
2.2.2.1	Ressonâncias locais . . . . .	p. 20
2.2.2.2	Espalhamento de magnons . . . . .	p. 21
<b>3</b>	<b>MAGNETOIMPEDÂNCIA E LARGURA DE LINHA</b>	p. 23
3.1	Efeito magnetoimpedância . . . . .	p. 23
3.1.1	Cálculo da impedância para um condutor cilíndrico . . . . .	p. 23
3.1.2	Permeabilidade e regime de frequências . . . . .	p. 27
<b>4</b>	<b>MATERIAIS AMORFOS</b>	p. 32
4.1	Microfios amorfos . . . . .	p. 33
4.1.1	Técnica de fabricação de microfios revestidos por vidro . . . . .	p. 34
4.2	Anisotropias magnéticas em materiais amorfos . . . . .	p. 35
4.2.1	Anisotropia magnetoelástica . . . . .	p. 36
4.2.2	Anisotropia magnetoestática . . . . .	p. 38

4.3	Estrutura de domínios e distribuição de tensões em MARV . . . . .	p. 39
<b>5</b>	<b>SISTEMAS EXPERIMENTAIS</b>	p. 42
5.1	Amostras estudadas . . . . .	p. 42
5.2	Tratamento térmico . . . . .	p. 42
5.2.1	Aquecimento Joule . . . . .	p. 46
5.3	Medidas de magnetização . . . . .	p. 47
5.4	Medidas de impedância . . . . .	p. 48
5.4.1	Calibração e compensação do sistema . . . . .	p. 49
5.4.2	Porta-amostras . . . . .	p. 50
<b>6</b>	<b>RESULTADOS E DISCUSSÃO</b>	p. 52
6.1	Tratamento térmico . . . . .	p. 52
6.2	Caracterização magnética dos microfios . . . . .	p. 54
6.3	Largura de linha e relaxação de spin . . . . .	p. 56
<b>7</b>	<b>CONCLUSÃO</b>	p. 62
	<b>Referências</b>	p. 63

# 1 INTRODUÇÃO

A magnetoimpedância tem provado ser uma excelente ferramenta para o estudo da dinâmica de magnetização, enquanto a largura de linha da ressonância ferromagnética (FMR) fornece uma maneira conveniente para medir os parâmetros de amortecimento em materiais magnéticos. Se a magnetoimpedância (MI) for medida em frequências suficientemente altas, pode-se obter a frequência de ressonância ( $f_R$ ) e a largura de linha em frequência ( $\Delta f_R$ ) da ressonância ferromagnética e a partir disso, determinar características importantes relativas à dinâmica de magnetização em materiais magnéticos.

A ressonância ferromagnética é a técnica experimental mais utilizada no estudo da dinâmica de magnetização, pois os processos responsáveis pela relaxação magnética estão associados à largura de linha de ressonância. A largura de linha FMR depende dos amortecimentos magnéticos intrínsecos e adicionais, tais como inhomogeneidades magnéticas, que por sua vez estão associados ao tipo de estrutura magnética. Mas o completo entendimento da origem destes parâmetros de amortecimento ainda é incompleta. Além do interesse na física fundamental, o estudo dos termos de amortecimento e a dinâmica de magnetização são muito importantes para o desenvolvimento de qualquer dispositivo que se vale da reversão da magnetização.

O que se propõe neste trabalho é avaliar o relaxamento magnético em microfios amorfos de CoFeSiB recobertos por vidro por meio de medidas da largura de linha da ressonância ferromagnética (FMR) da própria frequência de ressonância, magnetoimpedância e de curvas de magnetização. Quer-se identificar e quantificar os principais mecanismos de amortecimento, mostrando o efeito da temperatura de recozimento dos microfios sobre eles.

A dissertação está dividida em capítulos que tratam da teoria necessária para o entendimento e interpretação dos resultados. No primeiro capítulo é feita uma introdução ao tema, situando o assunto a ser discutido. O capítulo 2 aborda uma revisão teórica sobre a dinâmica de magnetização para o entendimento da precessão da magnetização e o amortecimento da precessão da magnetização, inserindo os principais mecanismos de amortecimento. O capítulo 3 trata da magnetoimpedância e a largura de linha, apresentando os cálculos da impedância para um condutor cilíndrico. No capítulo 4 é feita

uma descrição detalhada dos materiais amorfos, da técnica de fabricação dos microfios recobertos por vidro e das suas principais propriedades. Os sistemas experimentais e as técnicas utilizadas para estudar o efeito do tratamento térmico na relaxação magnética nos microfios é apresentado no capítulo 5. Os resultados obtidos são apresentados no capítulo 6, mostrando a influência do tratamento térmico nos microfios amorfos, além da caracterização magnética. E por último, no capítulo 7, são apresentadas as conclusões deste trabalho para a contribuição da largura de linha e a relaxação de spin.

## 2 DINÂMICA DE MAGNETIZAÇÃO

A dinâmica de magnetização envolve excitações do sistema magnético, que podem ser coletivas (magnons) ou de uma única partícula (Stoner). Excitações coletivas geralmente ocorrem em níveis de menor energia e são dominantes na maioria dos sistemas até temperaturas muito além da temperatura de Curie.

Magnons abrangem uma faixa de energia e uma gama de comprimento de onda que se estende por várias ordens de magnitude. Isto torna difícil tratar todos os magnons num único modelo teórico. Na prática, um quadro completo da dinâmica de magnetização de um sistema exige uma modelagem multi-escala, onde diferentes escalas de comprimento são interligadas. Para compreender o alcance da dinâmica de spin atômico deve-se considerar três níveis, conforme ilustrados na figura 1: (i) nível de estrutura eletrônica, (ii) nível atômico e (iii) nível micrométrico.

No nível de estrutura eletrônica (*i*), a dinâmica de magnetização é basicamente um resultado da interação coletiva dos elétrons e dos núcleos do sistema. Um momento atômico é formado em um sólido magnético quando o critério de Stoner é satisfeito localmente, dando origem a um spin líquido ( $\mathbf{S}$ ) e um momento angular orbital ( $\mathbf{L}$ ). O momento magnético é dado por  $\boldsymbol{\mu} = -\frac{e}{2m}(\mathbf{L} + g_e\mathbf{S})$  onde  $g_e \approx 2$  é a relação giromagnética [1].

Em nível atômico (*ii*), o momento atômico é tratado como uma unidade dentro da aproximação atômica. As interações intra-atômicas são geralmente muito mais fortes do que as interações interatômicas, levando a um momento atômico bastante estável. Nesta representação, as excitações magnéticas consistem de flutuações da magnitude dos momentos atômicos e as flutuações das orientações dos momentos atômicos com relação a suas posições no estado fundamental.

Em uma escala de comprimento micrométrica (*iii*), na qual este trabalho faz o estudo, a dinâmica de magnetização pode ser entendida em termos de uma magnetização contínua,  $\mathbf{M}(\mathbf{r}, t)$ , descrita pela equação de movimento de Landau-Lifshitz-Gilbert (LLG):

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\gamma\mu_0\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{ef} + \frac{\alpha}{M_S}\mathbf{M} \times \frac{d\mathbf{M}}{dt}, \quad (2.1)$$

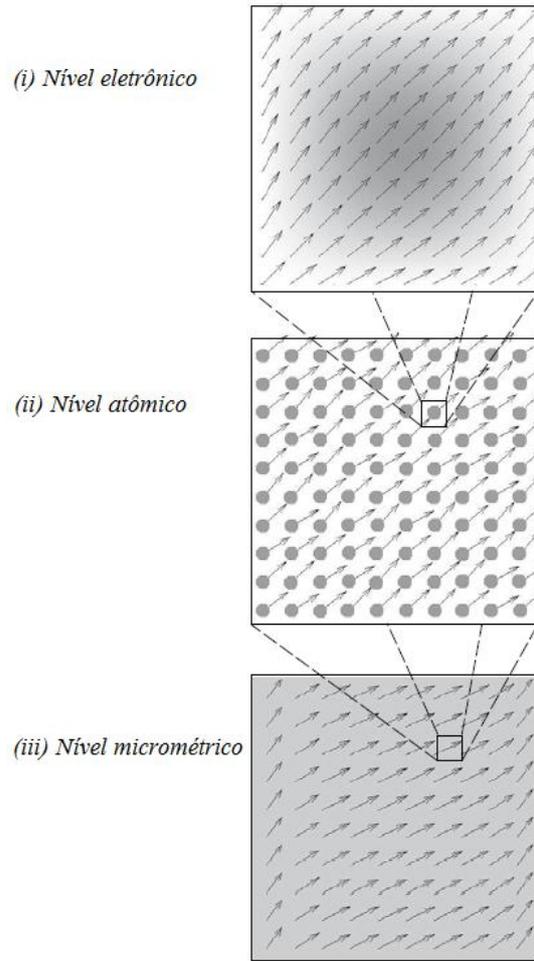


Figura 1: Dinâmica de magnetização em diferentes escalas de comprimento: (i) *nível eletrônico*, (ii) *nível atômico*, (iii) *nível micrométrico*. [1].

onde  $\gamma$  é a razão giromagnética e  $\alpha$  é uma constante de amortecimento. O primeiro termo descreve a precessão da magnetização contínua no campo efetivo,  $\mathbf{H}_{ef}$ , que contém contribuições de interações dipolar e de troca, anisotropias e campos externos. O segundo termo descreve o amortecimento da precessão.

## 2.1 Precessão da magnetização – FMR

A descoberta do fenômeno da ressonância ferromagnética deve-se a Arkad'yev [2], que observou a absorção ressonante de microondas em fios de Ni e Fe no ano de 1911. Após esta data, praticamente não houve nenhum progresso até o trabalho teórico de Landau

e Lifshitz [3] em 1935, fazendo uma abordagem sobre o comportamento de um material ferromagnético na presença de micro-ondas. O estudo experimental do fenômeno só voltou em 1946, quando Griffiths [4] observou, mais claramente, a absorção ressonante de micro-ondas. Mas seu correto entendimento só foi possível em 1948, quando Kittel [5] considerou a importância dos campos desmagnetizantes na determinação da condição de ressonância.

A ideia básica de um experimento de ressonância ferromagnética, ou FMR (*ferromagnetic resonance*), consiste em aplicar um campo magnético alternado com frequência da ordem das microondas, numa amostra situada em um campo magnético estático e observar as linhas de absorção ressonante. O campo magnético da radiação de microondas (*rf*) é aplicado perpendicularmente ao campo estático (*dc*), de modo que ele tende a perturbar os spins e desviá-los da posição de equilíbrio. Quando a frequência da radiação está próxima da frequência do modo uniforme, o campo *rf* produz o movimento de precessão dos spins e a amostra absorve energia da radiação. A ressonância é caracterizada por uma linha de absorção, representada na figura 2, cuja largura dá informações sobre mecanismos microscópicos associados à relaxação [6].

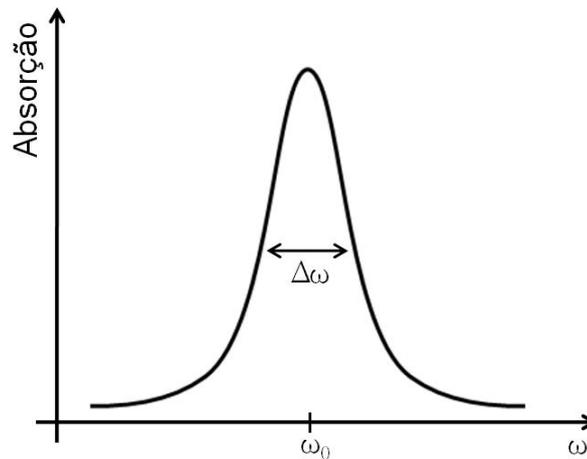


Figura 2: Largura de linha de ressonância magnética.

### 2.1.1 Ressonância ferromagnética e susceptibilidade dinâmica

Um material ferromagnético, conforme a figura 3, estando na presença de um campo magnético externo  $\mathbf{H}_0$  terá seus momentos magnéticos  $\mu$ , que sob ação de um torque devido a presença desse campo, passará a precessionar em torno de  $\mathbf{H}_0$  conforme a equação:

$$\frac{d\boldsymbol{\mu}}{dt} = -\gamma [\boldsymbol{\mu} \times \mathbf{H}_0], \quad (2.2)$$

Se a equação 2.2 for tratada classicamente, a frequência de precessão clássica encontrada por Larmor pode ser escrita como:

$$\omega_0 = \frac{g\mu_B}{\hbar} H_0 = \gamma H_0. \quad (2.3)$$

onde  $\gamma = g\mu_B/\hbar$  é a razão giromagnética,  $g$  é o fator de *splitting* espectroscópico (similar ao fator de Landé) e  $\mu_B$ , o magneton de Bohr ( $\mu_B \cong 10^{-20} emu$ ) [1].

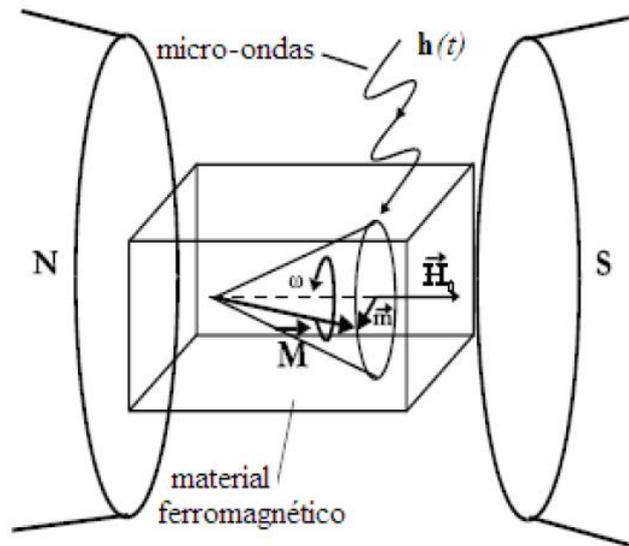


Figura 3: Material ferromagnético na presença de um campo externo  $\mathbf{H}_0$  e de um campo oscilante  $\mathbf{h}(t)$ . A magnetização precessiona em torno de  $\mathbf{H}_0$  com uma frequência  $\omega$  [7].

Se o material for homoganeamente magnetizado pela ação do campo externo até um estado de saturação magnética, a estrutura de domínios é quebrada e toda a amostra comporta-se como um monodomínio. Assim, o problema pode ser tratado como a precessão da magnetização total do material  $\mathbf{M}$ , que é a soma de todos os momentos magnéticos por unidade de volume.

O elétron, em um material ferromagnético, devido a sua interação com a rede cristalina, pode assumir uma órbita preferencial gerando, assim, uma direção preferencial para seu momento magnético. Se esta direção, de alguma forma, for perturbada, um torque age

no elétron de forma a trazê-lo à sua posição original de mínima energia. Este torque, da mesma forma que o campo magnético externo, produz um movimento de precessão do momento magnético. Assim, as diferentes interações no material ferromagnético podem ser tratadas assumindo-se que os spins, responsáveis pelo ferromagnetismo, precessionam com frequência  $\omega_0$  não em torno do campo externo  $\mathbf{H}_0$ , mas sim em torno de um campo efetivo  $\mathbf{H}_{ef}$ , conforme foi mostrado por Landau e Lifshitz [3].

Se o material estiver na presença de um campo oscilante fraco  $\mathbf{h}(t)$  de alta frequência e intensidade muito menor que o campo externo, a magnetização terá uma componente oscilante podendo ser expressa por  $\mathbf{M} = \mathbf{M}_0 + \mathbf{m}(t)$  com  $|\mathbf{m}(t)| \ll \mathbf{M}_0$ , conforme representado na figura 4. A ressonância poderá ocorrer quando a frequência deste campo oscilante for igual à frequência de precessão de Larmor,  $\omega_0$ .

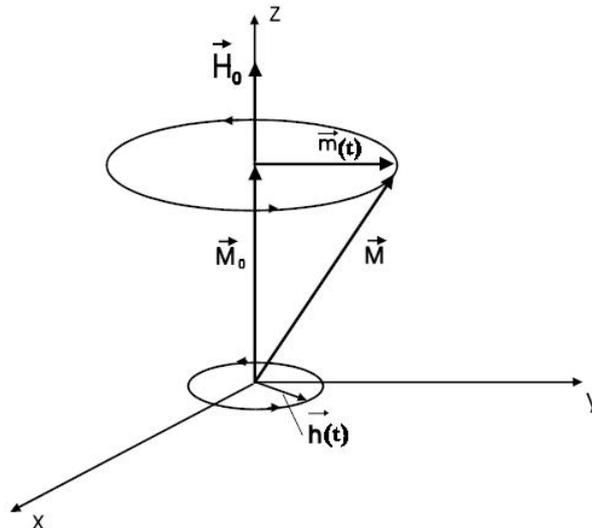


Figura 4: Precessão do vetor magnetização  $\mathbf{M}$  em torno do campo estático  $\mathbf{H}_0$  e do campo de alta frequência  $\mathbf{h}(t)$  [7].

