

Universidade Estadual de Campinas

Instituto de Física “*Gleb Wataghin*”

**Magnetoimpedância Gigante Linear e Não-
Linear em Ligas Amorfas**

José Gerivaldo dos Santos Duque

Orientador: Prof. Dr. Marcelo Knobel

Tese apresentada ao Instituto de Física “*Gleb Wataghin*” como pré-requisito parcial para a obtenção do título de **Doutor em Ciências.**

Campinas – SP

22 de Maio de 2005

*Projeto financiado pela Fundação de Amparo à Pesquisa do
Estado de São Paulo (FAPESP)*

**FICHA CATALOGRÁFICA ELABORADA PELA
BIBLIOTECA DO IFGW - UNICAMP**

Duque, José Gerivaldo dos Santos
D929m Magnetoimpedância gigante linear e não-linear em

ligas amorfas / José Gerivaldo dos Santos Duque. --

Campinas, SP : [s.n.], 2005.

Orientador: Marcelo Knobel.
Tese (doutorado) - Universidade Estadual de
Campinas, Instituto de Física "Gleb Wataghin".

1. Impedância (Eletricidade). 2. Substâncias
amorfas. 3. Materiais ferromagnéticos. 4. Anisotropia
magnética. I. Knobel, Marcelo. II. Universidade
Estadual de Campinas. Instituto de Física "Gleb
Wataghin". III. Título.

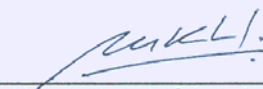
- **Título em inglês:** Linear and non-linear giant magnetoimpedance in amorphous alloys
- **Palavras-chave em inglês (Keywords):**
 1. Impedance (Electricity)
 2. Amorphous substances
 3. Ferromagnetic materials
 4. Magnetic anisotropy
- **Área de concentração:** Física da matéria condensada
- **Titulação:** Doutor em ciências
- **Banca examinadora:**

Prof. Marcelo Knobel
Prof. Luiz Guilherme Costa Melo
Prof. João Paulo Sinnecker
Prof. Flávio César Guimarães Gandra
Prof^a Maria José Santos Pompeu Brasil
- **Data da defesa:** 28.01.2005




MEMBROS DA COMISSÃO JULGADORA DA TESE DE DOUTORADO DE JOSÉ GERIVALDO DOS SANTOS DUQUE – RA 006642 APRESENTADA E APROVADA AO INSTITUTO DE FÍSICA “GLEB WATAGHIN”, DA UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS, EM 28 / 01 / 2005.

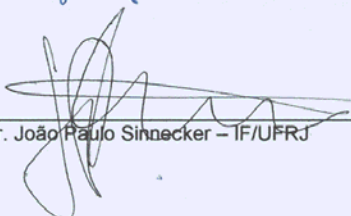
COMISSÃO JULGADORA:




Prof. Dr. Marcelo Knobel (Orientador do Candidato) –
DFMC/IFGW/UNICAMP



Prof. Dr. Luiz Guilherme Costa Melo – IF/USP



Prof. Dr. João Paulo Sinnecker – IF/UFRJ



Prof. Dr. Flávio César Guimarães Gandra – DEQ/IFGW/UNICAMP



Profa. Dra. Maria José Santos Pompeu Brasil – DFMC/IFGW/UNICAMP

A minha esposa: Rosana Alves da Cunha
e a minha Família

“Ode to Joy ”

*“O Friends, no more these sounds!
Let’s us sing more cheerful songs,
More full of joy!*

*Joy, Bright spark of divinity,
Daughter of Elisium,
Fire-inspired we tread
Thy sanctuary.
Thy magic power re-unites
All that custom has divided,
All man become brothers
Under the sway of thy gentle wings.*

*Whoever has created
An abiding friendship,
Or has won
A true and loving wife,
All who can call at least one soul theirs,
Join in our song of praise;
But any who cannot must creep tearfully
Away from our circle.*

*All creatures drink of joy
At nature’s breast.
just and unjust
Alike taste of her gift;*

*She gave us kiss and the fruit of the vine,
A tired friend to the end.
Even the worm can feel contentment,
And the cherub stands before God!*

*Gladly, like the heavenly bodies
Which he set on their courses
Through the splendour of the firmament;
Thus, brothers, you should run your race,
As a hero going to conquest.*

*You millions, I embrace you
This kiss is for all the world!
Brothers, above the starry canopy
There must dwell a loving father.
Do you fall in worship, you millions?
World, do you know your creator?
Seek him in the heavens;
Above the stars must he dwell.”*

*“... From Friedrich Von Schiller to the
Symphony n° 9 of Ludwig Van
Beethoven (1770 - 1827) ...”*

Agradecimentos

Em primeiro lugar gostaria de agradecer ao prof. Marcelo Knobel não somente pela orientação clara e precisa do trabalho, mas principalmente pela atenção dispensada com a minha vinda de Sergipe para Campinas, a ajuda com a estadia e a busca por fontes de financiamento.

A prof^a. Cristina Gómez-Polo da Universidade Pública de Navarra - Espanha, pela amizade e aprendizado durante o período em que estive visitando essa instituição.

Ao Juliano C. Denardin pela recepção logo após a minha chegada em Campinas e pela amizade.

Ao prof. Oscar F. de Lima e aos amigos que passaram ou ainda permanecem no Laboratório de Materiais e Baixas Temperaturas (LMBT): Kleber Roberto Pirola, Alberto E. P. de Araújo, Rafael Piccin, Ana Lúcia Brandl, Wallace C. Nunes, Leandro Shokolosky, José Marcelo Vargas pela amizade.

Aos colegas Ricardo Avelino Gomes, Pablo Paredez, Hugo B. Carvalho, Edvaldo A. S. Júnior e sua esposa Sandra A. S. A. Souza.

Aos novos amigos do Grupo de Propriedades Ópticas e Magnéticas dos Sólidos (GPOMS) especialmente ao Dr. Pascoal J. Giglio Pagliuso.

Ao excelente corpo técnico do laboratório Cleuza, Célia e especialmente o Walter.

Ao pessoal do Laboratório de Ressonâncias Magnéticas do Centro Atômico Bariloche pela amizade durante o período em que os visitei.

Por fim gostaria de agradecer ao indispensável apoio financeiro da FAPESP (Fundação de Amparo a Pesquisa do Estado de São Paulo).

Resumo

Neste trabalho o efeito da magnetoimpedância gigante (GMI) e seus harmônicos superiores foram investigados em fios magnéticos amorfos a base de cobalto. Neste sentido, dois tipos de amostras foram utilizados: *i*) uma fibra magnética amorfa de $\text{Co}_{80,89}\text{Fe}_{4,38}\text{Si}_{8,69}\text{B}_{1,52}\text{Nb}_{4,52}$ e *ii*) um fio magnético amorfo de $(\text{Fe}_{0,06}\text{Co}_{0,94})_{75}\text{Si}_{12,5}\text{B}_{15}$. O efeito da indução de anisotropias específicas (anisotropias circular e helicoidal) e da aplicação de um campo *bias* circular sobre as componentes de primeiro (impedância) e segundo harmônicos foram estudados. A medida dos ciclos de histerese circulares em função dessas anisotropias induzidas forneceu uma verificação experimental de um modelo recentemente proposto. Esse modelo é baseado no cálculo da transformada de Fourier da magnetização circular. Além disso, os ciclos de histerese circulares permitiram o cálculo da permeabilidade circular complexa do fio. Por último, nós estudamos a origem do comportamento assimétrico das curvas de GMI da amostra de CoFeSiB depois de realizado um tratamento térmico com corrente DC (aquecimento Joule). Esse tipo de comportamento pode vir a ser muito útil no desenvolvimento de sensores magnéticos baseados no efeito da GMI.

Abstract

In this work the giant magnetoimpedance effect (GMI) and its harmonic components are investigated in Co-based amorphous magnetic wires. Two kinds of samples were used in this work: *i*) amorphous magnetic fibers of nominal composition $\text{Co}_{80,89}\text{Fe}_{4,38}\text{Si}_{8,69}\text{B}_{1,52}\text{Nb}_{4,52}$ and *ii*) amorphous magnetic wires of nominal composition $(\text{Fe}_{0,06}\text{Co}_{0,94})_{72,5}\text{Si}_{12,5}\text{B}_{15}$. The dependence of both specific induced anisotropies (circular and helical anisotropies) and a circular *bias* field on the first (impedance) and second harmonic components were studied. The measurements of circular hysteresis loops as a function of these induced anisotropies provide an experimental verification of a recently proposed model. This model is based in the calculation of Fourier transform of circular magnetization. Furthermore, the circular hysteresis loops allow us to calculate the complex circular permeability. Finally, we observed an asymmetric behavior of impedance curves in the wire CoFeSiB after carrying out a thermal treatment with DC current (Joule heating). This behavior can be useful for the development of very sensitive GMI-based magnetic sensors.

Capítulo 1	1
Introdução	1
Capítulo 2	5
Conceitos preliminares	5
2.1 Magnetoimpedância gigante (GMI)	5
2.1.1 Regime de baixas frequências	9
2.1.2 Regime de frequências moderadas	12
2.1.3 Regime de altas frequências	15
2.2 GMI e as anisotropias magnéticas	18
2.3 Magnetoimpedância gigante linear e não-linear	20
2.4 Aplicações da GMI	24
Capítulo 3	27
Materiais magnéticos amorfos e métodos de produção	27
3.1 Fabricação de materiais magnéticos amorfos.....	27
3.2 Estrutura de Domínios e Processos de Magnetização.....	31
Capítulo 4	35
Aparatos experimentais	35
4.1 Indução de anisotropias por métodos mecânicos	35
4.2 Indução de anisotropias por tratamentos térmicos	36
4.3 Medidas de magnetoimpedância	37
4.4 Medidas dos ciclos de histerese circulares e longitudinais	40
Capítulo 5	45
Modelo teórico	45
5.1 Análise de Fourier da magnetização circular	45
5.2 Simulações dos ciclos de histerese circulares	50
Capítulo 6	59
Considerações Iniciais	59
A fibra magnética amorfa de FeCoSiBNb	59
6.1 Caracterização inicial	60
6.2 O efeito da aplicação de um campo <i>bias</i> circular	62
6.3 O efeito da indução de uma anisotropia helicoidal	66

6.4 Os ciclos de histerese circulares e os harmônicos da impedância	72
6.5 O efeito da aplicação de uma tensão mecânica longitudinal	80
Capítulo 7	83
O fio magnético amorfo de CoFeSiB	83
7.1 A influência da indução de uma anisotropia helicoidal	84
7.2 Análise dos ciclos de histerese circulares	88
Capítulo 8	97
Assimetrias da curva de GMI devido ao efeito de um campo de <i>exchange</i> <i>bias</i>	97
8.1 Indução de anisotropias por aquecimento Joule	98
Capítulo 9	105
9.1 Conclusões	105
9.2 Perspectivas	106
Referências bibliográficas	108
Apêndice A – Cálculo da impedância de um fio magnético doce	116

CAPÍTULO 1

INTRODUÇÃO

Investigações recentes sobre a dependência da impedância complexa ($Z = R + iX$) de condutores ferromagnéticos doces com a amplitude e a frequência da corrente de excitação e do campo magnético externo, H , têm revelado um novo e fascinante fenômeno, conhecido como Magnetoimpedância Gigante (GMI). Variações fortes e sensíveis da impedância, induzidas pelo campo magnético externo aplicado à amostra foram primeiramente observadas em fios e fitas amorfas e depois em materiais nanocristalinos [1]. Apesar de sua recente descoberta (1993), o fenômeno tem sido o objeto de intensos estudos, tanto do ponto de vista de sua física básica quanto do ponto de vista das enormes perspectivas de aplicações tecnológicas. O gráfico 1.1 abaixo mostra a evolução da quantidade de trabalhos em GMI que têm sido publicados na literatura desde o ano de sua descoberta. Nota-se uma clara tendência geral de crescimento do número de trabalho, ano após ano.

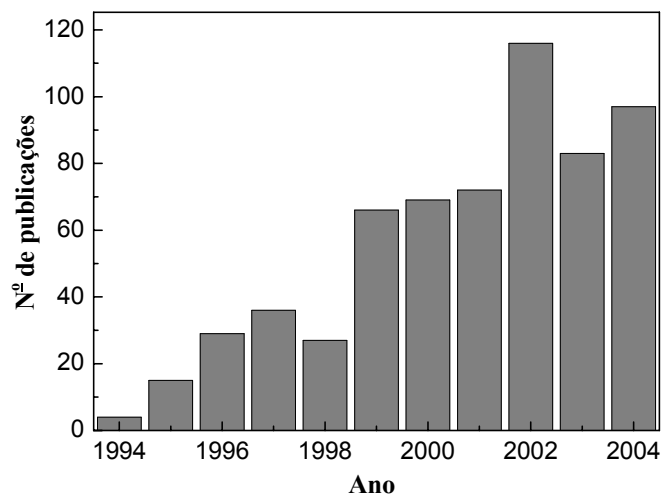


Gráfico 1.1 - Evolução da quantidade de trabalhos publicados na literatura relacionados com o fenômeno da GMI (fonte: web of science).

A GMI pode ser explicada dentro do contexto da teoria eletrodinâmica clássica, contudo pesquisas sistemáticas têm revelado muitos resultados ainda não explicados

como, por exemplo, o aparecimento de uma estrutura de picos bem definida e de um comportamento histerético na dependência da GMI do material depois da indução de anisotropias transversais. Em materiais ferromagnéticos reais a permeabilidade magnética e, conseqüentemente, a GMI, depende de todos os parâmetros que influenciam a estrutura de domínios particular. Em geral, a permeabilidade magnética não é necessariamente homogênea no volume da amostra e pode mudar de ponto a ponto, dependendo das anisotropias magnéticas locais e da estrutura de domínios. Tais anisotropias podem ser induzidas através de tratamentos térmicos específicos, como por exemplo, tratamentos térmicos em fornos convencionais, tratamentos térmicos com a aplicação de tensão mecânica e/ou com campo magnético aplicado, ou até mesmo tratamento térmico por aquecimento Joule. A grande atenção despertada por esse novo efeito se deu principalmente devido ao seu potencial de aplicação tecnológica na fabricação de sensores magnéticos ultra-sensíveis. Para isso novos materiais com características particulares (baixa anisotropia e alta permeabilidade magnética) tiveram que ser desenvolvidos.

Outro aspecto bastante interessante descoberto e explorado há pouco tempo é a indução de harmônicos superiores no fenômeno da GMI. Neste caso, o aparecimento desses termos está ligado ao próprio processo de magnetização da amostra, ou seja, ao processo histerético que aparece durante a magnetização dos materiais ferromagnéticos em geral. Em particular, a resposta de segundo harmônico, V_{2f} , da GMI tem sido bastante explorada em alguns trabalhos encontrados na literatura. Este termo tem mostrado uma forte dependência com as anisotropias intrínsecas ou induzidas. O presente trabalho mostra uma série de resultados em que as respostas da impedância e do segundo harmônico são estudadas em função da anisotropia helicoidal induzida em duas amostras à base de cobalto. Este tipo de anisotropia desvia a magnetização da direção circular causando um aumento na resposta do segundo harmônico e uma diminuição da impedância. Serão também apresentados alguns resultados do efeito da aplicação de uma tensão mecânica axial na resposta da GMI dessas duas amostras. Além disso, várias medidas de GMI em função de um campo *bias* circular serão apresentadas com o objetivo de mostrar que esse tipo de medida pode dar uma idéia sobre a distribuição de anisotropias dentro do material.

Em outra parte do trabalho o modelo proposto por Gómez-Polo e colaboradores [2] será apresentado. Esse modelo, relativamente simples comparado com aqueles encontrados na literatura, é baseado no cálculo da permeabilidade magnética circular através da transformada de Fourier da magnetização circular. Alguns resultados, como por exemplo, o deslocamento dos ciclos de histerese circulares, são simulados através do modelo e comparados com os resultados experimentais. Para isso, os ciclos de histerese circulares também foram medidos em ambas as amostras para uma frequência de 800 Hz em função da torção aplicada. Essa anisotropia foi induzida com o objetivo de desviar a direção da magnetização circular, proporcionando assim, a observação de tais deslocamentos. Além disso, para o caso do fio amorfo de CoFeSiB, as componentes da impedância (primeiro harmônico) e do segundo harmônico da permeabilidade magnética circular foram calculadas aplicando a transformada de Fourier aos ciclos de histerese circulares medidos experimentalmente. A impedância da amostra foi então estimada usando a componente de primeiro harmônico da permeabilidade. Os resultados obtidos através desse método foram comparados com aqueles obtidos da medida feita no osciloscópio. No caso do segundo harmônico da permeabilidade os resultados permitiram observar a relação existente entre o deslocamento dos ciclos de histerese circulares e a resposta do segundo harmônico. Por último, considerando possíveis aplicações do fenômeno da GMI, nós estudamos o comportamento assimétrico da curva de magnetoimpedância causado pela indução de uma anisotropia unidirecional induzida por aquecimento Joule em atmosfera aberta em uma amostra à base de cobalto.

Sendo assim, esta tese está organizada da seguinte maneira. O capítulo 2 é dedicado ao esclarecimento de alguns tópicos necessários para o entendimento do trabalho. No capítulo 3 é feita uma apresentação da estrutura de domínios e das técnicas de fabricação dos materiais magnéticos amorfos empregados no estudo da GMI. O capítulo 4 mostra os aparatos experimentais que na maioria foram construídos em laboratório usados nas medidas de GMI e dos ciclos de histerese longitudinais e circulares. No capítulo 5 mostraremos o modelo fenomenológico proposto por Gómez-Polo e colaboradores e nos capítulos 6 a 8 os resultados experimentais mais relevantes são apresentados e discutidos. Finalmente, no capítulo 9 são apresentadas as conclusões gerais do trabalho.

CAPÍTULO 2

CONCEITOS PRELIMINARES

O objetivo principal deste capítulo é dar ao leitor um suporte básico sobre alguns conceitos teóricos e experimentais necessários para a compreensão dos resultados e demais informações contidas nesta tese. Como o efeito da GMI foi descoberto há relativamente pouco tempo, várias referências foram incluídas ao longo do texto com o objetivo de fornecer ao leitor um maior aprofundamento no assunto. Neste trabalho, por uma questão de conveniência quando não for dito nada ao contrário, adotaremos o sistema de unidades Gaussiano (CGS).

2.1 – Magnetoimpedância gigante (GMI)

A Magnetoimpedância Gigante, comumente chamada de GMI (sigla em inglês para a palavra *Giant Magnetoimpedance*), consiste na mudança significativa da impedância elétrica de materiais magnéticos duros (geralmente amorfos) devido à aplicação de um campo magnético externo. Os primeiros trabalhos publicados sobre o fenômeno da GMI datam de 1935 [3, 4], todavia o fenômeno foi pouco explorado naquela época. A sua “redescoberta” foi feita simultaneamente em 1993 por dois grupos [5, 6] e logo no ano seguinte o efeito da GMI foi explicado teoricamente no trabalho de Beach e Berkowitz [7], os quais tomaram como base a teoria da eletrodinâmica clássica para explicá-lo. Eles seguiram um desenvolvimento encontrado no livro de Landau e Lifschitz [8] para calcular a impedância de um fio ferromagnético duro por onde passa uma corrente elétrica I de frequência ω . Resolvendo as equações de Maxwell para este problema, eles encontraram a seguinte expressão¹ [8]:

$$Z = R + iX = \frac{1}{2} R_{dc} ka \frac{j_0(ka)}{j_1(ka)} \quad (2.1)$$

¹ Um cálculo mais detalhado para obter a expressão 2.1 pode ser encontrado no Apêndice 1.

onde

$$\delta_m = \frac{c}{\sqrt{2\pi\omega\sigma\mu_\phi}} \quad \text{e} \quad k = \frac{(1+i)}{\delta_m} \quad (2.2)$$

e os J_i são as funções de Bessel, R_{dc} é a resistência por unidade de comprimento do fio para $f = 0$, $i^2 = -1$, μ_ϕ é a permeabilidade magnética circular e a é o raio do fio. A quantidade δ_m é chamada de profundidade de penetração magnética e é responsável pelo bem conhecido efeito pele o qual determina a profundidade, a partir da superfície do fio, por onde a corrente efetivamente flui. Assim, de acordo com a expressão de δ_m , para frequências e permeabilidades suficientemente altas a corrente pode fluir por uma região muito próxima da superfície, e até mesmo, tornar-se muito menor do que o próprio raio do fio.

Considerando que a componente real da impedância, R_{ac} , é proporcional a mudança da área efetiva por onde a corrente flui e a fórmula geral para a resistência $R = \rho/A$ onde A é a área da seção transversal percorrida pela corrente dada por $A = \pi[a^2 - (a - \delta_m)^2]$ a profundidade de penetração magnética pode ser calculada a partir dessa componente através da seguinte expressão.

$$\delta_m = a \left(1 - \sqrt{1 - \frac{R_{dc}}{R_{ac}}} \right) \quad (2.3)$$

O fenômeno da GMI é comumente observado em materiais magnéticos duros os quais possuem como principal característica o alto valor da sua permeabilidade magnética que, por sua vez, pode ser facilmente alterada com a aplicação de campos magnéticos externos levando assim a fortes variações da impedância. Assim, o fenômeno da GMI reflete basicamente a dependência da permeabilidade magnética com o campo magnético aplicado.

As medidas de GMI são, na maioria dos trabalhos encontrados na literatura, normalizadas por um valor de referência. Na maioria das vezes escolhe-se o valor da impedância para o campo magnético máximo aplicado, $Z(H_{max})$, como o valor de normalização. A taxa de variação ou a GMI pode então ser expressa como:

$$GMI(\%) = \frac{Z(H) - Z(H_{L,\max})}{Z(H_{L,\max})} \times 100 \quad (2.3)$$

Em alguns materiais este valor pode alcançar taxas de variações em torno de 600% [9]. Devido à alta sensibilidade ao campo magnético e a anisotropias induzidas a GMI já vem sendo usada na fabricação de sensores magnéticos. Neste sentido, o principal desafio tem sido a melhoria das propriedades magnéticas dos materiais de modo a aumentar a sensibilidade. Além das aplicações, a GMI tem sido utilizada também como ferramenta de pesquisa para investigar algumas propriedades magnéticas de materiais amorfos tais como anisotropias magnéticas intrínsecas e induzidas [10, 11], medidas da constante de magnetostricção [12], crescimento de nanopartículas em matrizes amorfas [13], processos de magnetização circular [14], efeitos não-lineares [2] e estrutura de domínios [15]. A tabela 2.1 mostra uma lista de referências onde os autores usaram a GMI como ferramenta de pesquisa. É preciso, contudo, distinguir a diferença entre magnetoimpedância e magnetoresistência. Muitas vezes a semelhança entre os nomes pode causar confusão principalmente para os leitores com pouca experiência na área. Enquanto que a magnetoimpedância é um fenômeno estritamente clássico relacionado com a mudança da permeabilidade magnética transversal a magnetoresistência é caracterizada pela mudança da resistividade do material devido ao espalhamento dependente do spin. A magnetoimpedância é um efeito comumente observado em materiais com alta permeabilidade magnética (materiais doces: fios, fitas, microfios e sistemas de multicamadas) e a magnetoresistência tem sido observada em sistemas de multicamadas [16] e em sólidos granulares [17].

Tabela 2.1 – Outros trabalhos onde se faz uso da GMI como ferramenta de pesquisa [1].

Material	Propriedade Investigada	Referência
Fios Nanocristalinos de FeSiBCuNb	Profundidade de penetração magnética e permeabilidade circular	Knobel e colab. [18]
Fios de CoFeSiB	Contribuição rotacional e do movimento de paredes para	Valenzuela e colab. [19]
Fios de CoFeSiB	Estruturas de domínios	Ménard e colab. [20]
Fitas ricas em Co	Função de distribuição dos eixos de fácil magnetização	Pirola e colab. [21]
Fios de FeCoSiB	Parâmetro de amortecimento de Landau–Lifschitz	Ménard e colab. [22]
Fios ricos em NiCo	Campo de anisotropia, Magnetização de saturação e fator giromagnético	Britel e colab. [23]
(110)[001]FeSi3%	Dinâmica da magnetização (partes reversíveis e irreversíveis)	Carara e colab. [24]
Fitas de FeNbB	Campo de anisotropia em função da quantidade de ferro	Ryu e colab. [25]
Fitas nanocristalinas de FeSiBCuNb	Acoplamento magnético entre nanopartículas	Zeng e colab. [26]

Como já dito antes, a profundidade de penetração magnética depende da frequência da corrente usada para excitar a amostra. Para frequências muito baixas a profundidade de penetração pode se tornar maior do que as dimensões transversais da amostra até mesmo se o material possuir uma alta permeabilidade magnética. Por outro lado, para frequências muito altas a corrente fluirá por uma região muito próxima da superfície do fio e neste caso a impedância passa a depender muito fortemente de efeitos de superfície. Devido a esse fato, o efeito da GMI é, na maioria das vezes, classificado de acordo com o regime de frequências no qual se realizam as medidas. No entanto, é preciso dizer que esse tipo de classificação pode ser bastante alterado visto que a frequência que limita cada regime depende principalmente das dimensões do material e do campo magnético externo.

2.1.1 – Regime de baixas frequências (Poucos Hz - 10 kHz)

A medida da impedância elétrica de um material envolve alguns parâmetros que são intrínsecos ao próprio experimento, tais como a intensidade e a frequência da corrente de excitação. A frequência da corrente constitui um parâmetro muito importante na medida da GMI, uma vez que, ela determina a profundidade de penetração magnética. Para frequências muito baixas a profundidade de penetração torna-se muito maior do que as dimensões transversais da amostra e, neste caso, somente a componente imaginária da impedância muda com a aplicação do campo magnético externo uma vez que não há mudança da área da seção transversal por onde a corrente efetivamente flui. Nesta situação, o efeito é muitas vezes chamado de magneto-indutivo [27].