Devido a existência de interações intrínsecas ao sistema de spins do material ferromagnético, como interações entre os próprios spins (interação dipolar) e interações dos spins com os elétrons de condução, deve-se incluir na equação (2.2) um termo de relaxação ( $R$ ) que descreve um amortecimento na precessão da magnetização. Substituindo  $\boldsymbol{\mu}$  pela magnetização total  $\mathbf{M}$ , obtém-se:

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\gamma [\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{ef}] + R. \quad (2.4)$$

Entre as inúmeras propostas na literatura para estes termo de relaxação, a primeira

delas foi feita por Landau e Lifshitz [3], os quais propuseram a seguinte equação para o movimento de precessão amortecido:

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\gamma [\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{ef}] - \frac{\lambda}{M^2} [\mathbf{M} \times (\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{ef})]. \quad (2.5)$$

onde  $\lambda$  é um termo caracterizado pela interação dipolar entre os momentos magnéticos no material e representa um torque agindo na magnetização de modo a forçar seu retorno à posição de equilíbrio. Em geral, esta equação é escrita utilizando-se um parâmetro de amortecimento adimensional definido como  $\alpha = \lambda/\gamma M$ . E assim, tem-se a equação de Landau e Lifshitz da seguinte forma:

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\gamma [\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{ef}] - \alpha \frac{\gamma}{M} [\mathbf{M} \times (\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{ef})]. \quad (2.6)$$

Pode ser visto na figura 5, a representação do vetor da magnetização  $\mathbf{M}$  desenvolvendo uma precessão amortecida em torno do campo efetivo e na ausência do campo de alta frequência.

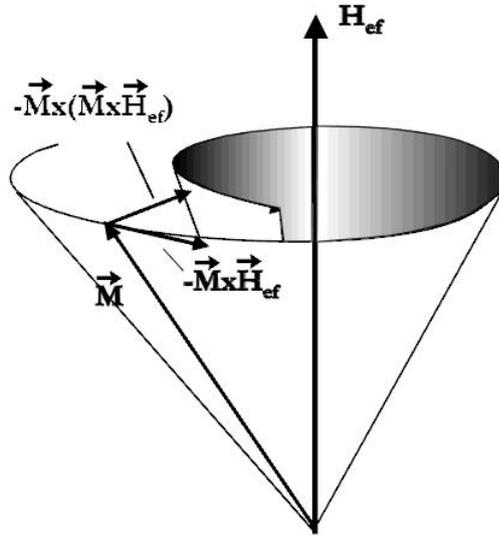


Figura 5: Precessão amortecida do vetor magnetização em torno do campo efetivo  $\mathbf{H}_{ef}$ , na ausência do campo de alta frequência [7].

A equação de Landau e Lifshitz, por sua vez, conduz a soluções irrealis para valores grandes do parâmetro de amortecimento  $\alpha$ , Gilbert [8] sugeriu outro termo para este

parâmetro, proporcional à variação temporal do vetor da magnetização, de forma que a equação 2.4 resulta em:

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\gamma(1 + \alpha^2)(\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{ef}) - \frac{\alpha}{M} \left[ \mathbf{M} \times \frac{d\mathbf{M}}{dt} \right]. \quad (2.7)$$

Pode-se mostrar que há um conexão entre a equação de Landau-Lifshitz e a equação de Landau-Lifshitz-Gilbert e, ainda, que ambas levam a resultados idênticos quando o parâmetro de amortecimento  $\alpha$  for menor que 0,1 [1]. A equação de LLG é a mais apropriada para descrever processos em que a magnitude da magnetização é conservada. No entanto, caso não seja conservada, a equação dinâmica que melhor descreve este processo é a equação de Bloch-Bloembergen [9], conforme segue:

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\gamma\mu_0\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{ef} - \frac{\mathbf{e}_x \cdot \mathbf{M}}{T_2}\mathbf{e}_x - \frac{\mathbf{e}_y \cdot \mathbf{M}}{T_2}\mathbf{e}_y - \frac{\mathbf{e}_z \cdot \mathbf{M} - M_s}{T_1}\mathbf{e}_z, \quad (2.8)$$

onde o eixo  $z$  está alinhado com a direção de equilíbrio da magnetização. Ao invés de um único parâmetro de relaxação, dois tempos de relaxação independentes são utilizados: o tempo de relaxação longitudinal  $T_1$ , que descreve a relaxação ao longo das direções de equilíbrio da magnitude total da magnetização  $M_s$ ; e o tempo de relaxação transversal  $T_2$ , que descreve a relaxação da magnetização na direção de equilíbrio e que reduz a magnitude de  $\mathbf{M}$  [10].

O amortecimento da precessão da magnetização é um processo irreversível análogo ao amortecimento viscoso do momento linear. Quando a precessão da magnetização é analisada através de experimentos de FMR, a ressonância é caracterizada por uma linha de absorção cuja largura dá informações sobre mecanismos microscópicos associados à relaxação. Na figura 6 são apresentadas as expressões mais comuns para o termo de amortecimento e a largura de linha  $\Delta H$ .

## 2.2 Amortecimento da precessão da magnetização

Quando um sistema de spins é excitado, os spins precessam em resposta aos vários torques em ação. O amortecimento ocorre porque os modos magnéticos se acoplam aos

Pesquisadores	Termo de amortecimento	$\Delta H$
Landau - Lifshitz	$-\frac{\lambda}{M_s^2} \mathbf{M} \times (\mathbf{M} \times \mathbf{H})$	$\frac{2H_0}{ \gamma M_s} \lambda$
Landau - Lifshitz -Gilbert	$\frac{\alpha}{M_s} \mathbf{M} \times \frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t}$	$2H_0 \alpha$
Bloch - Bloembergen	$-M_{x,y}/T_2 \mathbf{e} - (M_z - M_s)/T_1$	$\frac{2}{ \gamma T_2}$

Figura 6: Expressões mais comuns para o termo de amortecimento e a largura de linha  $\Delta H$  encontrada utilizando-se estes termos de amortecimento na equação dinâmica da magnetização [10].

modos não magnéticos, aos elétrons orbitais e vibrações da rede, permitindo que a energia seja transferida.

Os mecanismos de amortecimento da precessão dos spins, que contribuem para a largura de linha, estão divididos em duas classes: efeitos extrínsecos, que são devidos a imperfeições e inomogeneidades da amostra; e efeitos intrínsecos, que originam-se das interações entre os modos magnéticos e não magnéticos de um sistema.

A FMR é uma técnica apropriada para a abordagem deste problema, pois permite quantificar a taxa de amortecimento do modo uniforme de um material através da medida da largura de linha de ressonância. A linha alarga com o aumento das perdas energéticas, deste modo, a largura de linha é uma medida direta das perdas associadas à ressonância. Este tipo de medida reflete tanto as contribuições intrínsecas quanto as extrínsecas, conforme serão detalhadas a seguir.

## 2.2.1 Mecanismos de amortecimento intrínsecos

O mecanismo intrínseco vem do amortecimento de Gilbert e contribuições associadas com os procedimentos de medida (inomogeneidades no campo  $rf$  [11] e correntes parasitas [12]).

### 2.2.1.1 Amortecimento de Gilbert

O termo de amortecimento de Gilbert é um efeito de amortecimento intrínseco sempre presente na relaxação da magnetização, mesmo em uma amostra perfeita. Este efeito é

devido às interações de troca e ao acoplamento spin-órbita [11], onde estas, por sua vez, dão origem ao magnetismo.

No trabalho de Suhl [13] sobre ressonância ferromagnética foi obtida a relação de campo com a largura de linha e, em termos da frequência ( $\Delta f_R^G$ ), pode ser expressa como:

$$\Delta f_R^G = \frac{\gamma\alpha}{2\pi} [2H + 4\pi M_s - H_K], \quad (2.9)$$

onde  $M_s$  é a magnetização de saturação e  $H_k$  o campo de anisotropia circunferencial que é ortogonal ao campo aplicado.

## 2.2.2 Mecanismos de amortecimento extrínsecos

Os mecanismos extrínsecos de amortecimento tem sua origem nas inhomogeneidades das intensidades do campo de anisotropia e/ou na orientação de seu eixo [8] além do espalhamento de magnons [9].

### 2.2.2.1 Ressonâncias locais

As contribuições locais de ressonância são provenientes da dispersão de anisotropia e o acoplamento de magnons. Qualquer dispersão da anisotropia apresentada pela amostra proporciona a origem de ressonâncias locais. Como partes diferentes da amostra podem apresentar diferentes campos de anisotropia, estas porções ressoariam em frequências diferentes para o mesmo campo aplicado, resultando em um alargamento da linha de FMR [14]. Assumindo que as relações de dispersão de ressonância ferromagnética de um material com uma anisotropia uniaxial ortogonalmente alinhada ao campo aplicado podem ser descritas pelas relações de Kittel [16], o alargamento da linha de ressonância associada com a dispersão na amplitude de ressonância ( $\Delta f_R^K$ ) pode ser descrito da seguinte forma:

$$\Delta f_R^K = \frac{\Delta H_K}{f_R} \left( \frac{\gamma}{2\pi} \right)^2 (H - H_K + 2\pi M_s), \quad \text{para } H > H_K, \quad (2.10)$$

obtida a partir da derivada em frequência da relação de Kittel, tem-se:

$$f_R = \mu_0 \gamma \sqrt{(H + H_K)(H + H_K + M_s)}, \quad (2.11)$$

onde  $\gamma$  é o fator giromagnético,  $H_K$  é o campo de anisotropia e  $M_s$  é a magnetização de saturação.

### 2.2.2.2 Espalhamento de magnons

Em um experimento de FMR, na frequência de ressonância a um determinado campo aplicado é assumido que todos os spins da amostra precessam em um modo uniforme com o vetor de onda  $\mathbf{k} = 0$ . Entretanto, inhomogeneidades na amostra podem espalhar um magnon de frequência  $f$  e  $\mathbf{k} = 0$ , e outro com a mesma frequência  $f$  mas com  $\mathbf{k} \neq 0$ , resultando em uma contribuição adicional para a largura de linha de FMR [15].

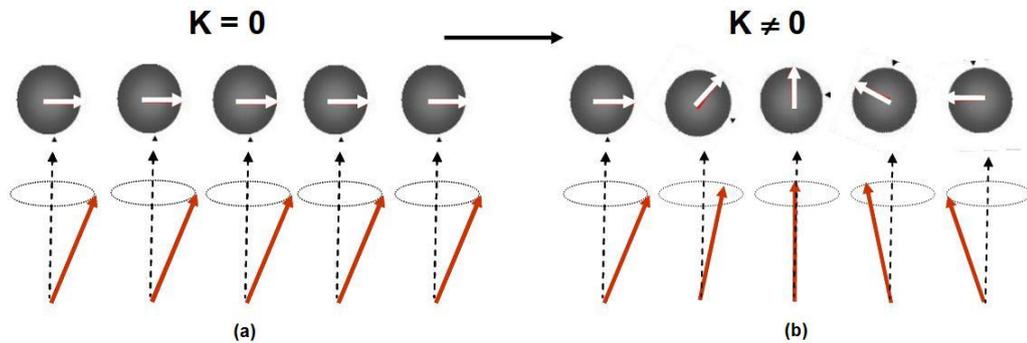


Figura 7: (a) Modo uniforme de precessão, onde os momentos precessionam em fase; e (b) modo não-uniforme, onde a precessão é defasada. A frequência de precessão em ambos os modos é a mesma [10].

Uma análise completa da largura de linha de FMR para descrever a relação de dispersão de magnons e saber cada contribuição das inhomogeneidades para o espalhamento, aplicado em filmes, foi apresentado por Arias e Mills [17]. Os autores descrevem a relação de dispersão considerando interações dipolar, Zeeman, de troca e energias de anisotropia de superfície. Alguns elementos de dispersão, como ilhas retangulares e poços, foram considerados com um tamanho característico pequeno quando comparado com o comprimento de onda dos magnons envolvidos.

Apesar de que as contribuições para o espalhamento de magnons para a largura de linha FMR possam ser calculadas para este caso particular de filmes finos, Arias e Mills [17] afirmam que a assinatura da dispersão de magnons é um termo proporcional a  $\sin^{-1} \left[ \sqrt{H/(B + H_K)} \right]$ , que tem sua origem na natureza da dispersão das ondas de spin e não é influenciado pelos detalhes da matriz de dispersão. A expressão seguinte é utilizada para ajustar os dados:

$$\Delta f_R^{MS} = \gamma P_A(f) \Gamma_{EX}(H) \sin^{-1} \sqrt{\left( \frac{H - H_K}{H + 4\pi M_S - 2H_K} \right)}, \quad (2.12)$$

onde o termo  $P_A(f) = \sqrt{1 + (|\gamma| \mu_0 M_S / 4\pi f)^2}$  é um fator de conversão da largura de linha em campo obtida em [17] para frequência [18], que será usada nesse trabalho, para um filme com o eixo fácil no plano.  $\Gamma_{EX}$  é um parâmetro que quantifica a intensidade de espalhamento de magnon. Como é fracamente dependente do campo [17] será considerado constante nesse trabalho.

## 3 MAGNETOIMPEDÂNCIA E LARGURA DE LINHA

De maneira simplificada pode-se entender o efeito da magnetoimpedância como a variação da impedância de uma amostra quando submetida simultaneamente a uma corrente alternada e um campo magnético externo. O fenômeno tem um embasamento clássico e pode ser explicado mediante a solução simultânea das equações de Maxwell e da equação de Landau-Lifshitz.

### 3.1 Efeito magnetoimpedância

O efeito magnetoimpedância consiste de grandes variações da impedância de um condutor magnético, percorrido por uma corrente alternada, quando a amostra é magnetizada [19]. Dependendo basicamente da frequência da corrente alternada e do estado magnético da amostra estudada. Experimentalmente, a medida de impedância  $Z$  é obtida através da razão entre a tensão  $V$  induzida nos extremos da amostra e corrente elétrica alternada  $I$  que passa através da amostra [20].

O fenômeno da magnetoimpedância é explicado a partir das mudanças na impedância complexa  $Z = R + iX$  dos materiais, baseado fundamentalmente na eletrodinâmica clássica.

#### 3.1.1 Cálculo da impedância para um condutor cilíndrico

Em termos gerais, a impedância é definida pela razão entre os campos elétrico ( $\mathbf{E}$ ) e magnético ( $\mathbf{B}$ ) no material. Deste modo, para obtermos uma expressão para a impedância precisamos determinar esses dois campos [21].

Para calcularmos a impedância de um condutor cilíndrico é necessário fazer uma aproximação conforme a equação 3.1. Pois ao passar uma corrente elétrica ( $I$ ) por um fio ocorre a produção de um campo magnético que pode magnetizar o material segundo essa

direção,

$$B_\phi = \mu_\phi H_\phi. \quad (3.1)$$

Esta aproximação será válida se considerarmos  $H_\phi \cong 0$ , ou, no caso da medida de  $Z$ , para uma corrente ( $I$ ) baixa o suficiente. Assim, o campo terá simetria cilíndrica e permitirá trabalhar apenas com a permeabilidade circunferencial do material ( $\mu_\phi$ ).

O fenômeno tem um embasamento clássico e os cálculos de impedância para um condutor cilíndrico foram originalmente apresentados no livro de Landau e Lifshitz [22], onde a impedância de um fio percorrido por uma corrente oscilante de amplitude  $I_0$  e frequência  $f$  é calculada através das equações de Maxwell para o magnetismo:

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \quad (3.2)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0, \quad (3.3)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J}, \quad (3.4)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = 0, \quad (3.5)$$

onde  $\mathbf{J}$  é a densidade de corrente relacionada ao campo elétrico  $\mathbf{E}$  pela lei de Ohm microscópica:

$$\mathbf{J} = \sigma \mathbf{E}, \quad (3.6)$$

sendo  $\sigma$  a condutividade do material.

Substituindo a expressão (3.1) em (3.2) e tomando o rotacional da mesma considerando (3.4), obtemos:

$$\nabla \times (\nabla \times \mathbf{E}) = -\mu_\phi \frac{\partial \mathbf{J}}{\partial t}. \quad (3.7)$$

Fazendo o uso da identidade vetorial:

$$\nabla \times (\nabla \times \mathbf{E}) = \nabla \cdot (\nabla \cdot \mathbf{E}) - \nabla^2 \mathbf{E}, \quad (3.8)$$

obtem-se a seguinte expressão para o campo elétrico:

$$\nabla^2 \mathbf{E} = \sigma \mu_\phi \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}. \quad (3.9)$$

Considerando o comprimento da amostra como sendo  $l \ll \lambda (= c/f)$ , onde  $\lambda$  é o comprimento da onda associada à frequência da corrente de sonda e grande o suficiente para desprezar efeitos de bordas, podemos afirmar que:

$$E_r = E_\phi = 0 \quad \text{e} \quad E_z = E_z(r). \quad (3.10)$$

Considerando que  $\mathbf{E}$  está associado à corrente de medida  $I$ , periódica e de frequência angular  $\omega$ , tem-se:

$$\mathbf{E} = E_0 e^{-i\omega t} \hat{e}_z, \quad (3.11)$$

então:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial r} \right) + i\sigma \mu_\phi \omega \mathbf{E} = 0. \quad (3.12)$$

Definindo as quantidades:

$$k^2 = i\sigma \omega \mu_\phi = \frac{i}{\delta_m^2} \quad \text{e} \quad \delta_m = \frac{1}{\sqrt{\sigma \omega \mu_\phi}}, \quad (3.13)$$

onde  $\delta_m$  é chamado profundidade de penetração magnética e representa a região da amostra na qual flui a corrente  $I$ . Resta-nos então resolver a seguinte equação:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial r} \right) + k^2 \mathbf{E} = 0, \quad (3.14)$$

reconhecida como a equação de Bessel de ordem zero e cuja a solução geral é:

$$E(kr) = A J_0(kr) e^{-i\omega t}, \quad (3.15)$$

onde  $A$  é uma constante a ser determinada através das condições de contorno e  $J_0$  é a função de Bessel de ordem zero.

Como o campo magnético é aquele associado à corrente de medida,  $H = H_\phi$  e pode ser determinado pela lei de Ampère. Através da lei de Faraday (3.2) chegamos a seguinte representação:

$$(\nabla \times \mathbf{E})_\phi = -\mu_\phi \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} = \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial r}. \quad (3.16)$$

Logo:

$$-\frac{\partial \mathbf{E}}{\partial r} = i\mu_\phi H_\phi. \quad (3.17)$$

Sabendo que:

$$\frac{\partial J_0}{\partial u} = -\frac{\partial J_1}{\partial u}, \quad (3.18)$$

chega-se a:

$$H_\phi(kr) = -i \frac{Ak}{\mu_\phi \omega} J_1(kr) e^{-i\omega t}. \quad (3.19)$$

Para determinarmos a constante  $A$  basta aplicarmos a lei de Ampère ao fio, ou seja:

$$\oint \mathbf{H} \cdot d\mathbf{l} = I. \quad (3.20)$$

Sendo  $a$  o raio do fio, em sua superfície teremos:

$$H_\phi = \frac{I}{2\pi a}. \quad (3.21)$$

Finalmente, o campo elétrico pode ser reescrito como:

$$E_z = i \frac{\omega \mu_\phi I}{2\pi a} \frac{J_0(ka)}{J_1(ka)}. \quad (3.22)$$

Deste modo, temos todos os argumentos necessários para calcular a impedância do fio. Sabemos que a força eletromotriz está relacionada à corrente que flui através do fio na forma:

$$\epsilon = Z(\omega)I, \quad (3.23)$$

onde  $Z(\omega)$  é impedância do fio medida a frequência  $\omega$ .

Pela lei da conservação da energia sabemos que a potência dissipada no interior do condutor deve ser igual ao fluxo total, em módulo, do vetor de Poyting através da superfície do material, ou seja:

$$\epsilon I = E_z H_\phi 2\pi a l, \quad (3.24)$$

onde  $l$  é o comprimento da amostra. Obtemos então:

$$\epsilon = \frac{2\pi a l}{I} E_z H_\phi, \quad (3.25)$$

e, substituindo a equação 3.21 em 3.25 temos:

$$\epsilon = E_z l = Z(\omega) I, \quad (3.26)$$

de onde obtemos:

$$Z(\omega) = \frac{E_z l}{I} \quad (3.27)$$

Substituindo as expressões para os campos, 3.21 e 3.22 em 3.25, temos:

$$Z(\omega) = i \frac{\omega \mu_\phi l}{2\pi a k} \frac{J_0(ka)}{J_1(ka)} = \frac{1}{2\pi a} \frac{kl}{\sigma} \frac{J_0(ka)}{J_1(ka)}. \quad (3.28)$$

Como a resistência de um material está relacionada com sua resistividade ( $\rho = 1/\sigma$ ) e às dimensões da amostra, podemos obter a expressão final para a impedância de um fio, medida a uma frequência  $\omega$ :

$$Z = \frac{1}{2} R_{DC} k a \frac{J_0(ka)}{J_1(ka)}. \quad (3.29)$$

Como pode ser visto na figura 8, essa expressão, de um modo geral, para uma permeabilidade independente da frequência, mostra que para baixas frequências a parte real  $Re\{Z\}$  é praticamente constante, enquanto a parte imaginária  $Im\{Z\}$  cresce linearmente com a frequência. Já para frequências suficientemente altas ambas as componentes de  $Z$  crescem proporcionalmente a  $\sqrt{f}$ .

### 3.1.2 Permeabilidade e regime de frequências

O principal objetivo de um modelo para a magnetoimpedância é determinar uma expressão para a permeabilidade, que descreva determinado sistema introduzindo processos

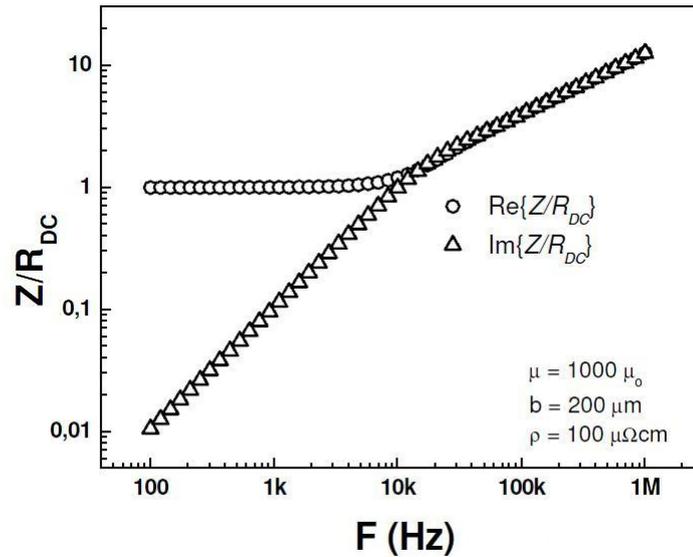


Figura 8: Evolução das partes real e imaginária da impedância ( $Z$ ) em função da frequência ( $\omega$ ) [21].

de magnetização na definição de  $\mu_\phi$  e levando em consideração o movimento das paredes de domínios, a rotação da magnetização, relaxações e fenômenos de ressonância.

Para representar os efeitos da magnetoimpedância em diferentes faixas de frequência são necessário modelos distintos. Pois a profundidade de penetração magnética depende da frequência da corrente usada para excitar a amostra, além da permeabilidade. Para frequências muito baixas a profundidade de penetração calculada pode se tornar maior do que as dimensões transversais da amostra, até mesmo se o material possuir uma alta permeabilidade magnética. No caso de frequências muito altas a corrente fluirá por uma região muito próxima da superfície do fio. Em virtude disso, é importante classificar o efeito da magnetoimpedância no regime de frequências no qual se realizam as medidas. Entretanto, podem ocorrer alterações nessas classificações, uma vez que a frequência que limita cada regime depende principalmente das dimensões do material e do campo magnético externo. Sendo assim, os três regimes de frequência são classificados:

- (i) *Regime de baixas frequências* ( $\delta_m \gg a$ ), de zero a cerca de 1 MHz: Neste regime de frequências o efeito magnetoindutivo é predominante, ocorrem fortes mudanças da permeabilidade magnética efetiva causada por um campo magnético estático. Neste caso, o movimento das paredes de domínio e a rotação da magnetização contribuem para a permeabilidade circunferencial [23, 11].
- (ii) *Regime de frequências intermediárias* ( $\delta_m \approx a$ ), cerca de 1MHz a algumas centenas de MHz: Neste regime, as paredes de domínio já estão fortemente amortecidas por

correntes parasitas e somente a rotação da magnetização contribui para a MI. É neste regime de frequências que a magnetoimpedância é geralmente estudada [11].

(iii) *Regime de altas frequências* ( $\delta_m \ll a$ ), da ordem de GHz: A rotação da magnetização é fortemente influenciada pelo efeito giromagnético e o relaxamento ferromagnético. Os valores máximos de impedância são deslocadas para campos mais altos, onde as amostras já estão magneticamente saturadas. Fortes mudanças na profundidade de penetração magnética são causadas pelos mesmos mecanismos da ressonância ferromagnética [11].

Através destes modelos, conhecendo a permeabilidade das amostras estudadas é possível determinar sua impedância. No entanto, a quantidade do ponto de vista da análise dos materiais é a permeabilidade e a quantidade mensurável é a impedância complexa. Assim, utiliza-se a relação entre ambas para extrair a permeabilidade de uma medida de impedância.

Considerando uma medida de  $Z(f) = R + iX$  em um campo magnético ( $DC$ ) fixo, a única quantidade que varia, além da frequência, é a permeabilidade transversal. Desta forma, a derivada da frequência de  $Z(f)$  deve ser proporcional à permeabilidade transversal, que pode ser dividida em suas componentes real e imaginária [24]. Neste caso, para um condutor cilíndrico é demonstrado da seguinte forma [10]:

No limite de  $I_{ac} \rightarrow 0$  e  $l \ll \lambda$  a impedância de um condutor cilíndrico é descrita pela expressão:

$$Z = \frac{1}{2} R_{DC} k a \frac{J_0(ka)}{J_1(ka)}. \quad (3.30)$$

Então:

$$\frac{dZ}{d\omega} = \frac{dZ}{dka} \frac{dka}{d\omega}, \quad (3.31)$$

onde

$$\frac{dZ}{dka} = R_{DC} \frac{J_0(ka)}{J_1(ka)} - \frac{R_{DC} k a}{2} - \frac{1}{2} R_{DC} k a \frac{J_0^2(ka)}{J_1^2(ka)} \quad (3.32)$$

e

$$\frac{kaZ}{d\omega} = \frac{ka}{2\omega}. \quad (3.33)$$

Substituindo as expressões (3.34) e (3.33) em (3.31) obtemos:

$$\frac{dZ}{dka} = R_{DC} \frac{ka}{2\omega} \frac{J_0(ka)}{J_1(ka)} - (ka)^2 \frac{R_{DC}}{4\omega} - (ka)^2 \frac{R_{DC}}{4\omega} \left( \frac{J_0(ka)}{J_1(ka)} \right)^2. \quad (3.34)$$

Assim, uma expressão para a permeabilidade pode ser obtida em termos da impedância medida:

$$\mu = -\frac{4\pi}{il} \left[ \frac{dZ}{d\omega} - \frac{Z}{\omega} \left( 1 - \frac{Z}{R_{DC}} \right) \right]. \quad (3.35)$$

Sendo  $Z = R + iX$  podemos separar a expressão (3.35) em duas expressões distintas, que representarão as componentes real e imaginária da permeabilidade, respectivamente:

$$Re \{ \mu \} = \frac{4\pi}{l} \left[ -\frac{dX}{d\omega} + \frac{X}{\omega} + \frac{2XR}{\omega R_{DC}} \right] \quad (3.36)$$

e

$$Im \{ \mu \} = \frac{4\pi}{l} \left[ \frac{dR}{d\omega} - \frac{R}{\omega} + \frac{(R^2 - X^2)}{\omega R_{DC}} \right] \quad (3.37)$$

, onde  $\mu = \mu_r \mu_0$ , sendo  $\mu_r$  a permeabilidade relativa.

Como demonstrado anteriormente, podemos determinar o espectro em frequências da permeabilidade a partir da derivada do espectro em frequências da impedância medido a um campo fixo, de acordo com as equações (3.36) e (3.1.2). Este procedimento pode ser verificado na figura 9. Finalmente, a partir do espectro da permeabilidade em frequência para um conjunto de valores de campo, pode-se obter um gráfico da largura de linha em frequência em função do campo aplicado. Os gráficos assim obtidos são analisados a fim de determinar as contribuições dos diferentes termos de amortecimento nas amostras sob análise.

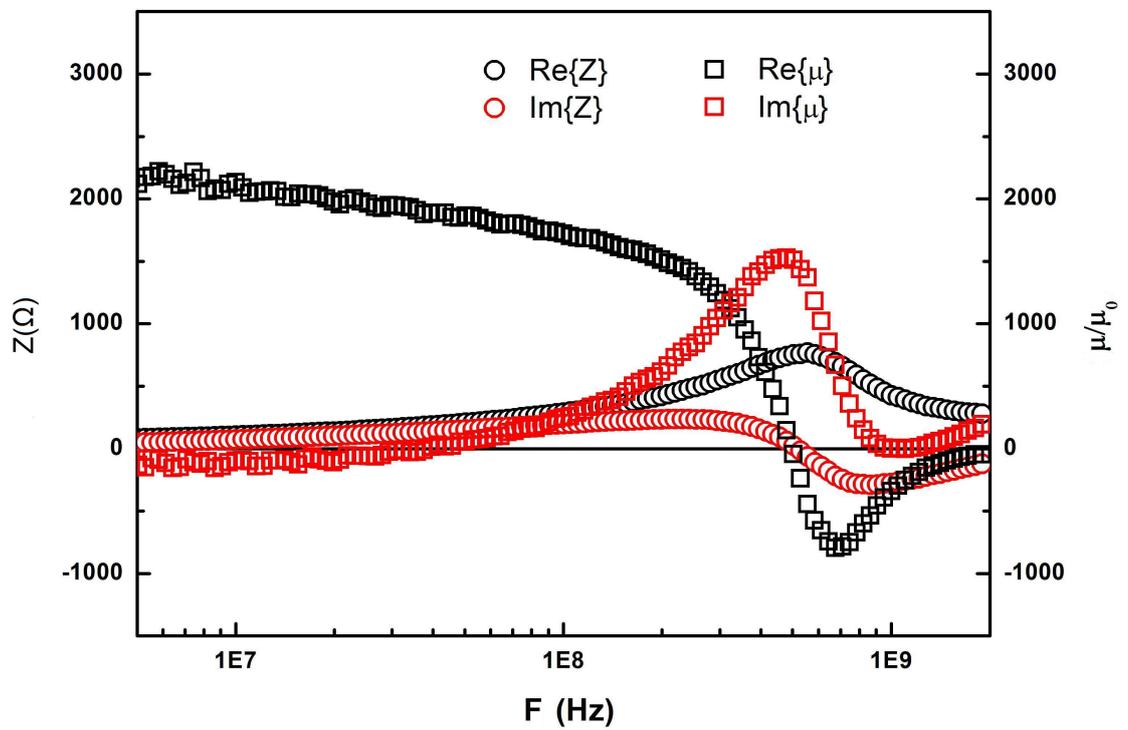


Figura 9: Espectro de impedância e da permeabilidade em função da frequência. Resultados obtidos para um microfio de  $Co_{68,25}Fe_{4,5}Si_{12,25}B_{15}$  com tratamento térmico (corrente DC 26,5 mA,  $250^{\circ}C$ ) e campo aplicado de 6,26 Oe .

## 4 MATERIAIS AMORFOS

O primeiro desenvolvimento de metais amorfos, ou vidros metálicos, como foram chamados originalmente, ocorreu no início dos anos sessenta, quando Klement e colaboradores [25] produziram uma estrutura metálica amorfa através de um resfriamento rápido de uma fase líquida.

Se um material na fase líquida é resfriado lentamente, de modo que a energia cinética de suas moléculas é também reduzida lentamente, os átomos ou íons podem se arranjar em uma forma cristalina regular, produzindo o maior número possível de ligações, minimizando a energia potencial. No entanto, se o líquido é resfriado rapidamente, de modo que sua energia interna é removida antes de as moléculas se arranjam, o sólido formado, em geral, não é cristalino, mas terá a aparência instantânea de um líquido. Este tipo de sólido é conhecido como sólido amorfo [26].

Os sistemas magnéticos amorfos exibem uma variedade de fenômenos que, em geral, não são observados em magnetos cristalinos. Estas estruturas são caracterizados por não apresentarem um ordenamento atômico de longo alcance. Entretanto, podem existir unidades que apresentam ordem de curto alcance, orientadas aleatoriamente. Esta ausência de ordem cristalina de longo alcance ocasiona a estes materiais comportamento magnético macio, ou seja, apresentam baixa coercividade, alta permeabilidade magnética e baixas perdas de histerese magnética.

As aplicações de metais amorfos são baseados em características como [27]:

- ausência de anisotropia magnetocristalina: tal anisotropia associada com a simetria cristalina não aparece no estado amorfo – esta característica está intimamente relacionada com a permeabilidade magnética elevada e a força coerciva pequena;
- fácil preparação de ligas com magnetostricção zero, em diferentes composições;
- alta resistividade cristalina – a resistividade dos metais amorfos é maior do que os materiais cristalinos, o que reduz as perdas por correntes parasitas;
- ausência de contornos de grãos – isto elimina o ruído magnético nos contornos de grão; e

- dureza e rigidez mecânica elevadas – ligas amorfas podem ser usinadas com alta precisão.

Em razão da inexistência de ordem posicional de longo alcance, espera-se que as propriedades magnéticas de amorfos sejam isotrópicas. Entretanto, uma certa anisotropia pode ser originada pelos métodos de preparação dos materiais, ou por ordem atômica de curto alcance [28].

## 4.1 Microfios amorfos

A ideia inicial da preparação de fios originou-se em um estudo feito por Taylor em 1924 [29], quando ele obteve uma série de fios metálicos cristalinos recobertos por vidro, incluindo Fe, Cu, Al, Ag, Au e Sn. Em 1974 Wiesner e Schneider [30], pela primeira vez, produziram microfios amorfos recobertos por vidro (MARV) com diâmetro do núcleo metálico entre 10 e 20  $\mu\text{m}$ , utilizando o método de *glass-coated melt spinning*.

Com o aperfeiçoamento das técnicas de produção, hoje já é possível obter MARV com diâmetro do núcleo metálico variando entre 2 e 50  $\mu\text{m}$  e a espessura do revestimento de vidro variando entre 2 e 15  $\mu\text{m}$  [31]. A figura 10 faz uma representação esquemática de um MARV, com suas dimensões típicas para o núcleo metálico e para o revestimento de vidro. Desde então, muitas pesquisas relacionadas à preparação e às propriedades dos microfios são realizadas. Alguns trabalhos nesta área visam a aplicação tecnológica, como é o caso de protótipos de sensores magnéticos baseados em MARV que foram desenvolvidos e apresentados por Vázquez [32] e Zhukov [33].

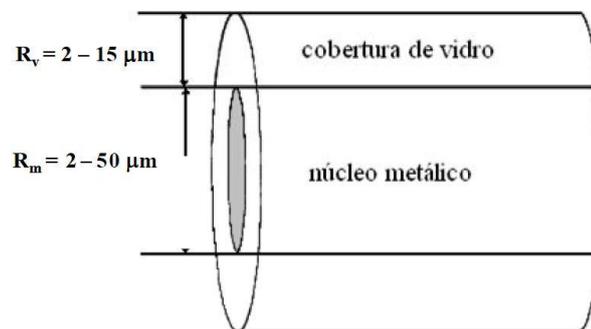


Figura 10: Representação esquemática de um MARV com suas dimensões típicas.