Vamos considerar um fio magnético amorfo sendo percorrido por uma corrente AC. A passagem da corrente através do fio gera um campo magnético circular, H_ϕ , que magnetiza o fio segundo essa direção. O processo de magnetização transversal do fio, nesse regime de frequência, pode ocorrer tanto através do movimento das paredes de domínios quanto através da rotação dos momentos magnéticos. Assim, é preciso considerar as duas contribuições para a permeabilidade magnética circular total durante a magnetização da amostra.

$$\mu_\phi = \mu_\phi^{pd} + \mu_\phi^{rot} \quad (2.4)$$

onde μ_ϕ^{pd} é a contribuição das paredes de domínios e μ_ϕ^{rot} é a contribuição das rotações dos momentos magnéticos. A aplicação de um campo magnético externo paralelo à direção da corrente e ao eixo do fio, $H_L > H_K$, dificulta o processo de magnetização circular diminuindo assim a permeabilidade magnética circular do material. Por outro lado o aumento da frequência de excitação provoca o amortecimento gradativo do movimento das paredes devido ao aparecimento das correntes parasitas (*eddy currents*) de modo que para um dado valor de frequência a contribuição para a permeabilidade total devido ao movimento das paredes de domínios é muito pequena. Esse amortecimento ocorre para um dado valor de frequência, ω_{pd} , característico de cada material [28].

Para o caso do fio magnético sendo percorrido por uma corrente alternada de baixa frequência a permeabilidade magnética efetiva do fio pode ser escrita da seguinte forma [29].

$$\mu_\phi = \mu_\phi^0 + i4\pi\chi_{pd}^0 \frac{\omega}{\omega_{pd}} \quad (2.5)$$

onde μ_ϕ^0 e χ_{pd} são a permeabilidade e susceptibilidade estáticas. Expandindo a expressão 2.1 para o caso de baixas frequências da corrente de excitação e usando a expressão acima é possível chegar à seguinte fórmula [29].

$$Z = R_{dc} \left[1 + \left(\frac{a}{\delta_m} \right)^4 \left(0.14 + \frac{1}{4} \left(\frac{\delta_{pd}}{a} \right)^2 \right) \right] - \frac{i\omega}{c^2} L_i \quad (2.6)$$

onde:

$$\delta_{pd} = \frac{c}{2\pi\sqrt{2\sigma\chi_{pd}^0\omega_{pd}}} \quad (2.7)$$

nas expressões 2.6 e 2.7 R_{dc} é a resistência para $f=0$, δ_m é a profundidade de penetração magnética, ω é a frequência angular e L_i a auto-indutância do fio. O segundo termo dentro dos colchetes da expressão (2.6) (parte real de impedância) está relacionado com as perdas clássicas e anômalas ocasionadas pelo aparecimento das correntes parasitas. Este termo, portanto não depende do campo magnético longitudinal. A componente imaginária (segundo termo da expressão 2.6) por sua vez depende da auto-indutância, L_i , do fio a qual é diretamente proporcional à permeabilidade circular estática. Assim, a aplicação do campo magnético provocará somente a mudança da parte imaginária da impedância. O mesmo resultado também pode ser conseguido considerando a lei de Faraday. Escrevendo a fórmula para a distribuição de campo magnético circular gerado pela passagem da corrente alternada.

$$h_\phi = \frac{2Ir}{ca^2} \quad (r \leq a) \quad (2.8)$$

este distribuição de campo magnético gera uma mudança de fluxo magnético circular e assim produz um campo elétrico axial, E_z , dado pela lei de Faraday:

$$\frac{\partial E_z}{\partial r} = \frac{1}{c} \frac{\partial b_\phi}{\partial t} = -i \frac{\omega}{c} \mu_{dif} h_\phi \quad (2.9)$$

onde μ_{dif} é a permeabilidade diferencial

$$\mu_{dif} = \frac{\partial b_\phi}{\partial h_\phi} \quad (2.10)$$

A condição de contorno de (2.9) é a de uma amplitude de corrente constante. Assim a voltagem induzida nos extremos da amostra pode ser dada por

$$V_L = E_z(a)l = -i \frac{\omega}{c^2} L_i I \quad (2.11)$$

onde l é o comprimento do fio e L_i a auto-indutância do fio que é dada por

$$L_i = \frac{4l}{a^4} \int_0^a r dr \int_0^r \mu_{dif}(r') r' dr' \quad (2.12)$$

Os dois procedimentos mostrados para derivar as expressões 2.6 e 2.11 mostram não somente a dependência direta da componente imaginária com a permeabilidade circular da amostra, mas também mostram que a componente real é sensível a variação da profundidade de penetração magnética.

2.1.2 – Regime de frequências moderadas (0.01 - 20 MHz)

Nesse intervalo de frequências, a GMI é explicada com base na variação da profundidade de penetração magnética devido à aplicação do campo magnético externo.

Para mostrar a influência da geometria da amostra e do campo magnético no limite entre os regimes de baixas e médias frequências a Figura 2.1 mostra uma medida da parte real da tensão induzida em função da frequência em dois fios amorfos de CoFeSiB com diâmetros diferentes e para dois valores fixos do campo magnético longitudinal. A frequência limite entre os regimes é o ponto onde o sinal induzido começa a aumentar uma vez que a componente real, como discutido na seção anterior, é sensível à variação da área da seção transversal por onde a corrente efetivamente flui. A aplicação do campo magnético provoca o deslocamento desse ponto para regiões de frequências mais altas. Isso ocorre porque a permeabilidade magnética circular diminui com a aplicação do campo magnético e assim o produto da frequência pela permeabilidade circular, o qual determina o comprimento de penetração, aumenta.

Por outro lado, esse valor de frequência crítica depende das dimensões da amostra, ou seja, na medida da componente real feita em dois fios com diâmetros diferentes podemos observar que no fio de diâmetro maior (124 μm) a mudança entre os regimes ocorre para frequências mais baixas do que para o fio de diâmetro menor (30 μm), como pode ser observado na Figura 2.1.

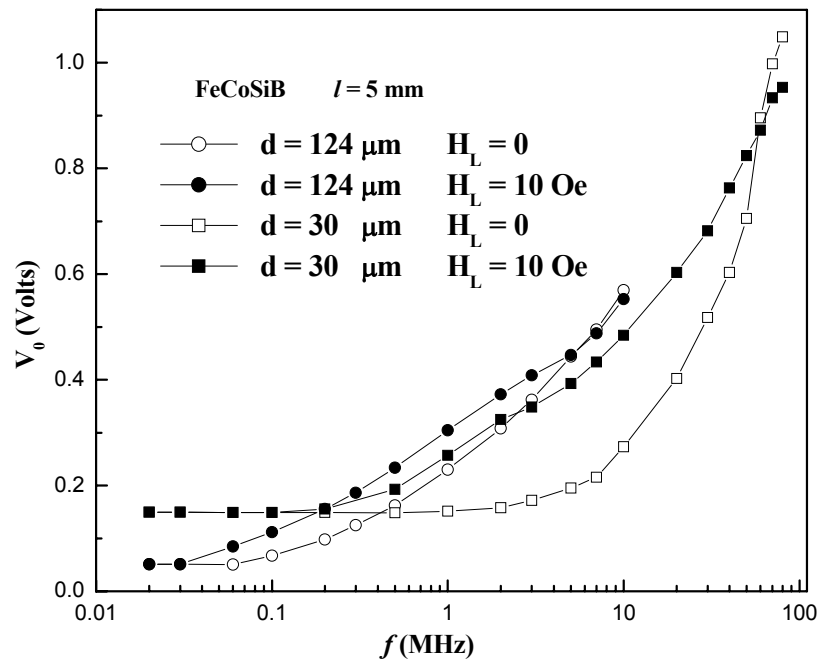


Figura 2.1 – Medida da parte real da tensão induzida em função da frequência da corrente em dois fios amorfos de FeCoSiB com diâmetros de 30 e 124 μm para diferentes valores do campo magnético longitudinal [29].

Entretanto, é preciso dizer ainda que nos materiais ferromagnéticos amorfos o efeito pele começa a aparecer em frequências muito menores do que em materiais metálicos não magnéticos de igual condutividade elétrica. Isto ocorre devido à alta permeabilidade magnética desses materiais que, por sua vez, está ligada à inexistência da anisotropia magnetocristalina.

A Figura 2.2 mostra duas curvas típicas de GMI em um fio amorfo de $(\text{Co}_{0,94}\text{Fe}_{0,06})_{72,5}\text{Si}_{12,5}\text{B}_{15}$ de 130 μm de diâmetro ($\lambda_s \approx -10^{-6}$). A medida da Figura 2.2 (a) foi feita no fio como produzido e neste caso a curva apresentou um comportamento de pico único e na Figura 2.2 (b), onde uma tensão mecânica axial de 1250 MPa foi aplicada na amostra, a curva apresentou uma estrutura de duplo pico. Entretanto Vázquez e colaboradores [30] estudaram o efeito da largura do passo de campo magnético externo, ΔH , usado na medida de GMI e verificaram uma dependência do padrão da curva de GMI com esse parâmetro. Eles concluíram que uma curva de GMI pode passar de uma estrutura de um para dois picos com a diminuição do passo de campo magnético longitudinal.

É bem conhecido, tanto teoricamente [29] quanto experimentalmente [31], que o valor do campo magnético para onde o pico da curva de impedância é aproximadamente igual ao campo de anisotropia circular do material. Na região de frequência onde as paredes de domínios estão praticamente aprisionadas a contribuição rotacional torna-se muito importante e o máximo da permeabilidade depende de rotações irreversíveis da magnetização. Essas rotações são observadas na região onde o campo magnético externo é da ordem do campo de anisotropia circular. O surgimento da estrutura de duplo pico sugere que a aplicação da tensão mecânica axial induziu uma anisotropia circular no fio.

Em ambas as curvas observam-se que a GMI diminui rapidamente com o campo magnético longitudinal, atingindo um valor de saturação. Na região de baixos campos o sinal de GMI cresce monotonicamente até atingir um valor de pico. Esse valor é zero para a estrutura de pico único ou diferente de zero para a estrutura de duplo pico, $H_L \approx H_K$.

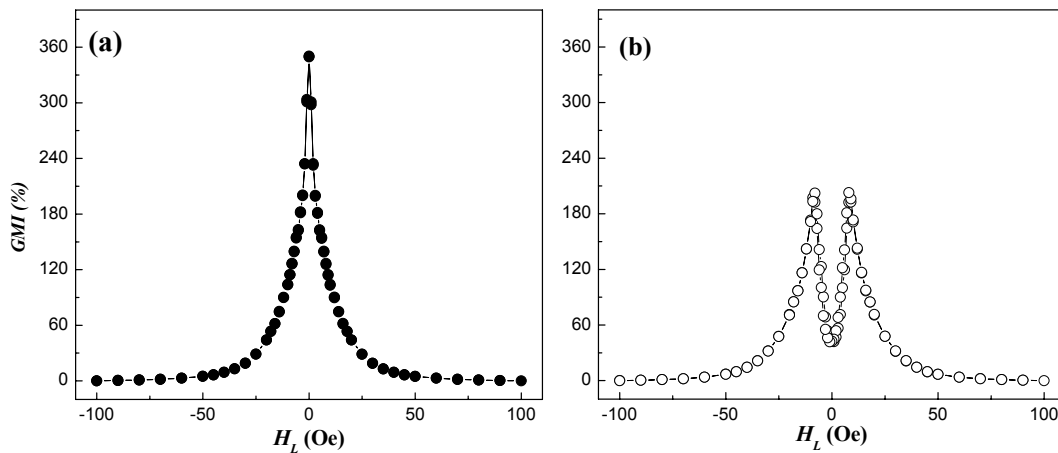


Figura 2.2 – Medida de GMI em um fio de $(\text{Co}_{0,94}\text{Fe}_{0,06})_{72,5}\text{Si}_{12,5}\text{B}_{15}$ de 130 μm de diâmetro e 5 cm de comprimento para $I = 1$ mA e $f = 500$ kHz: (a) sem tensão aplicada e (b) $\sigma = 1250$ MPa.

No regime de frequências moderadas a magnetização ocorre somente através da rotação dos momentos magnéticos uma vez que as paredes de domínios estão praticamente ancoradas [32]. Assim, uma forma de representar a energia em um fio, fita ou filme é [33].

$$E = 1/2 \mu_0 M_s H_k \sin^2(\theta - \theta_k) - \mu_0 M_s h_\phi \cos \theta - \mu_0 M_s H_L \sin \theta \quad (2.13)$$

onde θ é o ângulo entre M_s e a direção circular, M_s é a magnetização de saturação, θ_k é a direção do eixo de fácil magnetização, H_k é o campo de anisotropia circular ($H_k = 2K_\phi/\mu_0 M_s$), H_L e h_ϕ são os campos longitudinal e circular, respectivamente. O primeiro termo da equação é um termo de anisotropia uniaxial os dois últimos são os termos de energia Zeeman. Através de manipulações algébricas feitas na equação 2.13 pode-se obter a susceptibilidade transversal, χ [34]:

$$\chi_\phi = \frac{M_s \sin^2(\theta)}{H_k \cos 2(\theta - \theta_k) + H_L \sin(\theta)} \quad (2.14)$$

e então a permeabilidade magnética circular:

$$\mu_\phi = 1 + 4\pi\chi_\phi \quad (2.15)$$

Para concluir é preciso dizer que nos regimes de frequências médias e baixas a medida da GMI pode ser feita com aparatos experimentais relativamente simples, como por exemplo, com um *lock-in*.

2.1.3 – Regime de altas frequências (20 MHz - Alguns GHz)

Nesse intervalo de frequências o efeito pele é muito forte, ou seja, a corrente flui através de uma região muito próxima da superfície da amostra. Esse intervalo de frequências é caracterizado pelo aparecimento de efeitos dinâmicos sobre os processos de magnetização. Em um meio ferromagnético contínuo esses efeitos podem ser então melhor descritos pela equação de movimento da magnetização ou do torque de Landau-Lifshitz:

$$\frac{\partial \vec{M}}{\partial t} = \gamma \vec{M} \times \vec{H}_{eff} - \frac{\alpha}{M_s} \vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} - \frac{1}{\tau} (\vec{M} - \vec{M}_0) \quad (2.16)$$

onde γ é o fator giromagnético, α é o termo de amortecimento de *Gilbert*, τ é o termo de amortecimento modificado de *Bloch-Bloembergen* e H_{eff} é o campo efetivo aplicado ($H_{eff} = H + H_a + \frac{D}{M_s} \nabla^2 M$: H é a soma do campo externo aplicado e o campo desmagnetizante, H_a é o campo de anisotropia e $\frac{D}{M_s} \nabla^2 M$ é o campo de troca). Essa equação pode incluir efeitos de superfície (*spins* livres e bloqueados), dispersão de anisotropia e efeitos de troca, entre outros, com objetivo de tratar adequadamente o problema. Entretanto, a maioria dos modelos que tentam explicar o efeito da GMI são quase-estáticos e funcionam razoavelmente bem para baixas frequências da corrente de excitação. Consideremos a fórmula da impedância para um condutor de comprimento l e área da seção transversal A pode ser dada por:

$$Z = \frac{U}{I} = \frac{lE(S)}{A \langle j_z \rangle_q} = R_{dc} \frac{j_z(S)}{\langle j_z \rangle_q} \quad (2.17)$$

onde $E(S)$ é o campo elétrico superficial, $j_z(S)$ é a densidade de corrente superficial, $\langle j_z \rangle_q$ é a densidade de corrente média ao longo da seção transversal da amostra. A solução simultânea da equação de onda derivada das equações de Maxwell (A1-A4)

$$\nabla^2 \vec{H} - \frac{\mu_0}{\rho} \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} = \frac{\mu_0}{\rho} \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} - \nabla (\nabla \cdot \vec{M}) \quad (2.18)$$

e da equação (2.16) que leva em consideração a distribuição espacial e a evolução temporal do vetor magnetização permitiriam encontrar as densidades de corrente superficial e média da equação (2.17) e assim calcular a impedância. Na equação (2.18) μ_0 é a permeabilidade magnética do vácuo, ρ é a condutividade da amostra. Entretanto, as equações (2.16) e (2.18) são não-lineares e não têm solução analítica. Através de manipulações algébricas da equação linearizada 2.19 (a) Kraus [35] obteve uma equação simplificada (2.19 (b)) para o caso de uma amostra na forma de um plano semi-infinito com anisotropia uniaxial planar.

$$\begin{aligned} \nabla^2 \vec{h} - \frac{2i}{\delta_0^2} \vec{h} &= \frac{2i}{\delta_0^2} \vec{m} - \nabla(\nabla \cdot \vec{m}) & (a) \\ \left(1 - \frac{i}{2} \delta_0^2 k^2\right) \vec{h} &= -\vec{m} + \frac{i}{2} \delta_0^2 k^2 m_x e_x & (b) \end{aligned} \quad (2.19)$$

onde m e h são a magnetização e campo alternado, respectivamente, M é a magnetização e H_{eff} é o campo magnético efetivo dentro do material. Por outro lado uma solução desprezando os efeitos da interação de troca pode ser encontrada em [29, 36]. Nestes trabalhos os autores obtiveram relações lineares entre os vetores \vec{m} e \vec{h} . Essas suposições simplificam o cálculo das densidades de corrente através das equações 2.17.

Para frequências muito altas o efeito da GMI é uma assinatura de processos de ressonância ferromagnética, FMR [35, 21, 37]. Tem sido mostrado tanto teoricamente [38] quanto experimentalmente [23] que as medidas de GMI são completamente análogas ao experimento de FMR. Contudo, Kraus e colaboradores [9] mostraram que não existe limite mínimo de frequência para que as características de FMR se manifestem. Este fato confirma a necessidade da introdução de efeitos dinâmicos relacionados com processos de ressonância ferromagnética para fazer descrições teóricas mais realísticas do efeito da magnetoimpedância. Entretanto, para os regimes de frequências baixas e moderadas os modelos quase-estáticos funcionam relativamente bem. Devido ao fato das medidas experimentais e descrições teóricas apresentadas nesta tese estarem compreendidas no regime de frequências moderadas nós não aprofundaremos essa relação entre os efeitos de GMI e FMR.

Nesse intervalo de frequências, os aparatos experimentais utilizados nas medidas de GMI devem ser cuidadosamente planejados. Deste modo, o uso de linhas de microondas e cavidades ressonantes é recomendado. A técnica de linha coaxial (no caso de fios) [33, 34] e a técnica de cavidade do tipo *stripline* (no caso de fitas e filmes) [35, 36] são frequentemente usadas para medida de GMI. As referências [39, 40 e 41] mostram cavidades ressonantes desenhadas para a medida de impedância a alta frequência para o caso de fios e demais geometrias.

2.2 – GMI e as anisotropias magnéticas

Uma característica muito importante dos materiais magnéticos amorfos é a possibilidade da manipulação de suas propriedades magnéticas através da indução de anisotropias específicas ou através de tratamentos térmicos em fornos convencionais ou por aquecimento Joule [42]. O tratamento térmico tem como objetivo diminuir as tensões internas induzidas durante o processo de fabricação. Além disso, no caso do aquecimento Joule, o campo magnético circular gerado pela passagem da corrente pode promover a indução de uma anisotropia circular. Contudo, é preciso dizer que o tratamento térmico realizado com corrente DC (aquecimento Joule) não é homogêneo ao longo do comprimento da amostra. Nas regiões próximas aos contatos elétricos esse problema é ainda maior. Pirota e colaboradores [43] observaram o aparecimento de uma estrutura de três picos nas curvas de GMI em microfios amorfos recobertos por vidro depois de exposto a um tratamento térmico com corrente contínua. Contudo, após a retirada das extremidades do microfio este comportamento desapareceu. Uma outra maneira de induzir anisotropias é através da aplicação de uma tensão mecânica ou torção. Como já dito antes, a ausência de ordem atômica de longo alcance (estrutura cristalina) nos materiais amorfos faz com que a anisotropia magnetoelástica seja dominante. Assim, a aplicação de tensões mecânicas ou torções tem sido amplamente usada para induzir anisotropias nesses materiais. Essa tensão ou torção mecânica também pode ser aplicada durante o tratamento térmico com o objetivo de induzir uma anisotropia circular ou helicoidal permanente.

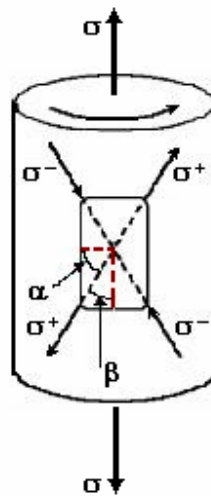


Figura 2.3 – Esquema simplificado da indução de anisotropias através da aplicação de uma tensão mecânica ou torção [1].

A Figura 2.3 mostra as direções na qual a tensão mecânica longitudinal ou a torção são usualmente aplicadas para o caso de um material com uma geometria cilíndrica. As anisotropias intrínsecas ou induzidas estão diretamente relacionadas com o padrão e intensidade das curvas de GMI. A indução dessas anisotropias pode provocar o deslocamento da posição do pico da GMI mudando o seu padrão. Na Figura 2.2 da seção 2.1.2 observamos a diminuição da intensidade da curva de GMI depois da indução de uma anisotropia circular através da aplicação de uma tensão mecânica longitudinal. Isto ocorreu provavelmente devido à diminuição da permeabilidade da amostra provocado pelo aumento da anisotropia. Por outro lado, a sensibilidade ao campo magnético, a uma tensão ou torção mecânica pode ser alterada em função das anisotropias induzidas. Kane e colaboradores verificaram o aumento da sensibilidade² de fitas de CoFeMoSiB depois de fazer um tratamento térmico com um campo magnético aplicado perpendicular ao seu eixo. A maior sensibilidade conseguida foi de 121,5 %/Oe [44]. Deste modo, a manipulação das propriedades magnéticas dos materiais amorfos através da indução de anisotropias específicas pode ser muito útil na construção de sensores de campo magnético ou magnetoelásticos.

² A sensibilidade ao campo magnético é definida como $S(\%/Oe) = 2(\Delta Z/Z)_{Max}/LCMA$ onde LCMA é a largura completa a meia altura da curva de GMI e $(\Delta Z/Z)_{max}$ é o valor da máxima variação da GMI.

Além disso, a indução de anisotropias pode provocar o aumento da intensidade do segundo harmônico da impedância, V_{2f} . Isso ocorre principalmente quando uma anisotropia é induzida fora da direção circular. Losin e colaboradores e Blanco e colaboradores [45, 46] estudaram a dependência dessa componente da impedância em amostras onde uma anisotropia helicoidal foi induzida através da aplicação de uma torção. Este tipo de anisotropia induz um eixo de fácil magnetização numa direção de 45° em relação à direção circular. Esta torção pode ser decomposta em tensões mecânicas ao longo das direções positiva (distensão) e negativa (compressão) da hélice (ver Figura 2.3) e como resultado, um eixo de fácil magnetização é induzido na direção da hélice.

2.3 – Magnetoimpedância gigante linear e não-linear

Um dos primeiros trabalhos sobre GMI não-linear encontrado na literatura foi feito por Yelon e colaboradores [37]. Neste trabalho, os autores estudaram a dependência da impedância com a amplitude da corrente de excitação (ver Figura 2.4) em um fio amorfo de FeCoSiB com um diâmetro de $125 \mu\text{m}$ para $H_L = 0$ e $f = 100 \text{ kHz}$. Eles observaram que para baixos valores da amplitude da corrente a impedância permaneceu constante entretanto quando a corrente é aumentada a impedância passa a apresentar um comportamento não-linear.

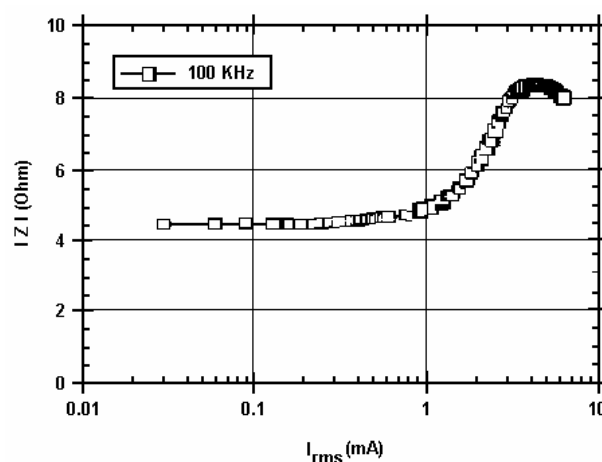


Figura 2.4 – Relação entre a corrente e a GMI num fio de CoFeSiB de $125 \mu\text{m}$ de diâmetro para $H_L = 0$ e $f = 100 \text{ kHz}$ [37].

Kurlyandskaya e colaboradores [47] mediram o sinal induzido (ver Figura 2.5) em uma amostra constituída de uma camada de 1 μm de espessura de $\text{Fe}_{20}\text{Co}_6\text{Ni}_{74}$ depositado sobre um fio condutor não-magnético de CuBe de 100 μm de diâmetro. Essa medida realizada para $I = 35 \text{ mA}$ e $f = 1,5 \text{ MHz}$ mostrou fortes distorções no sinal induzido (curva (b) em preto na Figura 2.5) em relação ao sinal de corrente AC (curva (a) em vermelho na Figura 2.5).

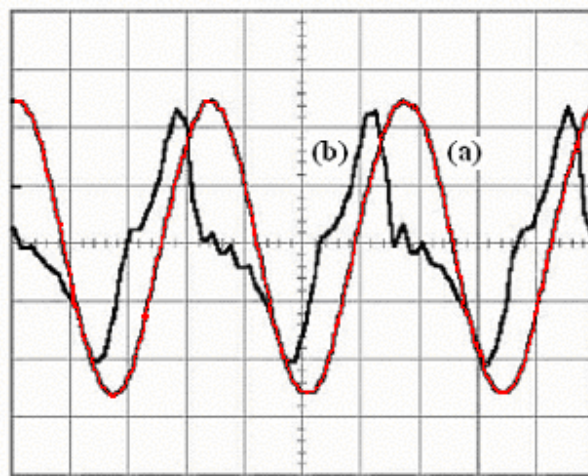


Figura 2.5 - Medida do sinal induzido em uma amostra com uma camada de 1 μm de espessura de $\text{Fe}_{20}\text{Co}_6\text{Ni}_{74}$ depositado sobre um fio não-magnético de CuBe de 100 μm de diâmetro para $I = 35 \text{ mA}$ e $f = 1,5 \text{ MHz}$ [47]: (a) sinal de excitação e (b) sinal induzido.