### 4.1.1 Técnica de fabricação de microfios revestidos por vidro

Os microfios amorfos recobertos por vidro são produzidos utilizando a técnica de *glass-coated melt spinning*. A ideia básica deste método foi inicialmente proposta por Taylor em 1924 e posteriormente melhorado por Ulitovski e Vagner [34], deste então, passou a ser chamado de Método de Taylor–Ulitovski.

O método de fabricação destas estruturas magnéticas na forma de fio, esquematizado na figura 11, consiste em colocar uma liga metálica no interior de um tubo de vidro com uma das extremidades fechada. O interior deste tubo é mantido numa atmosfera inerte a fim de evitar oxidação da liga metálica. Abaixo deste tubo um aquecedor por indução, com alta intensidade magnética e alta frequência, funde quase que simultaneamente o metal e o vidro. O fio é extraído através de um sistema mecânico e em seguida é resfriado por um jato de água que solidifica o material fundido ainda em sua fase amorfa. O diâmetro do núcleo metálico depende principalmente da velocidade em que o microfio é extraído [34].

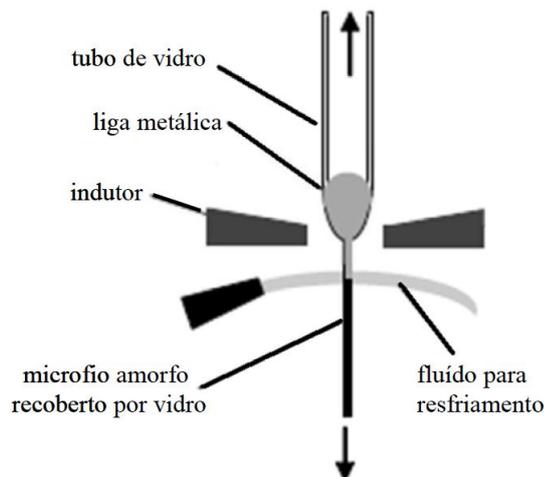


Figura 11: Representação esquemática da técnica de fabricação do microfio pelo método de Taylor-Ulitovisky [34]

Do ponto de vista das correlações entre as propriedades do metal e do vidro, há também um número de fatores que devem ser considerados [34]:

- a temperatura de trabalho do vidro deve ser maior do que o ponto de fusão da liga metálica empregada, mas abaixo do seu ponto de ebulição;
- o coeficiente de expansão térmica do vidro deve ser aproximadamente igual ou ligeiramente menor do que o do metal, caso contrário, as tensões geradas durante o

processo de resfriamento podem ser suficientemente altas para fragmentar o vidro, impedindo a fabricação de um fio contínuo;

- a viscosidade do revestimento do vidro deve atingir um valor suficientemente alto antes da solidificação do metal, no entanto se o metal for solidificado e o vidro continuar a se estender podem ocorrer fraturas no fio, ocasionando seu rompimento;
- reações químicas entre o metal e o vidro, bem como aquelas entre o metal e a atmosfera dentro do tubo de vidro, devem ser insignificantes.

Através deste processo, levando em consideração as propriedades que influenciam a fabricação destas estruturas, obtém-se um microfio amorfo recoberto por vidro, conforme a figura 12.

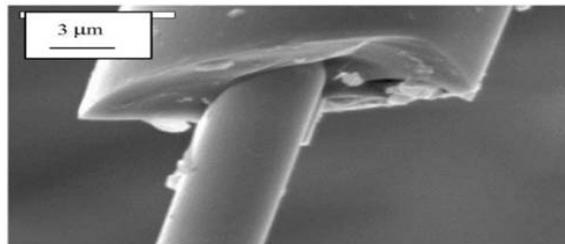


Figura 12: Imagem real de um microfio amorfo recoberto por vidro [35].

## 4.2 Anisotropias magnéticas em materiais amorfos

Em razão da inexistência de ordem posicional de longo alcance, é esperado que as propriedades magnéticas de amorfos sejam isotrópicas. Contudo, nos materiais amorfos, há sempre uma certa anisotropia fazendo com que a direção da magnetização espontânea esteja ao longo do chamado eixo fácil de magnetização [20]. Esta anisotropia pode ser originada pelos métodos de preparação dos materiais ou por ordem atômica de curto alcance. Anisotropia magnética pode ser entendida como a dependência da direção da magnetização espontânea em função da energia interna armazenada em um material [36].

Os materiais amorfos, como é o caso dos MARV, foram produzidos com o propósito de evitar a cristalização, a partir da solidificação ultra rápida da fase líquida. No entanto, uma característica importante destas estruturas é a possibilidade de manipular suas propriedades magnéticas através da indução de anisotropias ou pelo fornecimento de energia externa (forno ou aquecimento Joule).

Estas estruturas são caracterizados por não apresentarem um ordenamento atômico de longo alcance, em decorrência disto, ocorre ausência de anisotropia magnetocristalina. E devido ao acoplamento entre as tensões internas e a magnetostricção temos a anisotropia magnetoelástica, também conhecida como anisotropia magnetostrictiva. A seguir, são apresentadas as anisotropias com maior contribuição nos microfios amorfos recobertos por vidro.

### 4.2.1 Anisotropia magnetoelástica

A anisotropia magnetoelástica que surge a partir do acoplamento entre as tensões internas e a magnetoestricção determinam o comportamento magnético dos MARVs.

Uma amostra de um material magnético muda sua dimensão à medida que é magnetizada, este fenômeno é chamado de magnetostricção. Em termos gerais a magnetostricção é a ocorrência de variações na deformação mecânica de uma amostra magnética devido a mudanças no grau de magnetização, ou na direção de magnetização [37].

A magnetostricção é definida quantitativamente como a deformação linear relativa:

$$\lambda = \frac{\Delta l}{l_0}, \quad (4.1)$$

onde  $\Delta l = l - l_0$  é a variação na dimensão linear  $l$  da amostra.

Supondo que uma tensão mecânica  $\sigma$  é aplicada a unidade cúbica, como na figura 13, e que a magnetização de saturação  $M_s$  é inicialmente paralela a tensão. Em seguida,  $M_s$  gira através de um ângulo  $\theta$ , afastando-se de sua posição inicial. Com isso, o material irá se contrair ao longo do eixo de tensão porque  $\lambda_\theta$  é menor que  $\lambda_{s,i}$ . Essa contração, na presença de uma tensão de tração, significa que o trabalho é feito no material. Este trabalho é armazenado no material como energia magnetoelástica e é dado por  $dE_{me} = -\sigma d\lambda$  para uma rotação infinitesimal de  $M_s$  [36]. Portanto,

$$\int_0^{E_{me}} dE_{me} = -\sigma \int_{\lambda_{s,i}}^{\lambda_\theta} d\lambda \quad (4.2)$$

Para um material isotrópico, como o caso de materiais amorfos, chega-se a:

$$E_{me} = -\sigma \left[ \frac{3}{2} \lambda_{si} \left( \cos^2 \theta - \frac{1}{3} \right) - \lambda_{si} \right] \quad (4.3)$$

$$E_{me} = \frac{3}{2} \lambda_{si} \sigma \sin^2 \theta \quad (4.4)$$

Esta forma da equação estabelece que a energia magnetoelástica é zero quando  $M_s$  e  $\sigma$  são paralelos e que aumenta para um máximo de  $3/2 \lambda_{si} \sigma$  quando estão em ângulos retos, desde que  $\lambda_{si} \sigma$  sejam positivos. Se essa quantidade for negativa, o mínimo de energia ocorre quando  $M_s$  e  $\sigma$  são perpendiculares.

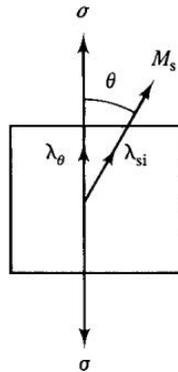


Figura 13: Cubo unitário de material com magnetoestricção isotrópica [36].

Tensionando ou comprimindo um material magnético pode produzir uma mudança na sua direção de magnetização preferencial, que se manifesta em sua curva de magnetização (figura 14). Se  $\lambda_s$  for positivo, será fácil magnetizar o material na direção em que a tensão mecânica for aplicada ( $\sigma > 0$ ). Por outro lado, se  $\lambda_s$  for negativo, o eixo fácil de magnetização será transversal a direção de aplicação da tensão mecânica. Situações opostas ocorrem quando compressão mecânica ( $\sigma < 0$ ) é aplicada sobre a amostra [38].

A existência de um efeito de anisotropia magnetoelástica implica na existência do acoplamento entre a direção de magnetização e a tensão mecânica. Este tipo de acoplamento é extremamente importante na formação da estrutura de domínios em microfios amorfos recobertos por vidro. Devido ao processo de fabricação destas estruturas a magnitude das tensões internas é muito elevada, decorrentes principalmente de suas pequenas dimensões, da cobertura de vidro e da diferença no coeficiente de expansão térmico do vidro e da liga metálica.

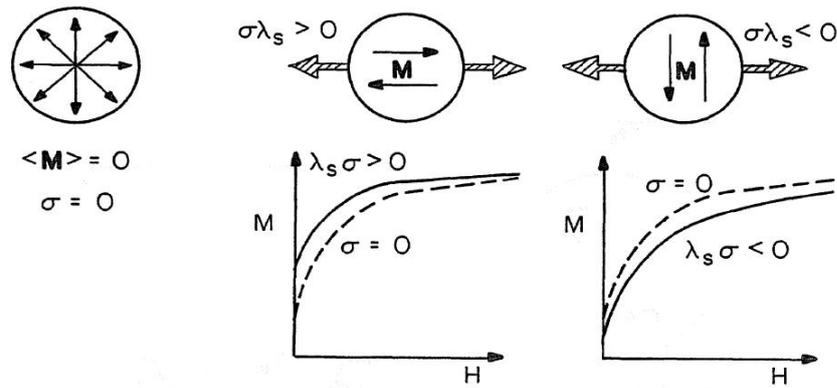


Figura 14: Dependência da magnetização com a direção de aplicação de uma tensão mecânica externa e o sinal da magnetostricção [38].

## 4.2.2 Anisotropia magnetoestática

A anisotropia magnetoestática está associada a energia do material magnetizado e sua dependência com a forma e dimensões da amostra. A energia do material magnético, levado à saturação pela aplicação de um campo  $\mathbf{H}_{ext}$  de amplitude crescente, permanecerá, em geral, com uma certa magnetização, ao ser removido esse processo [37].

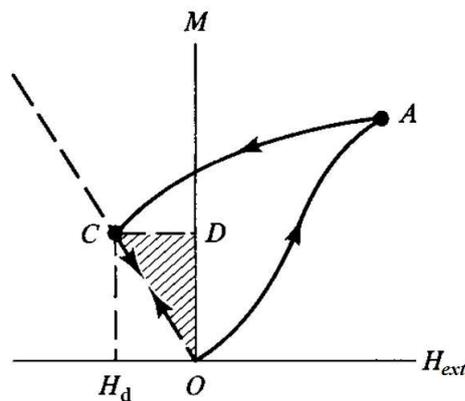


Figura 15: A região hachurada representa a energia magnetostática de um material magnetizado em campo aplicado nulo [36].

A fim de tratar a anisotropia de forma quantitativa, temos uma expressão para a energia magnetostática  $E_{ms}$  de um corpo permanentemente magnetizado no campo aplicado nulo. Se um corpo é magnetizado por um campo aplicado a um certo nível  $A$  (figura 15) e o campo aplicado é então removido, a magnetização irá diminuir para  $C$  sob a ação do campo de desmagnetização  $H_d$ . A energia armazenada  $E_{ms}$  é igual a área hachurada  $OCD$  e está associada com o campo de desmagnetização. A energia magnetostática é dada pela expressão [36]:

$$E_{ms} = \frac{1}{8\pi} \int H_d^2 dv \quad (SI),$$

*to*

$$(4.6)$$

onde  $dv$  é um elemento de volume e a integração é feita sobre todo o material. A distribuição de  $H_d$  no espaço raramente é conhecida com precisão e, mesmo quando é, a avaliação desta integral seria difícil. É mais fácil calcular a área do triângulo  $OCD$  na figura 15:

$$E_{ms} = \frac{1}{2} H_d M, \quad (4.7)$$

onde  $M$  é o nível de magnetização no ponto  $C$ . Como  $\mathbf{H}_d$  é antiparalelo a  $\mathbf{M}$  esta energia pode ser escrita da seguinte forma:

$$E_{ms} = -\frac{1}{2} \mathbf{H}_d \cdot \mathbf{M}. \quad (4.8)$$

### 4.3 Estrutura de domínios e distribuição de tensões em MARV

Em microfios amorfos a energia magnetoelástica domina a formação da estrutura de domínios e o comportamento magnético dos fios. A presença da cobertura de vidro na sua fabricação leva a indução de tensões no material, principalmente pela diferença entre o coeficiente de expansão térmica do vidro e da liga metálica. A anisotropia magnetoelástica que surge a partir do acoplamento entre as tensões internas e a magnetoestricção determinam o comportamento magnético destes materiais [39].

Chiriac e colaboradores [40, 34] apresentam uma descrição da estrutura de domínios e tensões em microfios amorfos. A energia total, cuja minimização determina a formação da estrutura de domínio magnético é dada por:

$$E = E_{me} + E_d, \quad (4.9)$$

onde  $E_{me}$  é o termo da energia magnetoelástica e  $E_d$  da energia de desmagnetização. Para fios suficientemente longos podemos desprezar o segundo termo da energia, sendo que a estrutura de domínios é dada somente pela minimização de  $E_{me}$ . Assim, o conhecimento das distribuições de tensões internas torna-se necessário, a fim de estabelecer a estrutura de domínio nos fios.

As tensões totais armazenadas são calculadas adicionando as diferentes componentes de tensões induzidas durante a fabricação dos MARV: as tensões induzidas nos processos de extração do microfio, solidificação da liga metálica e do vidro; e, devido à diferença entre os coeficientes de expansão térmica do metal e vidro [40]. As componentes das distribuições das tensões internas do microfio em função do raio, calculadas por Chiriac, podem ser vistas na figura 16.

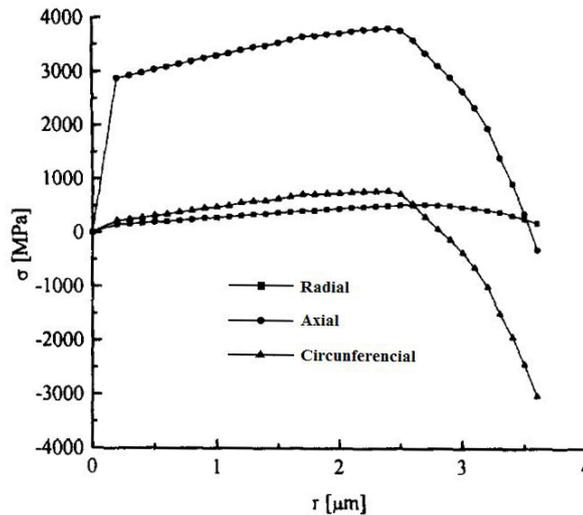


Figura 16: Distribuição das tensões internas de um MARV de FeSiB, com raio metálico de  $3,65 \mu\text{m}$  e revestimento de vidro de  $7,50 \mu\text{m}$  [34].

Na figura 16 observa-se que as componentes das tensões internas apresentam, qualitativamente, o mesmo comportamento, diferenciando-se apenas com relação as amplitudes, que variam com as dimensões da amostra [42]. Quando mantém-se o raio da liga metálica ( $r_0$ ) constante, os valores das tensões armazenadas, na parte metálica, aumentam à medida que a espessura da cobertura de vidro aumenta. Porém, quando a espessura da cobertura de vidro é mantida constante, quanto maior for  $r_0$ , menores são os valores das tensões armazenadas [41].

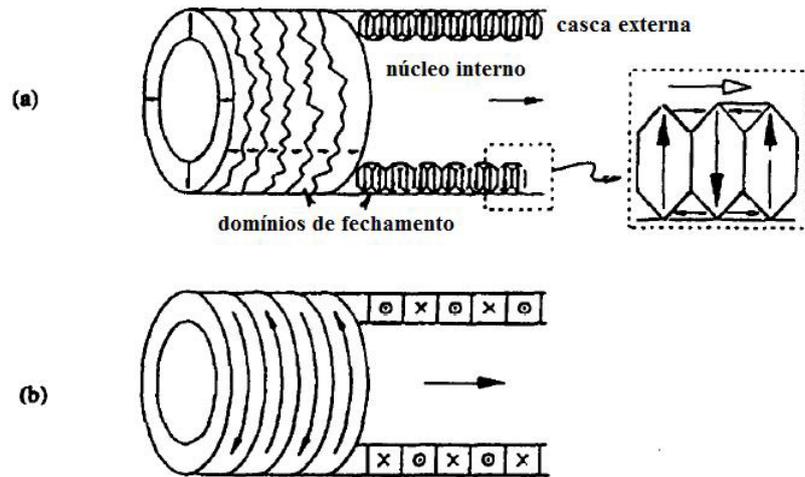


Figura 17: Diagrama simplificado do modelo de domínios núcleo-casca para (a) fio amorfo convencional com magnetização positiva, e (b) fio amorfo convencional com magnetostricção negativa [43].