Este efeito também foi observado por Duque e colaboradores [48] em uma fibra amorfa de FeCoSiBNb . Eles mediram o sinal induzido para alguns valores da amplitude da corrente de excitação, $f = 100 \text{ kHz}$ e $H_{long} = 0$. Além disso, os harmônicos superiores foram diretamente observados através da transformada de Fourier do sinal. Na Figura 2.6 podemos notar que o aparecimento de harmônicos superiores está relacionado com a amplitude da corrente de excitação.

Nas medidas mostradas acima (Figuras 2.4, 2.5 e 2.6) o sinal induzido foi medido sem campo magnético longitudinal aplicado. No entanto será mostrado nos próximos capítulos que a aplicação de um campo magnético muda o comportamento de não-linear

para linear do sinal de impedância até mesmo para altos valores da amplitude da corrente de excitação.

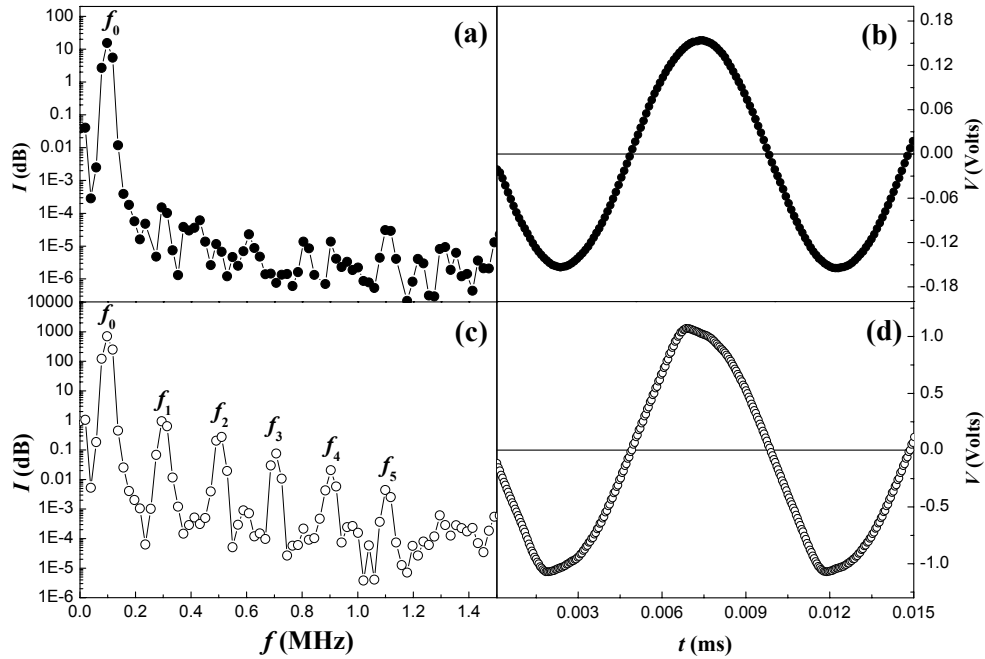


Figura 2.6 - Medida da transformada de Fourier e do sinal induzido em uma fibra de $(\text{Co}_{0,95}\text{Fe}_{0,05})_{85,27}\text{Si}_{8,69}\text{B}_{1,52}\text{Nb}_{4,52}$ a $f = 100$ kHz e $H_{long} = 0$ [48]. Transformada de Fourier: (a) 1 mA e (c) 5 mA e Sinal Induzido: (b) 1 mA e (d) 5 mA.

O segundo harmônico também é, como no caso da impedância, medido em relação a um valor referência. Deste modo, a sua variação percentual é dada por:

$$\Delta V_{2f_0} = \frac{V_{2f_0}(H) - V_{2f_0}(H_{sat})}{V_{2f_0}} \times 100 \quad (\text{onde } V_{2f_0}(H) \text{ é o valor da tensão de segundo}$$

harmônico para o campo máximo aplicado e f_0 é a frequência fundamental). Se o campo aplicado for suficiente para saturar a amostra, o valor da tensão $V_{2f_0}(H)$ é muito pequeno e assim o valor percentual do segundo harmônico pode ser muito grande. A Figura 2.7 mostra uma medida de segundo harmônico. Para calcular a variação percentual nós tomamos o valor $V_{2f_0}(100\text{Oe})$ como referência (Observe que o valor de $V_{2f_0}(100\text{Oe})$ foi de

apenas $18 \mu\text{V}$). A medida foi feita em uma fita amorfa de $(\text{Fe}_{0,053}\text{Co}_{0,947})_{70}\text{Si}_{12}\text{B}_{18}$ de $22 \mu\text{m}$ de espessura.

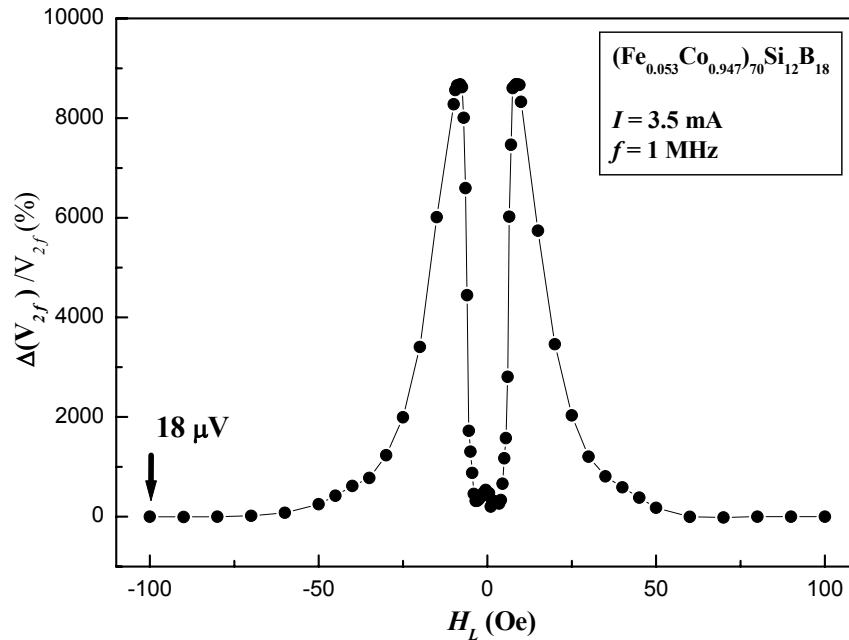


Figura 2.7 - Medida do segundo harmônico em uma fita amorfa de $(\text{Fe}_{0,053}\text{Co}_{0,947})_{70}\text{Si}_{12}\text{B}_{18}$ de $22 \mu\text{m}$ de espessura. O valor percentual foi calculado tomando como valor de referência o sinal do segundo harmônico para um campo magnético máximo aplicado ($H_{\text{max}} = 100 \text{ Oe}$).

Outros resultados de efeitos não-lineares na resposta GMI podem ser encontrados na Refs. 2, 33, 37, 45, 47, 49 – 53. Contudo, esses efeitos ainda não foram completamente explorados e deste modo alguns modelos teóricos tem sido desenvolvidos com o objetivo de explicar os dados experimentais da GMI não-linear. Gómez-Polo e colaboradores [33] têm desenvolvido um modelo quase-estático que ajusta razoavelmente bem as curvas de GMI no regime de frequências moderadas onde a magnetização ocorre essencialmente através da rotação dos momentos magnéticos. Este modelo usa a teoria de Fourier para calcular um valor médio para a permeabilidade magnética circular.

2.4 – Aplicações da GMI

Ao longo dos anos os materiais magnéticos vêm sendo usados em diversas aplicações práticas tais como na fabricação de motores, altos falantes, microfones, núcleos de transformadores, discos rígidos e sensores magnéticos. Cada uma das aplicações citadas acima necessita de um material magnético com características específicas. Os materiais usados em núcleos de transformadores, por exemplo, devem possuir alta permeabilidade magnética, baixo campo coercivo e baixas perdas energéticas por histerese. Neste caso dizemos que o material é magneticamente mole ou doce. Dentre os fenômenos observados neste tipo de material está a recém descoberta magnetoimpedância gigante. A alta sensibilidade desse efeito ao campo magnético externo, a amplitude e a frequência da corrente de excitação e a tensões mecânicas faz com que os materiais magnéticos doces sejam fortes candidatos para aplicações tecnológicas em elementos sensores. Além disso, a possibilidade de manipular as propriedades magnéticas desses materiais amplia o campo de aplicações que fazem uso do efeito da GMI. Os materiais que têm sido propostos para os elementos sensores, por exemplo, vão desde fios amorfos cujo diâmetro é de aproximadamente 130 μm até microfios recobertos por uma capa de vidro com diâmetro em torno de 10 μm passando por fitas amorfas e filmes. A tabela 2.2 mostra uma comparação entre os sensores baseados no efeito da GMI com os baseados em outros efeitos [1].

Tabela 2.2 – Comparação entre alguns tipos de sensores [1].

Princípio de funcionamento do sensor	Comprimento da Cabeça (m)	Resolução/Fundo de escala (Am^{-1})	Velocidade da resposta (Hz)	Potência (W)
Hall	$10 - 100 \times 10^{-6}$	$40/\pm 8 \times 10^4$	10^6	10^{-2}
Magneto-resistência (MR)	$10 - 100 \times 10^{-6}$	$8/\pm 8 \times 10^3$	10^6	10^{-2}
Giant Magneto-resistência (GMR)	$10 - 100 \times 10^{-6}$	$0,8/\pm 1,6 \times 10^3$	10^6	10^{-2}
Fluxgate	$10 - 20 \times 10^{-3}$	$8 \times 10^{-5}/\pm 2,4 \times 10^2$	5×10^3	1
SQUID	$10 - 20 \times 10^{-3}$	$50 \times 10^{-12}/\pm 1 \times 10^{-6}$	5×10^3	-
Magnetoimpedance	$1 - 2 \times 10^{-3}$	$8 \times 10^{-5}/\pm 2,4 \times 10^2$	10^6	5×10^{-3}
Stress Impedance	$1 - 2 \times 10^{-3}$	0,1 Gal/30 Gal	10^4	5×10^{-3}

Os sensores GMI estão basicamente divididos em duas categorias: os sensores de campo magnético e os sensores de tensão mecânica ou torção. A Figura 2.8 mostra um miligaussímetro baseado no efeito da GMI. Esse sensor magnético tem sido desenvolvido recentemente, e já está disponível comercialmente. Este tipo de sensor possui um baixo consumo de energia, um tamanho reduzido e uma resolução de cerca de 0,1 miligauss.



Figura 2.8 – Miligaussímetro com precisão de 0,1 miligauss [54].

A Figura 2.9 (a) mostra um esquema de um possível sensor de tensão mecânica. Nessa montagem a extremidade de um microfio magnético amorfo está presa enquanto que a outra extremidade ficou livre para a colocação de pesos. A Figura 2.9 (b) mostra as curvas de GMI em função da tensão mecânica aplicada no fio e na Figura 2.9 (c) está mostrada a tensão induzida nos extremos do microfio em função das massas penduradas na extremidade do microfio. Essa seria a curva de calibração para um possível sensor de tensão mecânica.

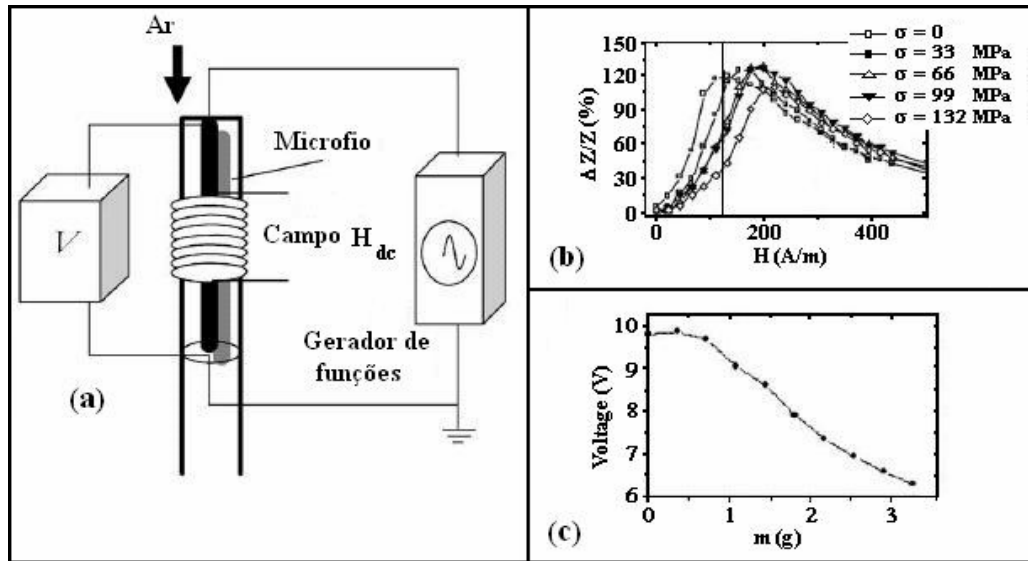


Figura 2.9 – (a) Esquema de um possível sensor de tensão mecânica, (b) curvas de GMI em função de tensão mecânica aplicada e (c) curva de calibração do sensor [55].

Além da aplicação em sensores de campo magnético e de tensão mecânica há uma forte perspectiva do uso dos materiais magnéticos amorfos como sensores biomédicos. Kurlyandskaya e colaboradores [56] propuseram um tipo de sensor para aplicações biomédicas em que uma fita amorfa é utilizada para detectar a magnetização gerada por um ferrofluido em um campo magnético. Outros tipos de sensores magnéticos e magnetoelásticos têm sido propostos [57 - 60].

Por último, não podemos deixar de mencionar aqui que os materiais magnéticos amorfos também são muito usados em aplicações de alta frequência. Essas aplicações são baseadas em outras propriedades dos materiais magnéticos amorfos dentre as quais podemos citar principalmente as baixas perdas por histerese. Para esse tipo de aplicação a resistividade elétrica do material é um parâmetro muito importante por causa das perdas originadas pelas correntes parasitas decorrentes da lei de Faraday. Em muitos casos esse problema pode ser contornado usando materiais magnéticos moles laminados.

CAPÍTULO 3

MATERIAIS FERROMAGNÉTICOS AMORFOS E MÉTODOS DE PRODUÇÃO

Os materiais metálicos amorfos são caracterizados pela falta de simetria e de ordem de longo alcance. Estes materiais são comumente chamados de vidros metálicos. Eles são obtidos através da solidificação ultra-rápida dos seus constituintes na fase líquida [61]. Os vidros metálicos começaram a ser desenvolvidos na década de 60 no Caltec (Instituto de tecnologia da Califórnia, EUA), e o primeiro vidro metálico obtido foi uma liga de Au-25%Si [62]. A partir de então os vidros metálicos começaram a despertar muito interesse na comunidade científica devido às suas propriedades físicas e químicas. Dentre elas podemos citar: alta resistência mecânica, alta condutividade térmica e elétrica, elevada dureza e alta resistência à corrosão [62]. Os materiais magnéticos amorfos formam um grupo de materiais metálicos vítreos que chamou muito a atenção da comunidade científica ao longo dos anos devido à possibilidade de aplicações tecnológicas tais como em geradores, transdutores, transformadores, amplificadores etc [63]. Apesar de não exibirem uma estrutura cristalina, os materiais magnéticos amorfos podem possuir um alto grau de ordem magnética. Outras propriedades importantes são a alta permeabilidade, baixo campo coercivo e alta magnetização de saturação, originados principalmente pela ausência da anisotropia magnetocristalina. Geralmente, essas ligas são constituídas de metais de transição: Ferro (Fe), Cobalto (Co) e Níquel (Ni) e átomos metalóides: Boro (B), Silício (Si) e Germânio (Ge).

3.1 – Fabricação de materiais magnéticos amorfos

Como mencionado anteriormente, as técnicas de produção dos materiais magnéticos amorfos tais como fios, fitas, microfios recobertos com vidro e fibras se baseiam na solidificação ultra-rápida dos constituintes na fase líquida. Essa solidificação pode ser feita com água ou através de um metal apresentando alta condutividade térmica.

Deste modo, as taxas de resfriamento podem alcançar valores próximos a um milhão de graus Celsius por segundo [64].

As fitas magnéticas amorfas são produzidas pela técnica chamada de *melt spinning*. Nessa técnica, uma liga mãe com uma composição conhecida é derretida dentro de um tubo de quartzo situado dentro de uma bobina de indução. Na Figura 3.1 (b) o tubo de quartzo possui um cadinho com um capilar de rubi por onde o metal derretido é expelido sobre uma roda girante constituída de um metal com alta condutividade térmica. Assim, fitas com espessura da ordem de poucos microns podem ser obtidas. A Figura 3.1 (a) mostra um esquema da fabricação de fitas amorfas e a Figura 3.1 (b) mostra uma foto da fabricação.

Algumas propriedades magnéticas são muito dependentes da velocidade da roda. Kane e colaboradores [44] estudaram algumas propriedades magnéticas de fitas de $\text{Co}_{67}\text{Fe}_4\text{Mo}_{1,5}\text{Si}_{16,5}\text{B}_{11}$ produzidas por *melt spinning* com diferentes velocidades de rotação. As ligas produzidas com alta rotação são essencialmente ligas amorfas com baixa coercividade. Diminuindo a rotação da roda as fitas obtidas apresentam grãos embebidos na matriz amorfa e para velocidades muito baixas verifica-se a formação de grãos ainda maiores. Duas outras propriedades muito dependentes da velocidade da roda são a formação de centros de aprisionamento de paredes de domínios e a distribuição de eixos de anisotropia.

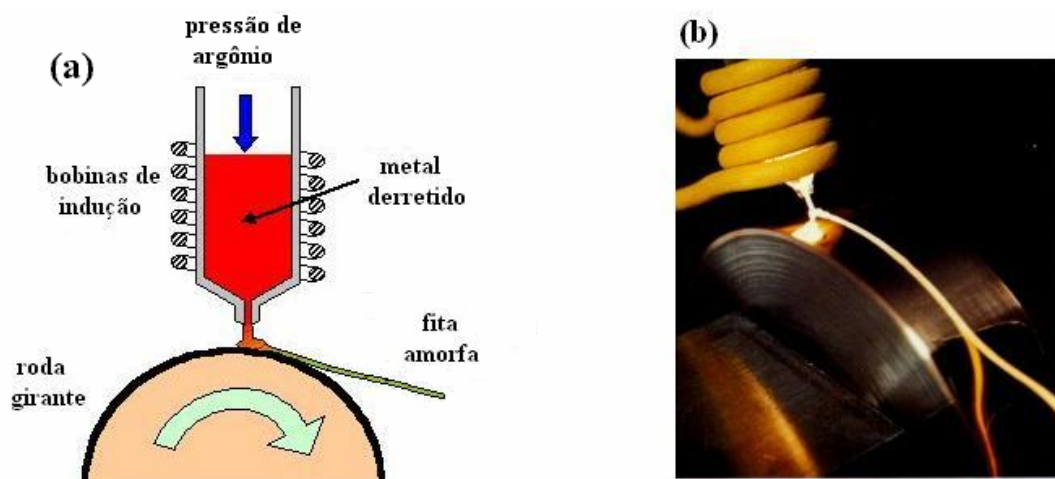


Figura 3.1 - (a) Esquema da fabricação de fitas amorfas [65] e (b) foto da fabricação [66].

A técnica usada para fabricar fios magnéticos amorfos é denominada *in-rotating water quenching* e foi introduzida primeiramente por Masumoto e colaboradores em 1981 [67]. Esse processo de fabricação é muito parecido com a técnica *melt spinning*, a principal diferença está na forma de resfriamento. Aqui, o metal derretido é expelido do tubo de quartzo para dentro de uma calota girante com água que resfria rapidamente o metal. A calota girante possui um diâmetro de aproximadamente 50 cm e gira numa velocidade de centenas de rotações por minuto. Os diâmetros dos fios obtidos estão no intervalo entre 100 e 200 μm . A Figura 3.2 (a) mostra um esquema da máquina utilizada para fabricar os fios e a Figura 3.2 (b) uma foto da fabricação. Uma vantagem dessa técnica é a produção de grandes quantidades de material em curtos espaços de tempo.

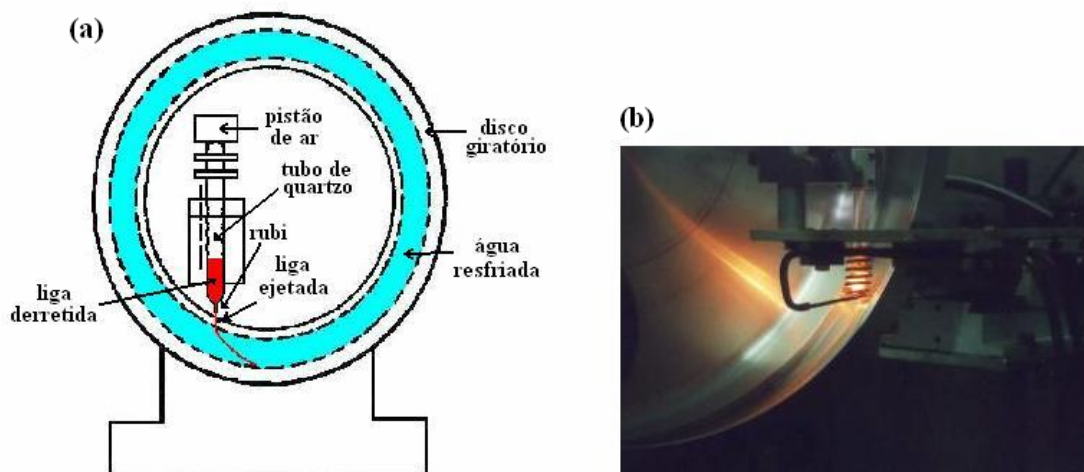


Figura 3.2 – (a) Esquema da máquina utilizada para obter os fios [43] e (b) foto da fabricação dos fios [68].

A fabricação de microfios amorfos recobertos por uma fina capa de vidro foi iniciada por Taylor na década de 20 [69]. Nos anos posteriores essa técnica foi aprimorada por Ulitovskiy [70]. Por este motivo a técnica é chamada de *Taylor-Ulitovskiy*. Nessa técnica, os metais que irão formar o caroço metálico do microfio são colocados dentro de um tubo de pirex apresentando uma das extremidades fechada. Em seguida, quase que simultaneamente, o metal e o próprio tubo de pirex são fundidos em um forno de indução. O metal fundido é mantido sob atmosfera de um gás inerte

(geralmente argônio) para evitar oxidação. Após isso, o microfio é extraído através de um sistema mecânico de rotação. Logo após a extração, o microfio é resfriado através de um jato d'água. Microfios de diâmetros compreendidos entre 10 e 20 μm apresentando um caroço metálico e uma fina capa de vidro podem ser obtidos. Uma das principais vantagens dessa técnica são: a resistência à corrosão e as dimensões reduzidas dos microfios. A Figura 3.3 mostra de forma esquemática o processo de fabricação.

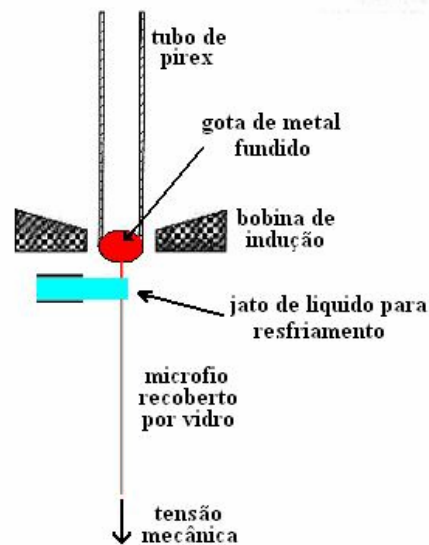


Figura 3.3 – Esquema da fabricação de microfios recobertos por vidro através da técnica de “Taylor-Ulitovskiy” [71].

A técnica de produção das fibras amorfas é chamada *melt extraction* e foi desenvolvida pelo grupo do prof. J. O. Strom-Olsen do *Department of Engineering Physics, Ecole Polytechnique Montreal, Canadá* [72]. Nessa técnica, uma gota do metal derretido é colocada sobre a superfície de um sólido liso e pontiagudo. Em seguida, uma roda girante metálica constituída de um material com alta condutividade térmica encosta no metal derretido e a fibra é imediatamente expelida. Nesse caso, a própria roda girante promove o resfriamento da fibra, entretanto esse resfriamento é bastante complexo uma vez que a transferência de calor ocorre a partir do ponto em que a roda girante toca o metal. Este fato produz uma estrutura de domínios e uma distribuição de tensões internas muito peculiares. O esquema da estrutura de domínios em uma fibra amorfa a base de cobalto produzida por essa técnica está mostrada na Figura 3.4 (b). Essa estrutura é

caracterizada pelo deslocamento do núcleo central devido ao resfriamento. Na Figura 3.4 (a) está mostrado de maneira esquemática esse método de fabricação. Essa técnica permite a fabricação de fibras com vários metros de comprimento e diâmetros entre 30-40 μm . Fibras produzidas por essa técnica de fabricação foram usadas neste trabalho.

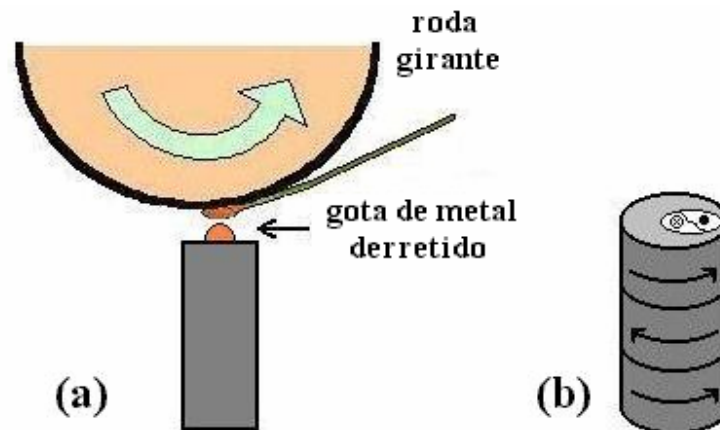


Figura 3.4 – (a) Esquema da fabricação de fibras amorfas através da técnica de “melt extraction”, (b) Esquema da estrutura de domínios gerada a partir dessa técnica de fabricação.