A distribuição de tensões acoplada com uma magnetostricção positiva leva a uma estrutura de domínios com um núcleo interno cilíndrico magnetizado axialmente e uma casca externa magnetizada radialmente (Fig. 17(a)). A grande energia desmagnetizante que surgiria de uma casca externa magnetizada radialmente é reduzida por domínios de fechamento axiais na superfície e próximo ao núcleo [43]. A anisotropia magnética em ambas as regiões da estrutura de domínios é de origem magnetoelástica e o valor da constante de anisotropia é diretamente proporcional ao produto entre a constante de magnetostricção e as componentes do tensor que representa a tensão interna em um dado ponto do raio do fio. Assim, o sinal da magnitude da constante de magnetostricção e das componentes do tensor de tensão interna são importantes não só do ponto de vista da formação da estrutura de domínios, mas também para o comportamento magnético e das propriedades do fio, através dos valores das constantes de anisotropia [34].

No caso de um fio com magnetostricção negativa, o acoplamento entre a magnetostricção e as tensões internas levam a uma energia magnetoelástica, cuja minimização determina uma estrutura de domínios com um núcleo interno magnetizado radialmente e uma casca exterior magnetizada circunferencialmente [43]. Entretanto, a magnetização radial do núcleo interno conduziria a uma energia magnetostática elevada e a interações de troca que desfavorecem esta configuração, conseqüentemente, a magnetização nesta região também é axial [44]. A figura 17(b) apresenta a estrutura de domínios para um fio com magnetostricção negativa.

## 5 SISTEMAS EXPERIMENTAIS

Neste capítulo serão apresentadas as técnicas e os procedimentos utilizados para fazer a investigação dos microfios amorfos recobertos por vidro.

### 5.1 Amostras estudadas

As investigações realizadas neste trabalho foram feitas utilizando microfios amorfos recobertos por vidro, com composição nominal de  $Co_{68,25}Fe_{4,5}Si_{12,25}B_{15}$ , tendo em suas dimensões diâmetro externo de  $43 \mu\text{m}$  e diâmetro interno de  $25 \mu\text{m}$ . Foram fabricados pela técnica de Taylor-Ulitovski, fornecidos por Horia Chiriac, do National Institute of Research and Development for Technical Physics, Romênia. Estas amostras apresentam uma baixa e negativa magnetostricção ( $\lambda \leq 0$ ).

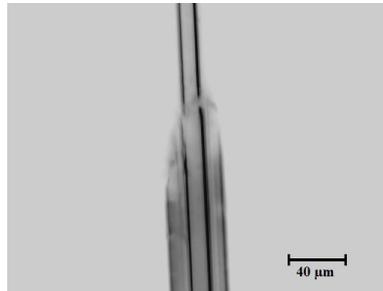


Figura 18: Imagem de microscopia ótica de um microfio amorfo,  $Co_{68,25}Fe_{4,5}Si_{12,25}B_{15}$ , utilizado neste trabalho. Diâmetro externo de  $43 \mu\text{m}$  e diâmetro interno de  $25 \mu\text{m}$ . Fonte: LaPISC/UFMS.

### 5.2 Tratamento térmico

Devido ao processo de fabricação dos MARV, tensões são induzidas em decorrência do acoplamento vidro-metal. Uma maneira de alterar estas tensões na amostra consiste em realizar tratamentos térmicos, posteriores a fabricação.

Todo material metálico, quando submetido a ação de uma corrente elétrica, libera uma quantidade de calor proporcional a sua resistência elétrica e ao quadrado da corrente elétrica. Este efeito, conhecido como efeito Joule, é uma das formas mais simples de aquecer o micro fio e realizar o tratamento térmico.

Este procedimento consiste em fazer passar uma corrente elétrica através da amostra, durante um determinado intervalo de tempo. Como a amostra apresenta uma resistência elétrica, ocorre uma dissipação de energia na forma de calor. Parte deste calor fica retido na amostra, promovendo seu aquecimento e parte será irradiado para o meio. Chiriac e colaboradores [45, 46], apresentaram os cálculos para a distribuição radial da temperatura em fios amorfos e também em microfios amorfos recobertos por vidro. Considerando um micro fio amorfo recoberto por vidro com núcleo metálico de raio  $a$  e raio total (metal + vidro)  $b$ , conforme ilustrado na figura 19. Neste caso, assume-se que a corrente distribui-se homogeneamente pelo fio e que a transferência de calor relevante ocorre apenas na região radial.

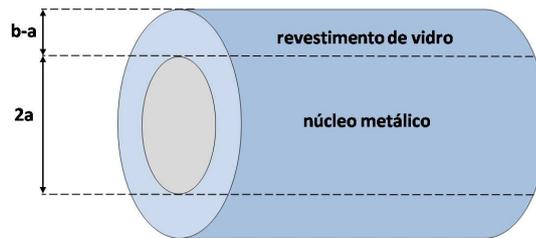


Figura 19: Diagrama de um micro fio amorfo recoberto por vidro:  $a$  – raio do núcleo metálico;  $b$  – raio total (metal + vidro)[46]

A equação de condução de calor de Fourier para ambas as regiões do fio (metal e vidro) são dadas por:

- Para o metal ( $0 \leq r \leq a$ )

$$\frac{dT_m(r)}{dr} = -\frac{1}{2} \frac{j^2 \rho}{k} r \quad (5.1)$$

- Para o vidro ( $a \leq r \leq b$ )

$$\frac{dT_g(r)}{dr} = \frac{B}{r} \quad (5.2)$$

onde o índice  $m$  refere-se ao núcleo metálico e  $g$  ao revestimento de vidro,  $j$  é a densidade de corrente no fio metálico,  $\rho$  é a resistividade e  $k$  sua condutância térmica.  $B$  é um coeficiente que depende do calor gerado no micro fio devido ao efeito Joule.

As soluções gerais para as duas regiões são dadas por:

$$T_m(r) = C' - \frac{1}{4} \frac{j^2 \rho}{k} r^2 \quad (\text{metal}) \quad (5.3)$$

$$T_g(r) = A' + B' \ln r \quad (\text{revestimento vidro}) \quad (5.4)$$

onde  $A'$ ,  $B'$  e  $C'$  são coeficientes resultantes das seguintes condições de contorno:

(i) o calor na interface metal-vidro deve ser contínuo:

$$k \frac{dT_m}{dr} = k_1 \frac{dT_g}{dr}, \quad (5.5)$$

sendo  $k_1$  a condutividade térmica do vidro;

(ii) na interface metal-vidro, a temperatura em ambas regiões deve ser a mesma:

$$T_m(a) = T_g(a); \quad (5.6)$$

(iii) na superfície externa do fio ocorrem perdas de calor apenas por irradiação:

$$\left. \frac{dT_g}{dr} \right|_{r=b} = -\frac{\sigma \epsilon}{k_1} (T^4(b) - T_0^4), \quad (5.7)$$

onde  $\sigma$  é a constante de Stefan-Boltzmann,  $\epsilon$  é a emissividade e  $T_0$  é a temperatura ambiente. Da primeira condição de contorno (i) obtemos:

$$B = -\frac{1}{2} \frac{j^2 \rho}{k_1} a^2. \quad (5.8)$$

Da condição (iii) temos:

$$T(b) = \left( T_0^4 + \frac{1}{2} \frac{j^2 \rho a^2}{\sigma \epsilon b} \right)^{1/4}. \quad (5.9)$$

Tendo em conta a equação (5.4), que para  $r = b$  torna-se  $T(b) = A' + B' \ln b$ , obtemos assim o coeficiente  $A'$ :

$$A' = \frac{1}{2} \frac{j^2 \rho}{k_1} a^2 \ln b + \left( T_0^4 + \frac{1}{2} \frac{j^2 \rho a^2}{\sigma \epsilon b} \right)^{1/4}. \quad (5.10)$$

Da condição de contorno (iii) e de (5.10) obtemos o coeficiente  $C'$ :

$$C' = \frac{1}{4} \frac{j^2 \rho}{k} a^2 + \frac{1}{2} \frac{j^2 \rho}{k_1} a^2 \ln \left( \frac{a}{b} \right) + \left( T_0^4 + \frac{1}{2} \frac{j^2 \rho a^2}{\sigma \epsilon b} \right)^{1/4}. \quad (5.11)$$

Assim, as soluções (5.3) e (5.4) tornam-se:

$$T_m(r) = \frac{1}{4} \frac{I^2 \rho}{\pi^2 a^2 k} \left[ 1 - \left( \frac{r}{a} \right)^2 + 2 \frac{k}{k_1} \ln \left( \frac{b}{a} \right) \right] + \left( T_0^4 + \frac{1}{2} \frac{j^2 \rho a^2}{\sigma \epsilon b} \right)^{1/4} \quad (5.12)$$

e

$$T_g(r) = \frac{1}{2} \frac{I^2 \rho}{\pi^2 a^2 k_1} \ln \left( \frac{b}{r} \right) + \left( T_0^4 + \frac{1}{2\pi^2 a^2 b} \frac{I^2 \rho}{\sigma \epsilon} \right)^{1/4}, \quad (5.13)$$

onde  $I = j\pi a^2$ .

Usando as equações (5.12) e (5.13) podemos encontrar a distribuição de temperatura em um MARV para um dado valor de corrente. A figura 20 ilustra esta distribuição para uma corrente  $I=17,8$  mA, para um microfio amorfo de  $Fe_{77,5}Si_{7,5}B_{15}$  com  $a=9$   $\mu\text{m}$  e  $b=18$   $\mu\text{m}$ .

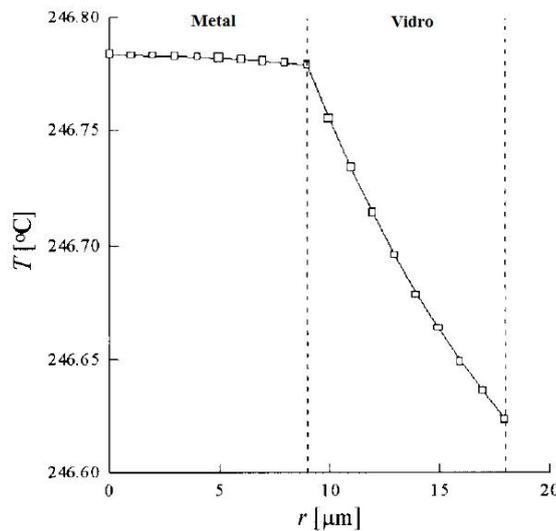


Figura 20: Distribuição radial de temperatura para um microfio amorfo recoberto por vidro, composição nominal  $Fe_{77,5}Si_{7,5}B_{15}$ , com  $a=9$   $\mu\text{m}$  e  $b=18$   $\mu\text{m}$ ; corrente de tratamento térmico  $I=17,8$  mA [46]

Na figura 20, para a distribuição radial de temperatura para um microfio amorfo recoberto por vidro, observa-se que a temperatura é praticamente homogênea ao longo do centro do microfio até a cobertura de vidro. Garantindo assim, a homogeneidade do tratamento térmico no núcleo metálico.

No trabalho de Estefanoaei [47], além dos resultados para as distribuições de temperatura, também foi avaliado a evolução temporal das distribuições radiais das temperaturas para diferentes valores de correntes passando por um MARV. Este resultado pode ser

visto na figura 21.

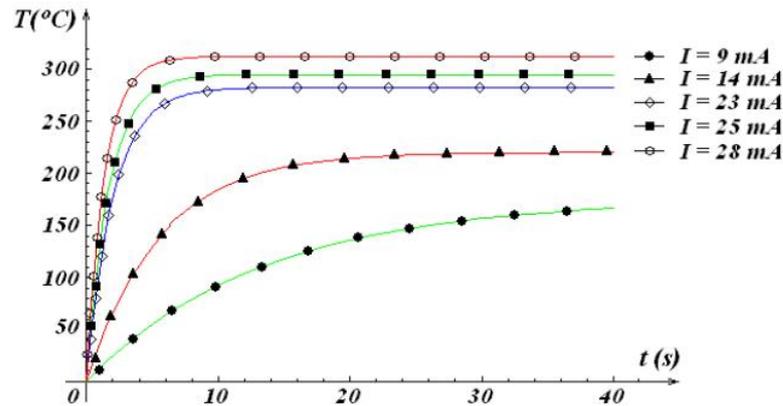


Figura 21: Evolução temporal da temperatura no centro de um MARV para diferentes correntes aplicadas [47].

A figura 21 mostra a dependência temporal da temperatura para os diferentes valores de corrente aplicada. Observa-se um aumento da temperatura com o período de tempo durante o qual a corrente passa através da amostra, até atingir o valor máximo de equilíbrio. Quanto maior o valor da corrente, mais rapidamente o valor máximo da temperatura no MARV é atingido [47]. Verifica-se também que a amostra atinge o equilíbrio térmico em menos de um minuto, para as correntes apresentadas.

### 5.2.1 Aquecimento Joule

Para fazer o tratamento térmico dos MARV, por meio do aquecimento Joule, as amostras foram fixadas em uma pequena placa de fenolite. Após a remoção do revestimento de vidro das extremidades, através de uma raspagem, fez-se o contato elétrico utilizando cola prata. Com isso, uma corrente  $DC$  passa pelo microfio, durante um intervalo de tempo. Na figura 22 é mostrado o diagrama desse aparato.

Neste trabalho as amostras foram submetidas a diferentes tratamentos térmicos, fazendo passar diferentes valores de corrente pelo microfio, durante um intervalo de tempo de uma hora. Utilizou-se uma fonte de corrente  $DC$ , com as amostras estando em atmosfera ambiente.

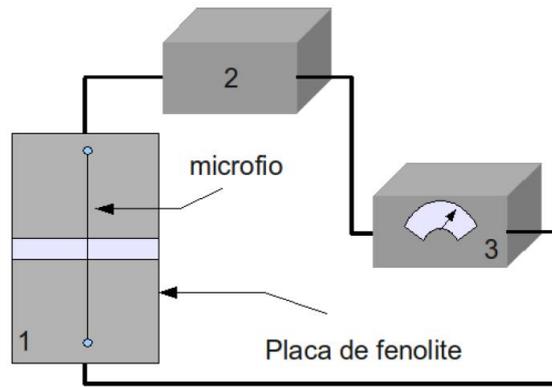


Figura 22: Diagrama do sistema experimental utilizado para fazer o tratamento térmico nos MARV: 1 – micro fio colado na placa; 2 – fonte de corrente *DC* e 3 – amperímetro

### 5.3 Medidas de magnetização

Para fazer a caracterização magnética dos microfios utilizou-se um magnetômetro de amostra vibrante (MAV), dispositivo inventado por S. Foner em 1955 [48], com seu princípio de funcionamento baseado na Lei de Faraday-Lenz é o magnetômetro mais difundido nos laboratórios de pesquisa, pois caracteriza-se pela sua boa performance, baixo custo e simplicidade de funcionamento.

A figura 23 mostra um diagrama da estrutura de um MAV, onde uma amostra é colocada a vibrar induzindo uma diferença de potencial alternada nas bobinas de detecção. A amostra é fixada na extremidade de uma haste rígida e não magnética. A outra extremidade da amostra é fixa em um atuador eletromecânico, semelhante ao de um alto-falante. A amostra fica em um movimento vibratório harmônico, perpendicular à direção do campo magnético aplicado. Entre as bobinas do eletroímã são colocadas quatro bobinas sensoras, de acordo com a configuração de Mallinson [49]. É importante ressaltar que o arranjo das bobinas deve ser tal que maximize o sinal induzido e que este seja pouco sensível à posição da amostra [50].

A medida de magnetização feita com o deslocamento da amostra permite eliminar outras contribuições que não são oriundas da amostra, sendo esta umas das vantagens da utilização do VSM. No entanto, como desvantagem tem-se a sensibilidade do equipamento que é limitada principalmente pelo ruído mecânico. Quando se trabalha com amostras na forma de micro fio o magnetômetro exige bons ajustes, em virtude das dimensões da amostra e pequenos valores de momento magnético, assim, pequenas variações do fluxo magnético são observados.

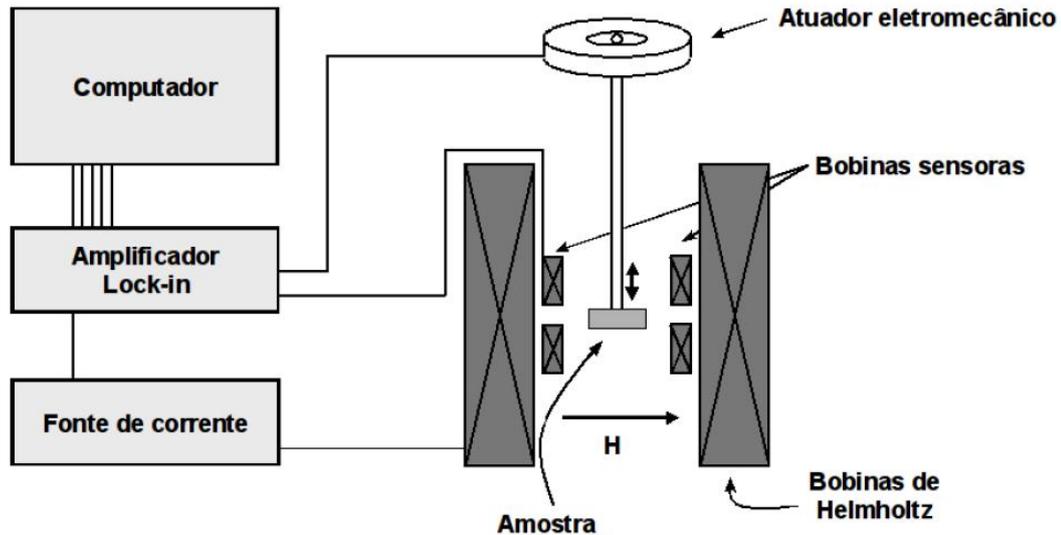


Figura 23: Representação esquemática de um magnetômetro de amostra vibrante. Computador, amplificador Lock-in e fonte de corrente, que fornece a corrente elétrica às bobinas de Helmholtz. No centro, bobinas de Helmholtz, atuador eletromecânico e bobinas sensoras, que são responsáveis pela detecção do sinal da diferença de potencial proporcional à magnetização [51].