3.2 - Estrutura de domínios e processos de magnetização

Os materiais magnéticos amorfos são amplamente usados nas medidas de GMI devido a sua alta permeabilidade magnética. Devido à ausência da anisotropia magnetocristalina, a anisotropia magnetoelástica é dominante e o seu acoplamento com as tensões induzidas durante o processo de fabricação dá origem a estruturas de domínios muito particulares. Em fios, essas estruturas são compostas por uma casca cilíndrica onde os momentos magnéticos estão radialmente ou circularmente orientados e um núcleo central onde a magnetização está orientada na direção do eixo do fio. Na Figura 3.5 (a) e (b) são mostradas duas estruturas de domínios em dois fios com constantes de magnetostricção de saturação (λ_s) de sinais diferentes.

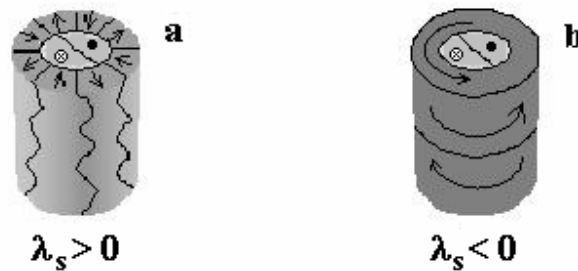


Figura 3.5 – Esquema da estrutura de domínios em fios magnéticos amorfos; a) fio a base de ferro ($\lambda_s > 0$) e b) fio a base de cobalto ($\lambda_s < 0$).

A constante de magnetostricção de saturação, λ_s ($\lambda_s = \Delta/l$ onde l é o comprimento do material numa dada direção) é a mudança nas dimensões de uma amostra durante o processo de magnetização. Portanto, quando o material possui $\lambda_s > 0$ significa que ele sofrerá uma distensão ao ser magnetizado enquanto que materiais com $\lambda_s < 0$ se contraem durante o processo de magnetização. No caso dos fios magnéticos amorfos mostrados na Figura 3.5 o sinal de λ_s determina a sua estrutura de domínios. Em fios com $\lambda_s < 0$ a magnetização da região da casca está circularmente orientada enquanto que em fios com $\lambda_s > 0$ a magnetização desta região está radialmente orientada. Por sua vez, o sinal de λ_s depende dos tipos de átomos que formam a liga, sendo que materiais a base de cobalto têm λ_s negativa enquanto que materiais a base de ferro possuem constantes de magnetostricção positivas. Essas estruturas aparecem devido ao acoplamento entre as tensões internas induzidas durante processo de fabricação e a anisotropia magnetoelástica. Enquanto que nos materiais a base de cobalto a estrutura central não está muito bem definida os materiais a base de ferro são caracterizados pelo aparecimento de um núcleo central com magnetização na direção longitudinal. Essa configuração provoca o aparecimento de um salto Barkhausen único no ciclo de magnetização longitudinal [73]. Materiais com constantes de magnetostricção quase nula são muito moles, isto é, a sua permeabilidade é muito alta. Muitas vezes, tratamentos térmicos em fornos convencionais são usados com o objetivo de manipular a constante de magnetostricção de materiais com λ_s negativos [9]. A Figura 3.6 mostra o resultado do cálculo das componentes da tensão congelada em um microfio amorfo a base de ferro recoberto por uma camada de vidro feito por Chiriac e colaboradores [74]. A componente

axial da tensão (σ_{zz}) predomina até aproximadamente $r = 3,0 \mu\text{m}$ gerando uma anisotropia axial. Entre de $r = 3,0$ e $3,2 \mu\text{m}$ a tensão radial (σ_{rr}) predomina ocasionando uma anisotropia radial. Para $r > 3,2 \mu\text{m}$ até o limite do núcleo metálico, a componente axial (σ_{zz}) e a azimutal ($\sigma_{\theta\theta}$) são as mais intensas.

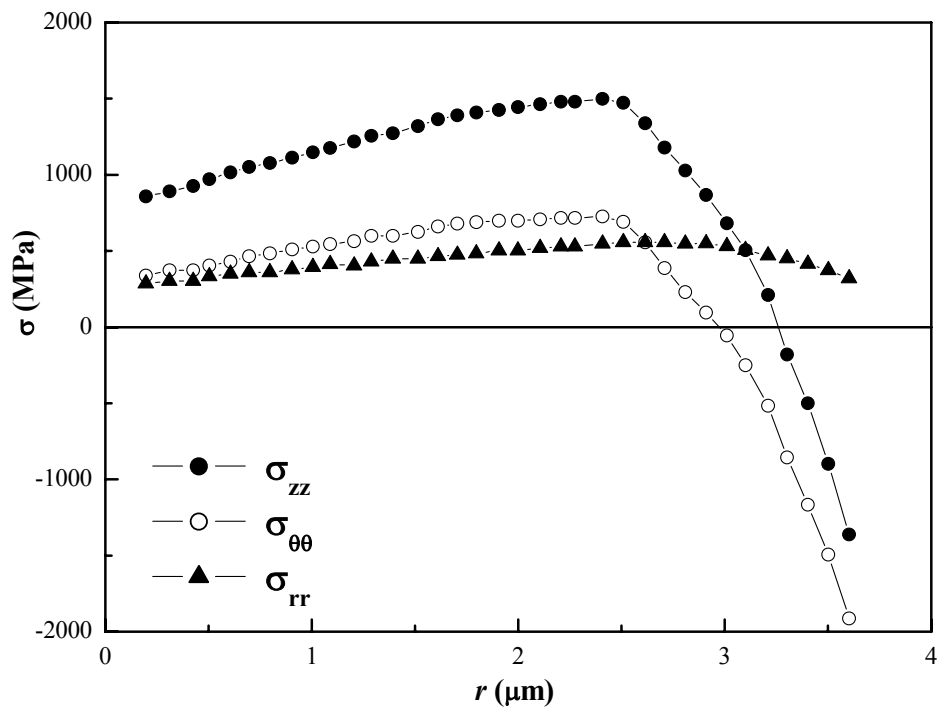


Figura 3.6 - Cálculo numérico das componentes axial (σ_{zz}), radial (σ_{rr}) e azimutal ($\sigma_{\theta\theta}$) das tensões internas de um micro fio a base de Fe [74].

CAPÍTULO 4

APARATOS EXPERIMENTAIS

Neste capítulo serão mostrados os sistemas experimentais usados nas medidas de GMI e nas demais medidas realizadas neste trabalho. Serão também mostrados os sistemas usados para induzir as anisotropias magnéticas. Três tipos de sistemas experimentais foram usados: um sistema para medidas de GMI, uma ponte de Wheatstone para medidas dos ciclos de histerese circulares e um histeresígrafo para medida dos ciclos de histerese longitudinais. Para indução das anisotropias foi montado um aparato pra indução por tensão mecânica longitudinal e torção.

4.1 – Indução de anisotropias por métodos mecânicos

A GMI depende fortemente do valor da constante de magnetostricção de saturação, λ_s , e das anisotropias do material. Os materiais amorfos com λ_s quase nulos e negativos são os mais adequados para observar o efeito da magnetoimpedância gigante, isto é, eles fornecem um maior efeito de GMI. Além disso, o efeito da GMI é maximizado se a direção da corrente e do campo magnético externo aplicado forem ambos perpendiculares às paredes de domínios do material [75]. Assim, os materiais usados neste trabalho são à base de cobalto ($\lambda_s < 0$). Como já dito na seção 2.2, os efeitos não lineares em materiais magnéticos dependem das anisotropias magnéticas induzidas ou intrínsecas. Em particular, o segundo harmônico depende da inclinação da magnetização em relação à direção circular como será mostrado nos resultados experimentais em seções posteriores. Com o objetivo de mudar a direção da magnetização nas regiões próximas à superfície do fio onde a magnetização está circunferencialmente orientada foi montado um sistema para induzir anisotropias através de tensões e torções mecânicas. A Figura 4.1 mostra o sistema montado para essa finalidade. A Figura 4.1 (a) mostra uma visão lateral do sistema enquanto que a Figura 4.1 (b) mostra o sistema de frente. Nas medidas feitas com tensão mecânica longitudinal uma das extremidades da amostra e um fio de cobre usado para prender o porta pesos foram soldados juntos em um cilindro de metal de 1 mm de raio e 3 mm de altura (ver

Figura 4.1 (a)). A outra extremidade do fio foi presa em uma peça girante do sistema como pode ser visto na Figura 4.1. Essa peça pode girar em torno da direção do eixo do fio. Um disco graduado foi construído (ver Figura 4.1 (b)) na peça girante de modo a servir como um sistema de referências para aplicar a torção.

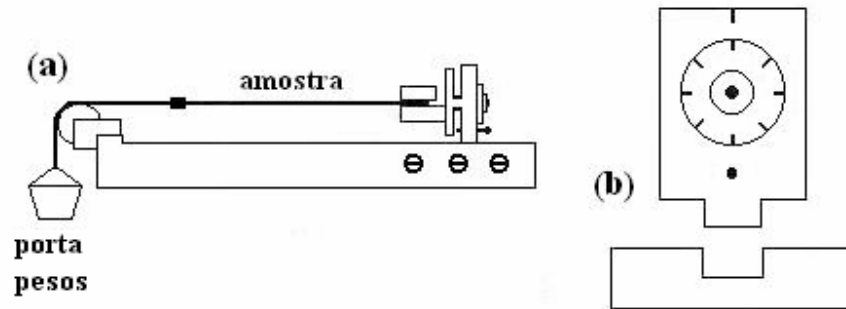


Figura 4.1 - Aparato montado para permitir a aplicação de tensões e torções mecânicas: (a) vista lateral e (b) vista de frente.

4.2 - Indução de anisotropias por tratamentos térmicos

A indução de anisotropias através de tratamentos térmicos com tensão longitudinal ou torções aplicadas tem como objetivo fixar o estado magnético da amostra gerado por essas tensões ou torções. Como já dito antes, o tratamento térmico com corrente contínua (aquecimento Joule) tem como objetivo induzir uma anisotropia circular. Contudo, tem sido mostrado [76] que se o aquecimento Joule for realizado em atmosfera ambiente efeitos assimétricos podem ser observados nas curvas de GMI. O aquecimento Joule foi usado para produzir uma camada superficialmente cristalizada em um fio amorfo a base de cobalto.

Para fazer o aquecimento Joule foi utilizado o método das quatro pontas permitindo assim monitorar continuamente a resistência da amostra. Um esquema do aparato experimental usado para realizar o aquecimento Joule é mostrado na Figura 4.2 [76]. Este aparato é constituído por dois pares de contatos elétricos dispostos na configuração mostrada na Figura 4.2. O primeiro par é usado para aplicar a corrente de tratamento enquanto que o segundo mede a tensão gerada nos terminais da amostra.

Normalmente, o material usado para fazer o contato elétrico é um bom condutor térmico. Com isso, uma parte do calor usado para tratar a amostra se perde, gerando um aquecimento indesejado nos contatos. Este aquecimento pode ser reduzido através da minimização dos contatos elétricos com os terminais da amostra. O aparato mostrado na Figura 4.2 foi desenhado em forma de “U” para minimizar os contatos elétricos e evitar esses problemas.

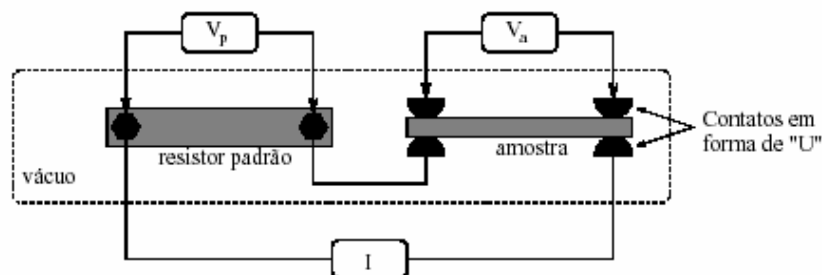


Figura 4.2 – Esquema dos contatos usados para fazer o tratamento térmico com corrente DC (aquecimento Joule) [77].

4.3 – Medidas de magnetoimpedância

O sistema de medidas de magnetoimpedância foi montado no Laboratório de Materiais e Baixas Temperaturas (LMBT) do Instituto de Física *Gleb Wataghin* da UNICAMP. Apesar de que algumas medidas de GMI foram realizadas no Departamento de Física da Universidade Pública de Navarra (UPNA) na Espanha durante o período que trabalhei sob a orientação da Prof^a. Dr^a. Cristina Gómez-Polo. O sistema utilizado na UPNA foi muito semelhante ao que utilizamos na UNICAMP.