Para fazer a caracterização magnética dos microfios através das medidas de magnetização utilizou-se um MAV do Laboratório de Magnetismo e Materiais Magnéticos. O equipamento é composto por uma bobina de Helmholtz, uma fonte de potência/amplificador operacional bipolar Kepco ( $\pm 20$  A), um conversor analógico/digital para controlar a fonte de corrente, amplificador Lock-in Stanford Modelo SR830, uma fonte de tensão alternada para o atuador eletromecânico, conjunto de bobinas sensoras (cada uma com 4500 espiras) e um computador com interface GPIB IEEE-488 (Fig. 23). A aquisição e controle das medidas são realizadas através de um programa desenvolvido na plataforma HPVee<sup>®</sup>[51].

## 5.4 Medidas de impedância

Para realizar as medidas de impedância foi utilizado um analisador de espectro, HP4396B, associado a um kit de impedância, HP4396A1, e uma cavidade de microondas coaxial. A figura 24 mostra uma representação do sistema utilizado.

Para a realização das medidas utilizando o equipamento HP4396B que funciona como um analisador de rede, de espectro ou de impedância, utilizou-se a opção que adiciona a função de impedância (opção 010). Com esta opção é possível medir diretamente os

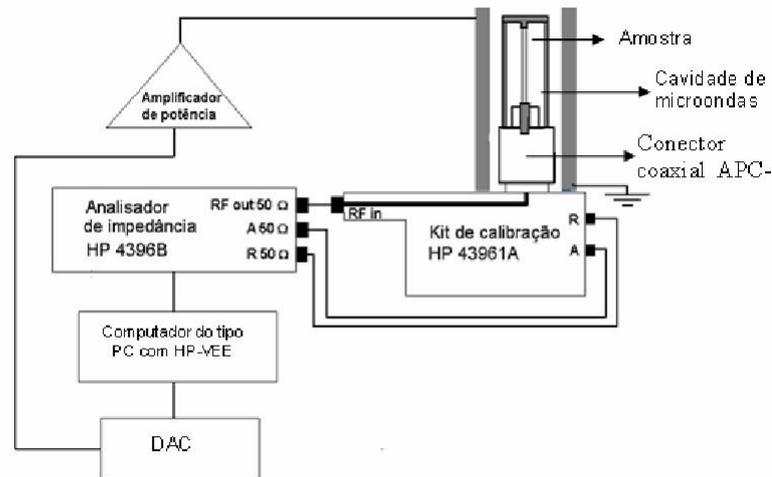


Figura 24: Representação esquemática do sistema experimental utilizado para realização das medidas de impedância.

parâmetros de impedância (módulo de impedância( $Z$ ), resistência( $R$ ), reatância( $X$ ), admitância  $Y$ ), condutância( $G$ ), susceptância( $B$ )) em frequências de 100kHz até 1,8 GHz. A impedância é determinada a partir dos valores de tensão e corrente medidos sobre a amostra. Conectado na saída do HP4396B, um porta-amostras formado por uma cavidade de microondas, que deve ser calibrado com elementos padrões antes de realizar as medidas, afim de obter valores reais da impedância da amostra.

O porta amostras fica situado no interior de uma bobina que apresenta 80 mm de altura e 25 mm de diâmetro, capaz de fornecer um campo de até 350 Oe. Este campo responsável pela magnetização das amostras é fornecido por uma fonte de corrente com controle externo. O sistema está ligado a um computador com interface GPIB IEEE-488 e através de um programa desenvolvido na plataforma HPVee<sup>®</sup> faz a aquisição dos valores de impedância da amostra em função da frequência para cada valor de campo aplicado.

#### 5.4.1 Calibração e compensação do sistema

Antes de realizar qualquer tipo de medida é necessário fazer a calibração da porta de saída do analisador de impedância, afim de estabelecer parâmetros nos quais o instrumento irá trabalhar.

Para realizar esta calibração utiliza-se elementos padrões, denominados: aberto, curto e carga ( $50 \Omega$ ), que são conectados à porta de saída e cada um deles é medido no intervalo

de frequência determinado. O instrumento, por sua vez, armazena a calibração em sua memória e a utiliza para calcular e remover erros instrumentais. A calibração define um plano de referência no qual a precisão da medida é otimizada. Ao realizar uma medida é preciso utilizar um porta amostra, uma vez que a amostra não pode estar conectada à porta de saída, que é o plano de calibração. Ao utilizar um porta amostras é necessário que o plano de calibração seja deslocado para o plano da amostra. Para isso, faz-se uma medida de admitância,  $(1/Z)$ , somente do porta amostras. E assim, deloca-se o plano de calibração da porta de saída, ou seja, define a extensão da porta.

Alguns critérios devem ser seguidos para que a compensação do porta amostras possibilite a realização de medidas confiáveis [21]:

- a impedância do porta amostras com os terminais abertos deve ser no mínimo 100 vezes maior do que a impedância da amostra;
- a impedância dos terminais do portas amostras em curto deve ser maior do que  $1/100$  vezes a impedância da amostra;
- o valor da impedância da carga utilizada para compensação deve ser conhecido e próximo do valor da impedância da amostra;
- a carga padrão deve ser estável sob condições de variações de temperatura, fluxo magnético e frequência.

### 5.4.2 Porta-amostras

Para a realização das medidas de impedância dos microfios utilizou-se um porta amostras compatível com o tipo de estruturas estudadas, conforme representado na figura 25.

Este sistema consiste de um pequeno cilindro, fabricado em latão, que funciona como uma cavidade de microondas possibilitando medir a impedância característica do microfio. O porta-amostras funciona como uma linha de transmissão coaxial, onde o condutor central é substituído pela amostra e o dielétrico entre a amostra e as paredes externas da cavidade é o ar. O pino de contato entre a amostra e o conector é centrado por uma peça de teflon.

Com o porta-amostras devidamente calibrado, o microfio, sem o revestimento de vidro em suas extremidades, é fixado no interior da cavidade utilizando cola prata e, assim,

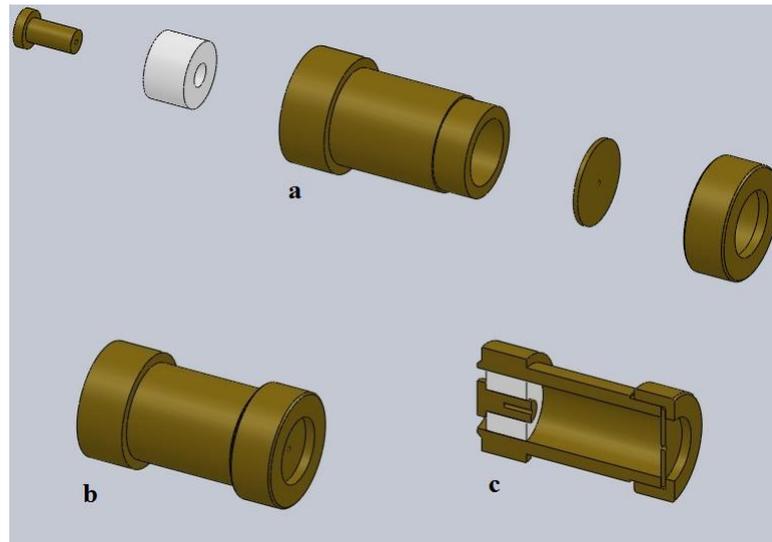


Figura 25: Porta-amostras para medidas de impedância em microfios: a) Porta-amostras representado com vista explodida; b) Porta-amostras montado; e c) Porta-amostras montado, representação em corte

conectado à porta de saída do analisador. Na figura 26 temos uma representação do porta-amostras, representação em corte, com um microfio devidamente acomodado em seu interior.

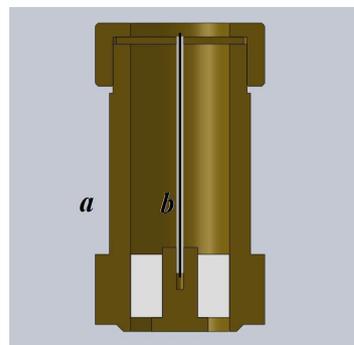


Figura 26: Porta-amostras para medidas de impedância em microfios, representação em corte. a) porta-amostras cilíndrico; e b) cavidade do porta amostras com microfio.

## 6 RESULTADOS E DISCUSSÃO

Neste trabalho o relaxamento magnético de microfios amorfos de CoFeSiB recobertos por vidro foi investigado via medidas de largura de linha FMR. Identificar os principais mecanismos de amortecimento e quantificar os termos de amortecimento, mostrando o efeito da temperatura de recozimento sobre eles é o objetivo deste trabalho. Assim, neste capítulo serão apresentados e discutidos os resultados experimentais, divididos em seções sobre: tratamento térmico, caracterização magnética, medidas de impedância e largura de linha, avaliando os principais mecanismos responsáveis pela relaxação magnética e os efeitos da temperatura de tratamento sobre estes mecanismos.

### 6.1 Tratamento térmico

Neste trabalho são investigados os principais mecanismos de amortecimento mostrando o efeito da temperatura de recozimento sobre as propriedades magnéticas dos microfios. Na tabela 1 a seguir é apresentado o conjunto de amostras estudadas, nomeadas de acordo com a corrente, junto com o tempo e a temperatura de tratamento térmico equivalentes.

Tabela 1: Conjunto de amostras estudadas, com a corrente de tratamento térmico, o tempo e a respectiva temperatura para cada microfio.

<b>Amostras</b>	<b>Corrente</b>	<b>Tempo</b>	<b>Temperatura</b>
como feita	–	–	–
A1	16,5 mA	60 min	150 °C
A2	26,5 mA	60 min	250 °C
A3	30,5 mA	60 min	280 °C
A4	32,5 mA	60 min	300 °C
A5	44,5 mA	60 min	400 °C
A6	52,5 mA	60 min	450 °C
A7	60,0 mA	60 min	500 °C
A8	67,0 mA	60 min	540 °C
A9	72,0 mA	60 min	570 °C

As amostras foram tratadas por aquecimento Joule, durante um intervalo de tempo de

60 minutos, com correntes ( $DC$ ) de 16,5 mA até 72,0 mA. Com isso, foi possível verificar o comportamento destas amostras num intervalo de temperatura que vão desde inferiores à temperatura de Curie ( $\approx 343^\circ\text{C}$  [52]) até superiores à cristalização.

Na figura 27 podemos observar o comportamento da resistência do micro fio em função da corrente que passa por ele. A resistividade do material na fase amorfa é maior que na fase cristalina. O tratamento térmico acima de uma temperatura crítica promove o reordamento dos átomos e, em geral, a ordem cristalina é estabelecida. No detalhe da figura, pode-se verificar uma pequena queda no valor da resistência, o que evidencia a cristalização do material, aproximadamente em  $500^\circ\text{C}$ , valor próximo da temperatura de cristalização de acordo com a referência [45].

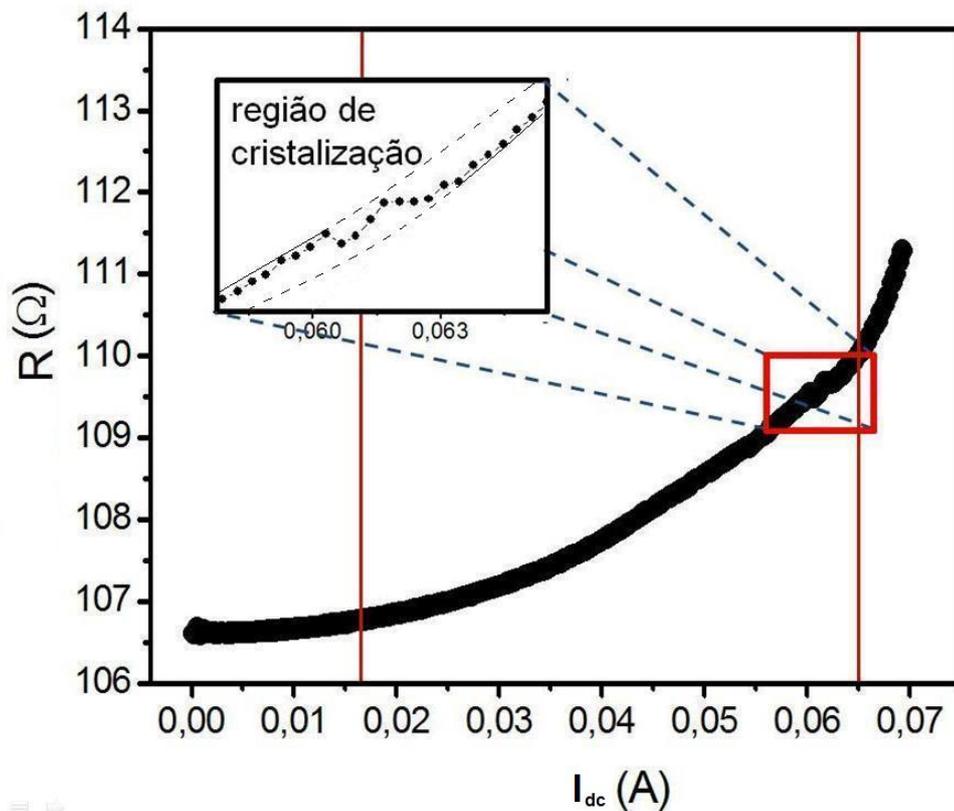


Figura 27: Curva de resistência em função da corrente que evidencia a região de cristalização da amostra. Região entre 16,5 mA e 72,0 mA, na qual foram feitos os tratamentos térmicos marcado com as linhas vermelhas.

O processo de cristalização nos MARVs por aquecimento Joule é um processo exotérmico. A energia desenvolvida pelo efeito Joule é consumido, no processo de cristalização para aumentar a energia interna da amostra e para compensar as perdas de calor irradiado. O aumento da corrente DC aplicada dá origem a um aumento na resistividade elétrica e, posteriormente, leva a um aumento correspondente na energia interna. A tem-

peratura final das amostras resulta do equilíbrio entre a potência elétrica aplicada e os efeitos de dissipação na amostra totalmente cristalizada [41].

## 6.2 Caracterização magnética dos microfios

A caracterização magnética dos MARV foi feita utilizando técnicas clássicas, medidas de magnetização, magnetoimpedância e pela absorção da ressonância ferromagnética.

As medidas de magnetização foram feitas por meio de um magnetômetro de amostra vibrante (MAV) e magnetizadas ao longo de seu eixo com 1 cm de comprimento. Assim, obteve-se as curvas de magnetização para os microfios estudados, com diferentes tratamentos térmicos. Na figura 28 podemos verificar a evolução nas curvas de magnetização de acordo com a temperatura de tratamento térmico. São apresentadas as curvas obtidas das amostras tratadas nas temperaturas que mais evidenciam estas mudanças.

Observa-se que para a amostra como feita, sem tratamento térmico, temos uma curva de magnetização típica de um microfio amorfo com magnetostricção negativa, ou seja, uma curva praticamente sem histerese [35]. Este comportamento é determinado por uma estrutura de domínio particular: um núcleo interno com um único domínio axial magnetizado e uma casca circunferencial onde o eixo de fácil magnetização é circular. Domínios de fechamento nas extremidades diminuem a energia magnetostática. Quando os MARV são uniformemente magnetizados, a inversão da magnetização começa perto de uma extremidade e se propaga ao longo de todo o fio [53]. Esse processo pode ser verificado na região de campo próximo a zero. Já para campos maiores a magnetização se dá por rotação da magnetização na região da casca circunferencial.

Conforme aumenta a temperatura de tratamento, as tensões internas do microfio são reduzidas, conseqüentemente temos uma redução da anisotropia magnetoelástica. Como a anisotropia já é baixa, os efeitos da temperatura de tratamento são pouco perceptíveis na curva de magnetização. Já para tratamentos térmicos maiores que 300° C começa a formação de pequenos cristais, verificado pelo aumento do campo coercivo.

Durante o tratamento térmico, energia térmica suficiente é fornecida ao material promovendo a reorganização dos átomos, para temperaturas próximas a cristalização (500° C) do microfio ocorre a formação de nanogrãos e verifica-se a transição do estado amorfo para o estado cristalino. Conforme ocorre a cristalização da estrutura temos um aumento

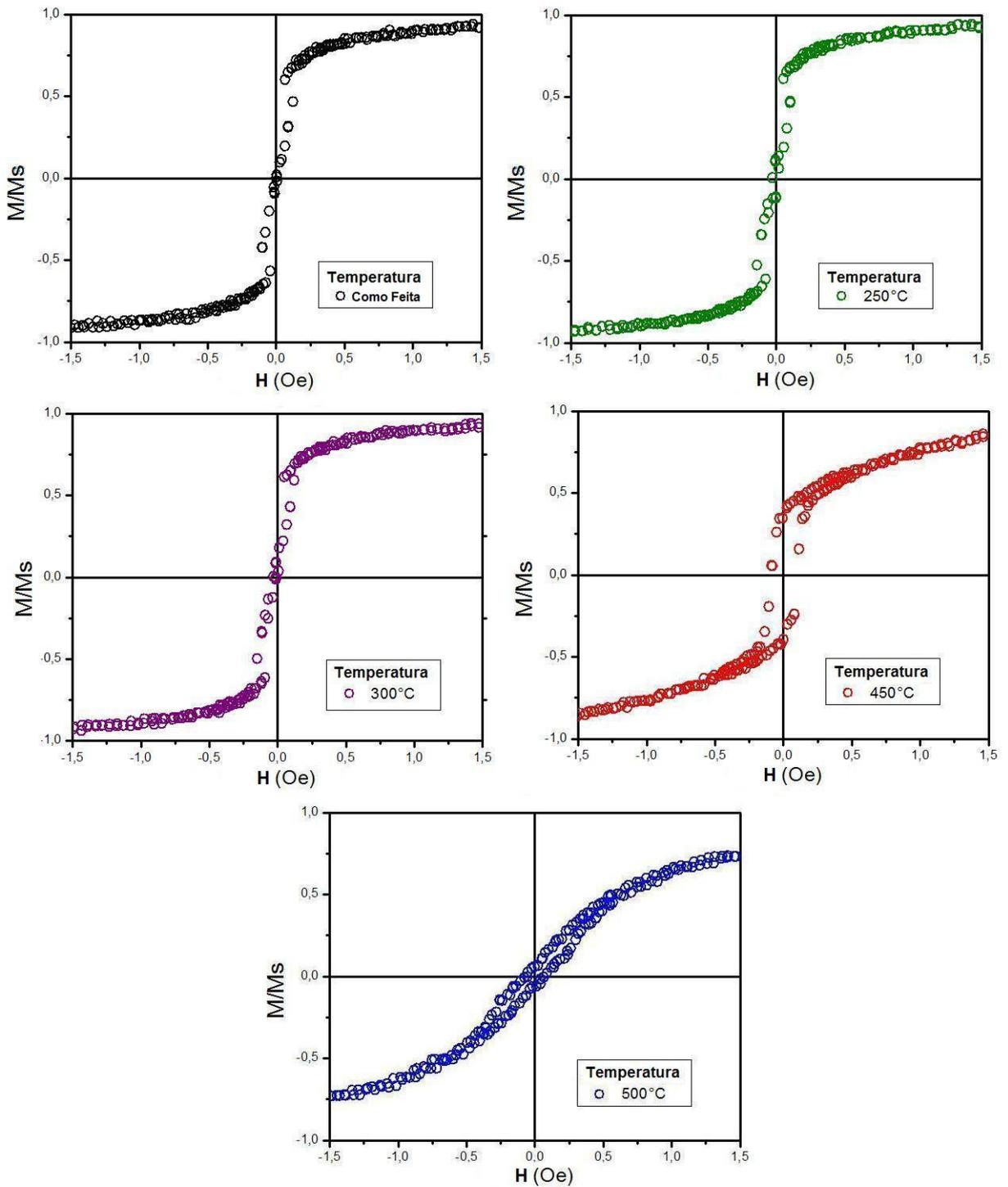


Figura 28: Curvas de magnetização das amostras como feita e com tratamentos térmicos de  $250^\circ\text{C}$ ,  $300^\circ\text{C}$ ,  $450^\circ\text{C}$  e  $500^\circ\text{C}$ .

no tamanho e no número médio dos grãos [54], ocasionando uma diminuição do campo coercivo da amostra e um aumento na anisotropia, verificado pelo aumento do campo de saturação.

### 6.3 Largura de linha e relaxação de spin

A figura 29 apresenta uma medida típica de impedância, com suas componentes real e imaginária, que são obtidas diretamente do analisador de impedância. Destes dados obtemos também as componentes real e imaginária da permeabilidade, obtidas conforme descrito anteriormente no capítulo 3 [24]. Estão salientadas na figura a amplitude da contribuição rotacional para a permeabilidade circunferencial ( $\mu_{rot}$ ), a frequência de ressonância ( $f_R$ ) e a largura de linha em frequência ( $\Delta f_R$ ) da ressonância ferromagnética.

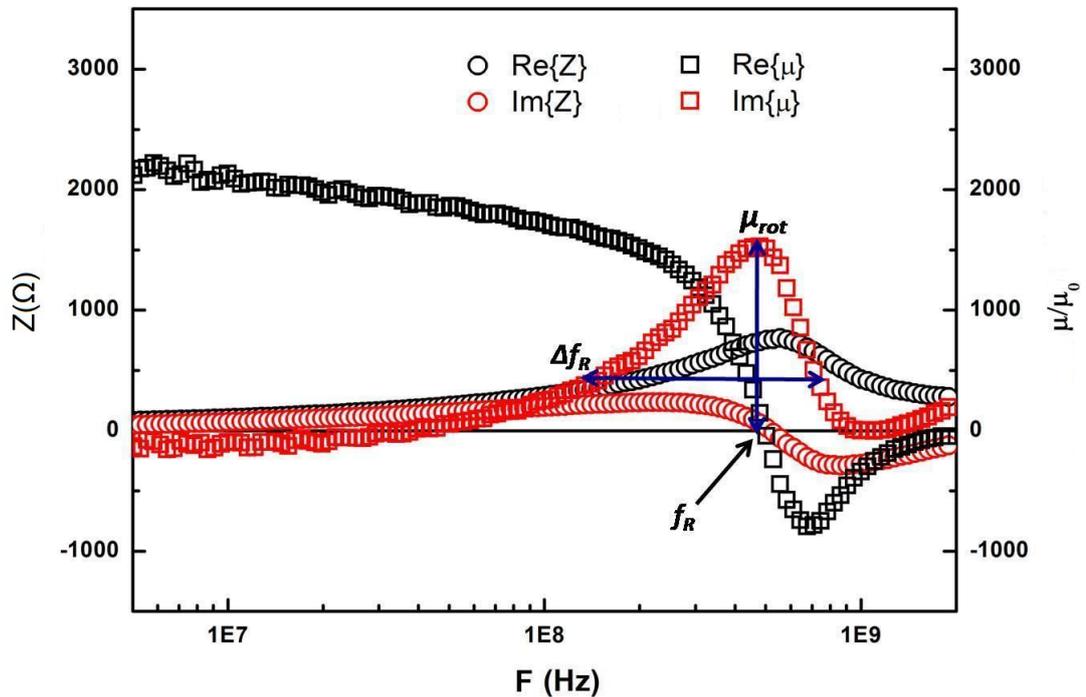


Figura 29: Medidas de impedância e de permeabilidade em função da frequência, com suas componentes real e imaginária. Também são apresentadas a amplitude da contribuição rotacional para a permeabilidade circunferencial,  $\mu_{rot}$ ; a frequência de ressonância,  $f_R$ ; e a largura de linha em frequência,  $\Delta f_R$ . Resultados obtidos para um microfio de  $Co_{68,25}Fe_{4,5}Si_{12,25}B_{15}$  com tratamento térmico (corrente DC 26,5 mA, 250°C) e campo aplicado de 6,26 Oe (amostra A2).

A partir de uma medida direta da impedância em função da frequência, para cada valor de campo magnético aplicado, obtemos cada um dos mecanismos considerados que contribuem para a relaxação da magnetização e a sua dependência com o campo magnético aplicado para um microfio de  $Co_{68,25}Fe_{4,5}Si_{12,25}B_{15}$  [55], conforme podemos observar na figura 30. A linha vermelha tracejada representa a contribuição do termo de Gilbert. Sua contribuição para o alargamento da linha de ressonância é linear com o campo magnético

aplicado. A linha verde pontilhada representa a contribuição da dispersão de anisotropia, sua principal característica para a largura de linha de FMR é um máximo em  $H = H_K$ , o campo no qual  $f_R$  é mínimo. E a linha azul com traço e ponto representa a contribuição do espalhamento de mágnons à largura de linha. A linha sólida representa a soma geométrica das contribuições de amortecimento para a frequência da largura de linha FMR.

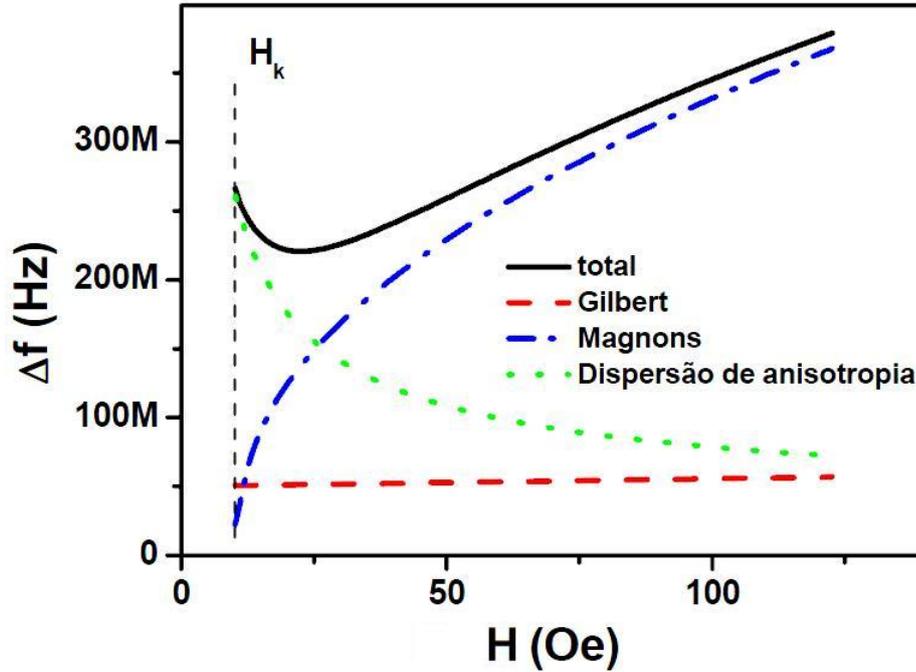


Figura 30: Dependência com o campo aplicado da contribuição de cada mecanismo de amortecimento à largura de linha de FMR: a linha vermelha tracejada representa a contribuição do termo de Gilbert; a linha verde pontilhada representa a contribuição da dispersão de anisotropia; e a linha azul com traço e ponto representa a contribuição do espalhamento de mágnons à largura de linha. A linha sólida é a soma quadrática destes três mecanismos de amortecimento [55].

Anteriormente, na seção 2.2 foram apresentados os principais mecanismos de amortecimento considerados neste trabalho para estudar a largura de linha FMR, no entanto, é importante ressaltar os mecanismos que não são considerados na parte experimental. O primeiro é o termo decorrente das inhomogeneidades do campo  $rf$  excitante [18]. No caso em estudo aqui, o campo  $rf$  é associado com a corrente da medida de impedância. Como a amostra é cilíndrica e a corrente medida é aplicada ao longo do eixo do fio, o campo  $rf$  é circunferencial com o mesmo valor sobre toda a superfície da amostra e, portanto, não precisa ser considerado.

O segundo termo desconsiderado é associado com as correntes parasitas (*eddy currents*) [12]. A largura de linha FMR é medida a partir da permeabilidade circunferencial. O procedimento para a obtenção da permeabilidade a partir dos dados de impedância

considera que o efeito *skin* é o fenômeno de vinculação, e assim, o termo da corrente parasita já está sendo considerado nos dados de permeabilidade. A ausência desses dois efeitos pode ser considerada uma vantagem para estudar a dinâmica de magnetização através de medidas de impedância em microfios.

A partir da medida da impedância ( $Z(\Omega)$ ) em função da frequência ( $F(Hz)$ ) para cada valor de campo aplicado é feita a caracterização dos microfios. Dos ajustes da largura de linha ( $\Delta f$ ) em função do campo magnético aplicado, como pode ser visto na figura 31, obtém-se a dispersão de anisotropia ( $\Delta H_K$ ), o espalhamento de Magnons ( $\Gamma$ ) e o amortecimento de Gilbert ( $\alpha$ ).

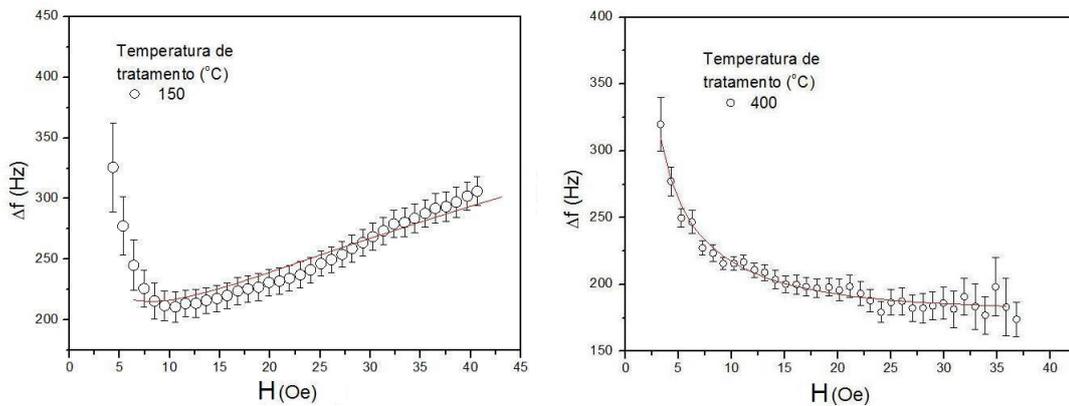


Figura 31: Evolução da largura de linha em função do campo aplicado para amostras com tratamento térmico de 150°C e 400°C.

Dos ajustes da frequência de ressonância em função do campo magnético aplicado, figura 32, obtém-se a direção e amplitude do campo de anisotropia ( $H_K$ ) e a magnetização de saturação ( $M_s$ ).

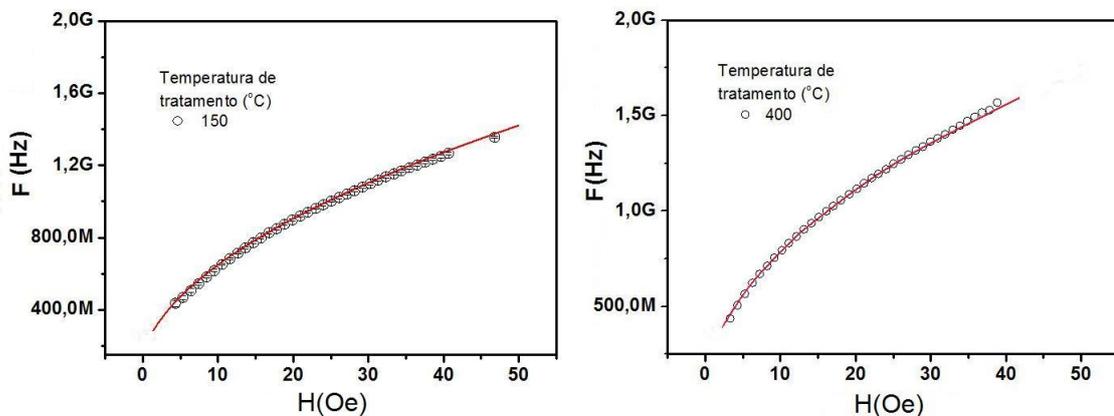


Figura 32: Evolução da frequência de ressonância em função do campo aplicado para amostras com tratamento térmico de 150°C e 400°C.

Na figura 33 é apresentada a evolução da magnetização de saturação em função da temperatura. É possível observar que a magnetização de saturação varia pouco até a temperatura próxima do valor de cristalização dos microfios ( $\approx 400^\circ\text{C}$ ). A partir desta temperatura inicia-se a formação de grãos no interior da amostra, devido ao processo de cristalização dos microfios. Em consequência, ocorre uma diminuição da magnetização de saturação. Na mesma figura observa-se o comportamento do termo de amortecimento Gilbert, sempre presente, mesmo em uma amostra perfeita, que mantém-se praticamente constante, sendo pouco influenciado pelo tratamento térmico nos microfios.

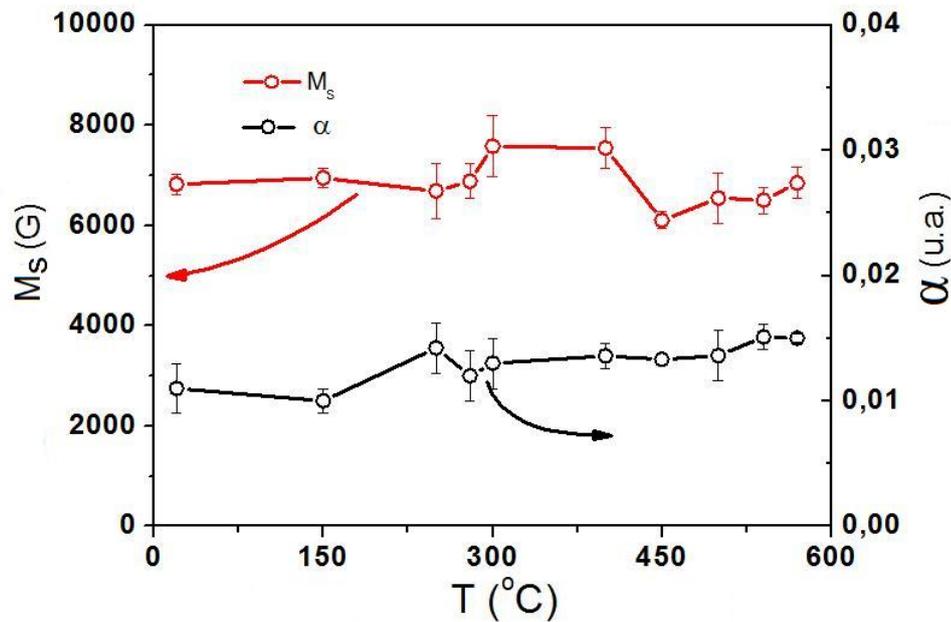


Figura 33: Evolução da magnetização de saturação e do termo de amortecimento de Gilbert ( $\alpha$ ) em função da temperatura do tratamento térmico.

A partir da análise da dependência de  $\Delta f_R$  com o campo, é possível separar a contribuição de cada um dos mecanismos de amortecimento que atuam na relaxação da precessão da magnetização dos microfios e avaliar sua evolução de acordo com o tratamento térmico.

Os resultados em vermelho na figura 34 apresentam a evolução da dispersão de anisotropia para a largura de linha de FMR em função da temperatura de tratamento das amostras. Conforme aumenta a temperatura ocorre uma diminuição das tensões internas da amostra até atingir um mínimo. E, após isso, devido a transição do estado amorfo para o cristalino, observa-se um pequeno aumento para a dispersão de anisotropia. Este comportamento é observado tanto para os resultados obtidos por meio da largura de linha como por meio dos ajustes da ressonância ferromagnética.

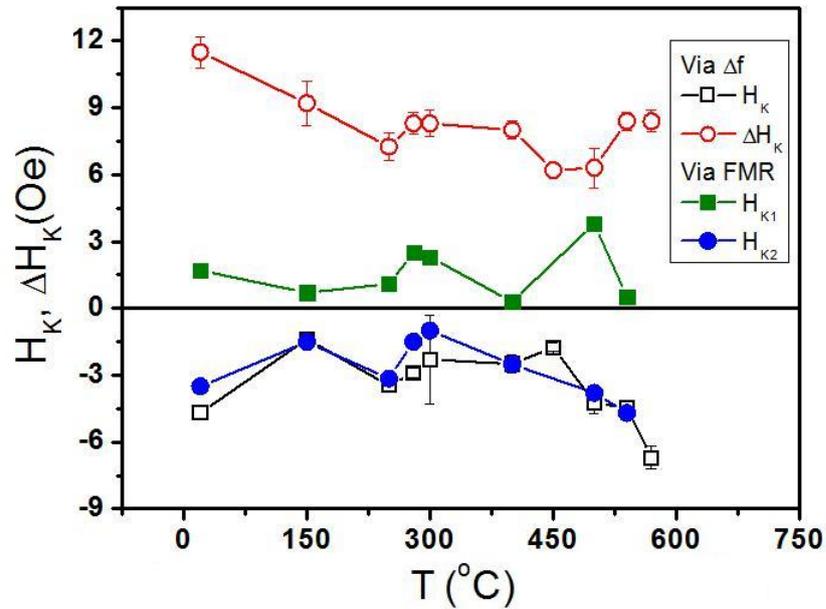


Figura 34: Evolução da dispersão de anisotropia para a largura de linha de FMR em função da temperatura de tratamento das amostras.  $H_{k1}$  Refere-se a região do núcleo interno e  $H_{k2}$  a região da casca externa. Dados obtidos a partir dos ajustes das medidas de variação da frequência ( $\Delta f$ ) e da ressonância ferromagnética (*FMR*) em função do campo aplicado.

A contribuição do espalhamento de magnons à largura de linha é apresentada na figura 35. Este espalhamento tem origem nas inhomogeneidades presentes na amostra, como grãos e/ou contorno de grãos e também devido a interface metal-vidro. Verificou-se que a menor contribuição para esse termo de amortecimento ocorre em 300°C devido a redução das inhomogeneidades magnéticas devido a um melhor alinhamento do eixo externo de anisotropia da casca com a direção circunferencial. Além desta temperatura de tratamento térmico ocorre a formação de pequenos grãos cristalinos que contribuem para o aumento do espalhamento de magnos. Com a cristalização da amostra esta contribuição passa a ser praticamente constante.

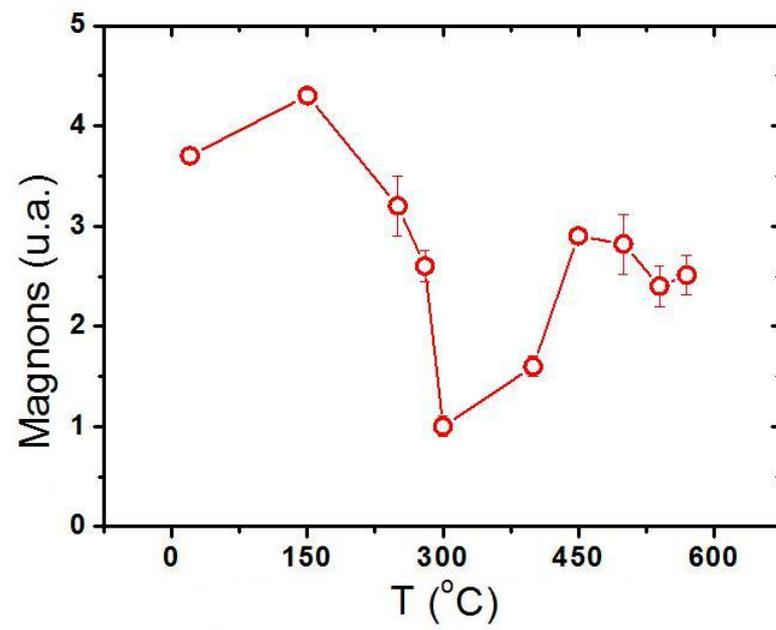


Figura 35: Contribuição do espalhamento de magnons para a largura de linha de FMR em função da temperatura de tratamento das amostras.

## 7 CONCLUSÃO

Neste trabalho apresentamos um estudo da relaxação magnética de microfios amorfos de  $Co_{68,25}Fe_{4,5}Si_{12,25}B_{15}$  recobertos por vidro, mostrando o efeito da temperatura de recozimento sobre as propriedades magnéticas do microfio. O estudo foi realizado através da avaliação da largura de linha FMR, identificando os principais mecanismos de amortecimento, caracterização magnética, através das curvas de magnetização e magnetoimpedância, num intervalo de temperatura inferiores à temperatura de Curie até temperaturas superiores a de cristalização.

Para temperaturas próximas a temperatura de cristalização verificou-se uma diminuição da anisotropia magnetoelástica, devido a redução das tensões internas do microfio. A medida que energia térmica é fornecida a estrutura, ocorrem saltos entre as posições dos átomos produzindo um aumento do tamanho e do número médios dos grãos. E após a transição da fase amorfa para a fase cristalina temos um aumento do campo coercivo.

A partir das medidas de impedância, com suas componentes real e imaginária, foi possível obter também componente real e imaginária da permeabilidade. E, assim, fazer a análise da largura de linha FMR avaliando os principais mecanismos responsáveis pela relaxação magnética. Sendo os principais mecanismos que contribuem para o alargamento da linha de ressonância: amortecimento de Gilbert, dispersões de anisotropia e espalhamento de magnons.

O amortecimento de Gilbert, sempre presente, mesmo em uma amostra perfeita, contribui para o alargamento da linha de ressonância de forma linear com o campo aplicado. E este termo não apresentou dependência com a temperatura de tratamento.

As inhomogeneidades presentes nas amostra, devido a interface metal-vidro e a presença de pequenos grãos cristalinos, dão origem ao espalhamento de magnons que atuam como um termo de amortecimento. Observou-se uma redução deste termo até a temperatura de 300°C e após este valor um aumento considerável até a temperatura de cristalização dos microfios. A intensidade dos espalhamentos de magnons é também influenciada pela redução nas inhomogeneidades magnéticas devido a um melhor alinhamento do eixo externo de anisotropia da casca com a direção circunferencial bem como pela presença de grãos cristalinos na amostra.

## Referências

- [1] SKUBIC, B., Spin Dynamics e Magnetic Multilayers, dissertation presented at Uppsala University, Acta Universitatis Upsaliensis, Editor: The Dean of the Faculty of Science and Technology, 2007.
- [2] ARKAD'YEV, V. K., **J. Russ. Phys. -Chem. Soc.**, v. 44, p. 165, 1912.
- [3] LANDAU, L. D.; LIFSHITZ, E. M., On the theory of the dispersion of magnetic permeability in ferromagnetic bodies. **Phys. Z. Sowjetunion**, v. 8, p. 153, 1935.
- [4] GRIFFITHS, J. H. E., Anomalous high-frequency resistance of ferromagnetic metals. **Nature**, v. 158, p. 670, 1946.
- [5] KITTEL, C., On the theory of ferromagnetic resonance absorption. **Phys. Rev.**, v. 73, p. 155, 1948.
- [6] REZENDE, S. M., Ressonância ferromagnética e ondas de spin. **II Escola Brasileira de Magnetismo**, Dep. de Física, Universidade Federal de Pernambuco, 1999.
- [7] ROMANO, J. A., Ressonância Ferromagnética aplicada ao estudo da anisotropia magnética em multicamadas de Co/Pd. Tese – UNICAMP, Campinas, São Paulo, 1997.
- [8] GILBERT, T. L. A Lagrangian formulation of the gyromagnetic equation of the magnetic field. **Phys. Rev.**, v.100, p. 1243, 1955.
- [9] BLOEMBERGEN, N. e WANG, S., Relaxation effects in para- and ferromagnetic resonance. **Phys. Rev.**, v.93, p. 72, 1954.
- [10] SOSMEIER, K. D., Relaxação de spin: principais mecanismos em microfios e em filmes multicamadas. Tese (Doutorado em Física) – Universidade Federal de Santa Maria, Santa Maria, RS, 2010.
- [11] KRAUS, L., GMI modeling and material optimization. **Sensors and Actuators A**, v. 106, p. 187, 2003.
- [12] AMENT, S. e RADO, G. T., Electromagnetic effects of spin wave resonance in ferromagnetic metals. **Phys. Rev.**, v. 97, p. 1558, 1955.
- [13] HURBEN, M. J. e PATTON, C. E., Theory of two magnon scattering microwave relaxation and ferromagnetic resonance linewidth in magnetic thin films. . **Appl. Phys.**, v. 83, p. 4344, 1998.
- [14] de COS, D.; GARCÍA-ARRIBAS, A.; BARANDIARAN, J. M., Frequency dependence of the ferromagnetic resonance width in magneto-impedance measurements, **J. Magn. Magn. Mater.**, v. 320, p. 2513, 2008.

- [15] SUHL, H., Ferromagnetic resonance in nickel ferrite between one and two kilomegacycles. **Phys. Rev.**, v. 97, p. 555, 1955.
- [16] KITTEL, C. **Quantum Theory of Solids**. New York: J. Wiley and Sons, 1963, cap. 4.
- [17] ARIAS, R. e MILLS, D. L., Extrinsic contributions to the ferromagnetic resonance response of ultrathin films. **Phys. Rev. B**, v. 60, p. 7395, 1999.
- [18] KALARICKAL, S. S. et al. Ferromagnetic resonance linewidth in metallic thin films: Comparison of measurement methods **J. Appl. Phys.**, v. 99, p.093909, 2006.
- [19] BEACH, R. S.; BERKOWITZ, A. E., Giant magnetic field dependent impedance of amorphous FeCoSiB wire, **J. Appl. Phys.**, v. 76, p. 3652, 1994.
- [20] PIROTA, K. R., Magnetoimpedância gigante em materiais ferromagnéticos amorfos: uma breve introdução. **Revista Physicae**, v. 1, p. 37, 2000.
- [21] SOSMEIER, K. D., Magnetoimpedância como ferramenta para a caracterização magnética de microfios amorfos. Dissertação (Mestrado em Física) – Universidade Federal de Santa Maria, Santa Maria, RS, 2006.
- [22] LANDAU, L. D.; LIFSHITZ, E. M., **Eletrodinamics of continuous media**, Oxford: Pergamon, 1975.
- [23] MOHRI, K. et. al. Magneto-inductive element. **IEEE Trans. Magn.**, v. 29, p.1245, 1993.
- [24] SOSMEIER, K. D., et al., Wide-range frequency method to obtain the transverse permeability form impedance measurements. **J. Magn. Mater.**, v. 320, p. E1-E3, 2008.
- [25] KLEMENT, K.; WILLENS, R. H.; DUWEZ, P., **Nature**, v. 187, p. 869, 1970.
- [26] SINNECKER, J. P., Materiais magnéticos doces e materiais ferromagnéticos amorfos, **Revista Brasileira de Ensino de Física**, v. 22, n. 3, setembro, 2000.
- [27] MAKINO, Y., in Physics and Engineering Applications of Magnetism, ed. Y. Ishikawa and N. Miura. Springer-Verlag, Berlin, 1991, Chap. 9, p.195.
- [28] PUREUR NETO, P., **Correlações eletrônicas em sólidos: magnetismo e supercondutividade**. Porto Alegre: Instituto de Física – UFRGS, 2007.
- [29] TAYLOR, G. F., A Method of Drawing Metallic Filaments and a Discussion of Their Properties and Uses, **Phys. Rev.**, v. 23, p. 655-660, 1924.
- [30] WIESNER, H e SCHNEIDER, J., Magnetic-properties of amorphous Fe-P alloys containing Ga, Ge and As. **Phys. Stat. Sol. (a)**, v. 26, p.71-75, 1974.
- [31] CHIRIAC, H., Preparation and characterization of glass covered magnetic wires, **Materials Science And Engineering**, A 304-306, p. 166-171, 2001.
- [32] VÁZQUEZ, M. e HERNANDO, A., A soft magnetic wire for sensor applications. **J. Phys. D: Appl. Phys.**, v. 29, p. 939, 1996.

- [33] ZHUKOV, A., Glass-coated magnetic microwires for technical applications. **J. Magn. Magn. Mater.**, v. 242, p. 216, 2002.
- [34] CHIRIAC, H.; ÓVÁRI, T. A., Amorphous glass-covered magnetic wires: preparation, properties, applications, **Progress in materials Science**, v.40, p. 333-407, 1996-1997.
- [35] VÁZQUEZ, M., Soft magnetic wires. **Physica B**, v. 299, p. 302-313, 2001.
- [36] CULLITY, B. D.; GRAHAM, C. D., **Introduction to magnetic materials**. Addison–Wesley Publishing Company, 2nd edition, 2009.
- [37] GUIMARÃES FILHO, A. P., **Magnetismo e ressonância magnética em sólidos**. São Paulo: Editora da Universidade de São Paulo, 2009.
- [38] O'HANDLEY, R. C., **Modern magnetic materials: principles and applications**. Wiley Inter-Science, 1st edition, 1999.
- [39] CHIRIAC, H.; ÓVÁRI, T. A.; ZHUKOV, A., Magnetoelastic anisotropy of amorphous microwires, **J. Magn. Magn. Mater.**, v. 254255, p. 469471, 2003.
- [40] CHIRIAC, H.; ÓVÁRI, T. A.; POR, GH., Internal stress distribution in glass-covered amorphous magnetic wires, **Physical Review B**, v. 52, p. 10105-10113, 1995.
- [41] ASTEFĂNOAEI, I.; RADU, D.; CHIRIAC, H., Internal stress distribution in DC joule-heated amorphous glass-covered microwires **J. Phys.: Condens. Matter**, v. 18, p. 2689-2716, 2006.
- [42] CHIRIAC, H.; ÓVÁRI, T. A., Magnetic properties of amorphous glass-covered wires, **Journal of Magnetism and Magnetic Materials**, v. 249, p. 4654, 2002.
- [43] SQUIRE, P. T.; ATKINSON, D.; GIBBS, M. R. J.; ATALAY, S., Amorphous wires and their applications. **J. Phys. D: Appl. Phys**, v. 43, p. 055003, 2010.
- [44] VÁZQUEZ, M.; CHEN, D. -X., The magnetization reversal process in amorphous wires, **IEEE Trans. Magn.**, v. 31, p. 1229, 1995.
- [45] CHIRIAC, H.; ASTEFĂNOAEI, I., A model of DC Joule heating in amorphous wires, **Phys. Stat. Sol.**, v. 153, p. 183-189, 1996.
- [46] CHIRIAC, H.; KNOBEL, M.; ÓVÁRI, T. A., Temperature Distribution in a Joule effect annealed amorphous glass-covered wire, **Materials Science Forum**, v. 302-303, p. 239-243, 1999.
- [47] ASTEFĂNOAEI, A.; RADU, D.; CHIRIAC, H., On DC Joule-heating effects in amorphous glass-covered  $Fe_{77,5}Si_{7,55}B_{15}$  microwires, **J. Phys. D: Appl. Phys.**, v. 38, p. 235-243, 2005.
- [48] FONER, S., The vibrating sample magnetometer – Experiences of a volunteer, **J. Appl. Phys.**, v. 79, p. 4740-4745, 1996.
- [49] MALLINSON, J., **J. Appl. Phys.** v. 37, p. 2514, 1966.

- [50] SAMPAIO, L. C.; GARCIA, F.; CERNICCHIARO, G. R. C.; TAKEUCHI, A. Y., Técnicas de magnetometria. **Revista Brasileira de Ensino de Física**, v. 22, n. 3, 2000.
- [51] BOHN, F., Propriedades estatísticas do ruído Barkhausen em materiais magnéticos artificialmente estruturados. Tese (Doutorado em Física) – Universidade Federal de Santa Maria, Santa Maria, RS, 2009.
- [52] HOQUE, S. M.; et al., Ultra-soft magnetic properties and giant magneto-impedance of CoFeSiB. **Journal of Non-Crystalline Solids**, v. 357, p. 2109-2114, 2011.
- [53] MARIN, P.; HERNANDO, A., Aplications of amorphous and nanocrystalline magnetic materials, **J. Magn. Magn. Mater.**, v. 215-216, p. 729-734, 2000.
- [54] VAZQUEZ, M. et al., Influence of nanocrystalline structure on the magnetic properties of wires and microwires. **Textures Microstruct.** v. 32, p. 245, 1999.
- [55] SOSMEIER, K. D., et al., Ferromagnetic resonance linewidth mechanisms in annealed CoFeSiB glass-covered microwires. **J. Phys. D: Appl. Phys**, v. 43, p. 055003, 2010.