A resistência elétrica é definida pela razão entre a tensão induzida nos extremos de uma amostra pela intensidade da corrente que a percorre. Se a corrente é contínua dizemos que o material apresenta uma resistência ôhmica. Podemos medir essa resistência de maneira muito simples com um voltímetro fazendo a medida da tensão nos extremos do material e dividindo essa tensão pela amplitude da corrente. Contudo, se a corrente é alternada a resistência total pode apresentar outras contribuições além da resistiva. Essas contribuições podem ter origem em elementos indutivos ou capacitivos e

neste caso a resistência total é chamada de impedância elétrica, Z ($|Z| = \sqrt{R + iX}$). Vamos considerar aqui somente a contribuição indutiva porque os materiais estudados neste trabalho possuem um efeito indutivo muito significativo. Deste modo, para medir as componentes da impedância elétrica é preciso levar em conta que o sinal induzido está defasado em relação ao sinal de excitação. A medida da contribuição em fase (componente resistiva, R) e fora de fase (componente indutiva, X) com relação ao sinal de excitação fornece a impedância elétrica do material. A impedância e o ângulo entre Z e o eixo real podem ser calculados através das fórmulas: $|Z| = \sqrt{R^2 + X^2}$ e $\text{tg}\theta = \frac{X}{R}$. A

Figura 4.3 mostra a simulação de R e X e a corrente alternada, $I = I_0 \cos \omega t$.

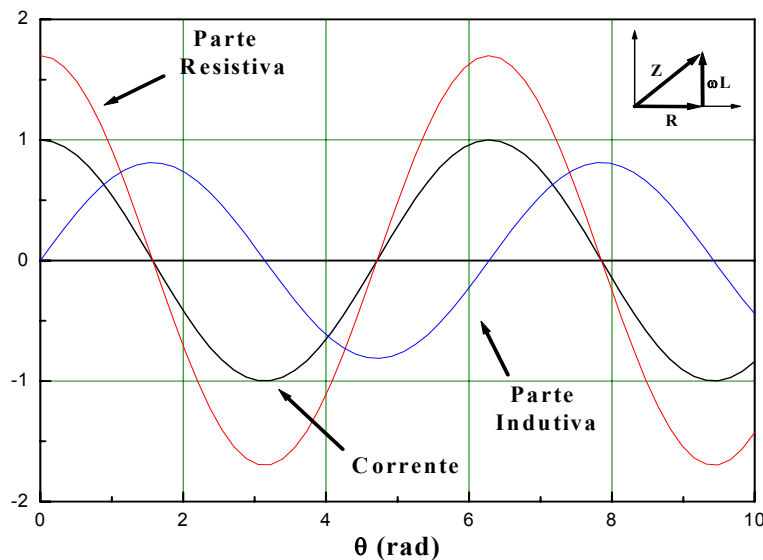


Figura 4.3 – Simulação de R e X e a corrente alternada, $I = I_0 \cos \omega t$.

Analisando a Figura 4.3 podemos concluir que para medir a impedância é preciso usar um equipamento sensível à fase uma vez que a componente resistiva está em fase com a corrente enquanto que a componente indutiva está fora de fase. Em nosso caso nós usamos um *Lock-in* para fazer a medida da impedância. Este equipamento é capaz de medir as partes do sinal em fase e fora de fase em relação ao sinal de referência fazendo assim a medida das componentes da impedância. A Figura 4.4 mostra esquematicamente

o sistema montado em nosso laboratório. Nas medidas de GMI feitas na Espanha ao invés de usar um *lock-in* nós medimos a impedância com um osciloscópio digital. As componentes real e imaginária da impedância foram calculadas fazendo a transformada de Fourier do sinal. Este cálculo foi feito através de um programa escrito em linguagem *Q-basic*. As especificações técnicas dos equipamentos usados na montagem feita em nosso laboratório da UNICAMP são dadas abaixo. Observe que um relê de alta frequência foi usado como uma chave permitindo então que a corrente fosse mantida constante durante a toda a medida. Quando a chave C está na posição B o gerador de corrente atualiza a tensão aplicada na amostra até que o valor da corrente desejada seja atingido e quando a chave C está na posição A a tensão induzida na amostra está sendo medida. Esse procedimento é feito toda vez que o campo magnético externo é alterado.

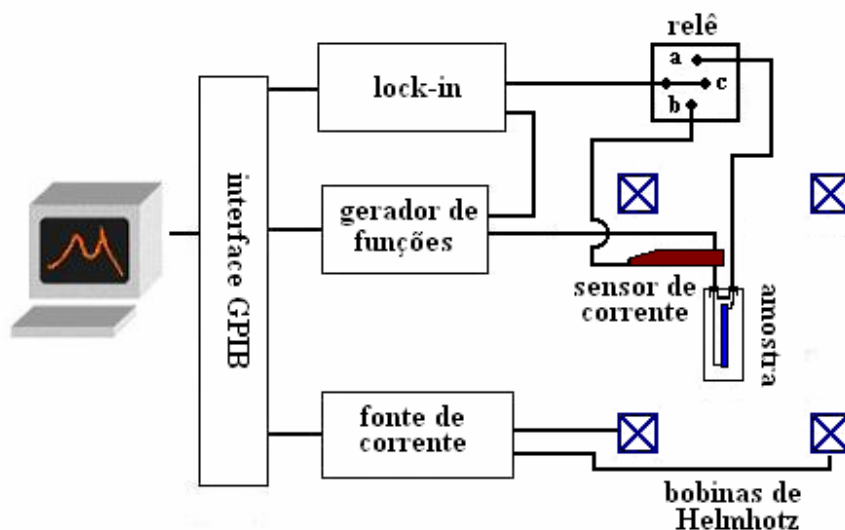


Figura 4.4 – Esquema do Aparato experimental usado nas medidas de GMI.

1º) Fontes de corrente: Kepco, modelo BOP 20-20 ($\Delta I = 5$ mA), Keithley, modelo 228A 10-10 ($\Delta I = 10$ mA)

2º) Gerador de funções: HP, modelo 33120A

3º) *Lock-in*: a) EG&G, modelo 5302, intervalo de frequência: 1mHz – 1 MHz.

b) STANFORD, modelo SR844 RF, intervalo de frequência: 5 kHz – 200 MHz.

4º) Sensor de corrente: Tektronix, modelo: P6022.

5º) Relê: foi usado um relê de alta frequência da METALTEX.

4.4 – Medidas dos ciclos de histerese circulares e longitudinais

As características doces das amostras utilizadas nas medidas de magnetoimpedância permitiram o uso de sistemas experimentais relativamente simples para medida dos ciclos de histerese. Neste trabalho foram feitos dois tipos de medidas da magnetização em função do campo: ciclos de histerese circulares e longitudinais. Os ciclos de histerese longitudinais foram medidos através de técnicas convencionais de magnetometria. Neste caso o aparato foi montado em nosso laboratório. Por sua vez os ciclos de histerese circulares não podem ser medidos através da mesma técnica uma vez que é preciso aplicar um campo magnético circular no caso de fios, por exemplo. Contudo eles podem ser medidos através da filtragem e integração do sinal induzido nos extremos do fio percorrido por uma corrente AC. Neste caso nós medimos esses ciclos em um aparato montado no departamento de física da Universidade Pública de Navarra na Espanha. A Figura 4.5 abaixo mostra um esquema do aparato montado para as medidas dos ciclos de histerese longitudinais.

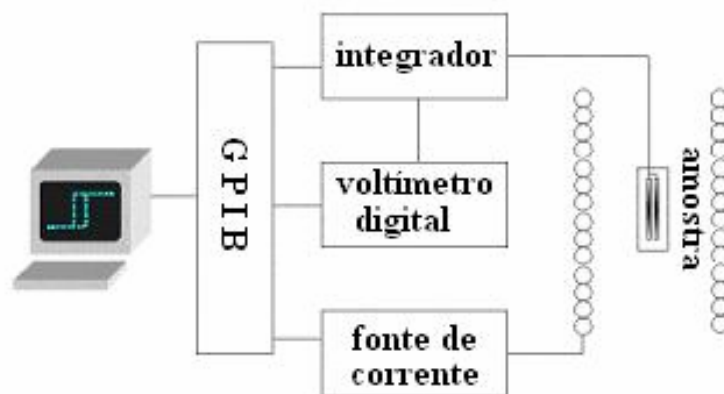


Figura 4.5 – Esquema do magnetômetro de indução usado para medir os ciclos de histerese longitudinais.

Neste magnetômetro o campo máximo produzido pelo solenóide é de 100 Oe o qual é suficiente para saturar as amostras. As especificações técnicas para construção do sistema são dadas abaixo:

- 1^o) Fonte de corrente: Kepco, modelo BOP 20-20 ($\Delta I = 5$ mA).
- 2^o) Bobina de campo Helmholtz com 74 espiras (diâmetro do fio = 2,15 mm), 6 camadas de 13 espiras cada e 12,5 cm de raio ($\Delta H = 0,5$ A/m) e fator de conversão corrente campo.
- 3^o) Solenóide com 18 espiras/cm dispostas em uma única camada; 32 cm de comprimento e 4 cm de diâmetro.
- 4^o) Integrador: Magnet Physik, modelo EF 4 com *drift* de 10^{-7} Vs.
- 5^o) Voltímetro digital Keithley 6 ½ dígitos.
- 6^o) Bobinas sensoras (pares de bobinas de pick-up ligadas em série oposição) :
 1. 1300 espiras (diâmetro do fio 80 μm); 1,0 cm de raio; 1,0 cm de comprimento; 13 camadas com 100 espiras cada.
 2. 6000 espiras (diâmetro do fio 56 μm); 0,5 mm de raio; 16 cm de comprimento; 2 camadas de enrolamento.
 3. 1200 espiras (diâmetro do fio 56 μm); 0,5 mm de raio; 3,0 cm de comprimento; 2 camadas de enrolamento.
 4. 900 espiras (diâmetro do fio 56 μm); 4 mm de raio; 3,0 cm de comprimento; 2 camadas de enrolamento.

Para as medidas dos ciclos de histerese circulares nós utilizamos um sistema de medidas AC [78]. Como já dito na seção 3.1, os fios a base de cobalto apresentam uma estrutura de domínios transversal numa região próxima à superfície do fio. Como a magnetoimpedância depende essencialmente da permeabilidade transversal do material (veja equação 2.1 e 2.2 e o Apêndice A) a medida dos ciclos de histerese circulares foi uma ferramenta importante de investigação. A Figura 4.6 mostra um esquema desse sistema. Na ponte de Wheatstone da Figura 4.6 a amostra foi um dos resistores em um dos ramos da ponte. Uma corrente alternada de frequência $f = 800$ Hz foi aplicada entre os pontos A e B e o sinal induzido foi medido entre os pontos C e D. Um sinal de baixa frequência em relação a usada na medida de GMI foi necessário para garantir que a

profundidade de penetração fosse muito maior do que as dimensões transversais da amostra, isto é, foi preciso manter constante o valor da componente resistiva.

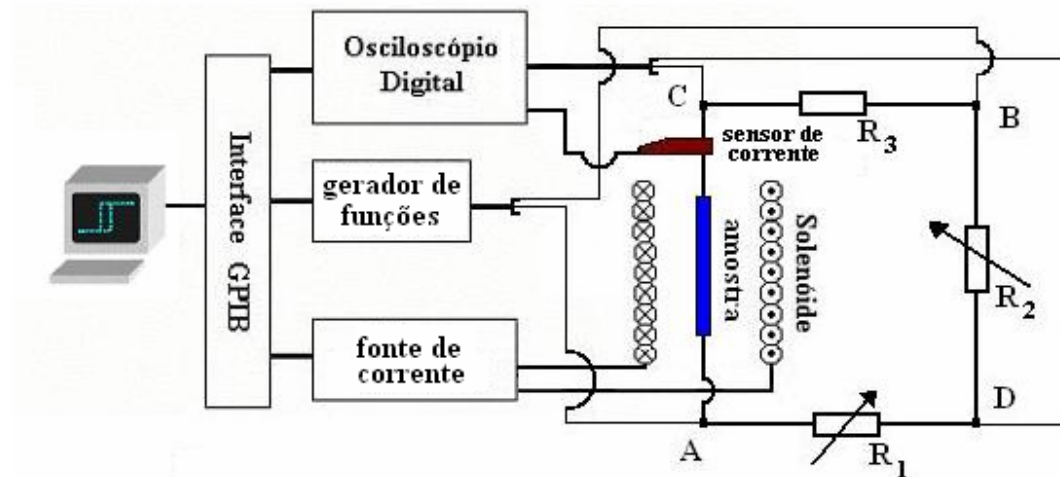


Figura 4.6 – Esquema do aparato experimental usado nas medidas dos ciclos de histerese circulares.

Os resistores variáveis R_1 e R_2 foram necessários para equilibrar a ponte. A Figura 4.7 mostra duas medidas feitas antes e depois do equilíbrio da ponte. Após a introdução da amostra no circuito o sinal medido no osciloscópio é uma senóide com picos próximos dos seus vales e picos (veja Figura 4.7). A senóide que corresponde ao sinal resistivo pode ser filtrada através do equilíbrio da ponte. O sinal indutivo que são os picos próximos aos vales e picos da senóide, (ver Figura 4.7), é proporcional à derivada temporal da magnetização circular. Deste modo, a integração do sinal filtrado nos forneceu a magnetização circular da amostra. A integração do sinal induzido foi novamente calculada através de um programa escrito em linguagem *Q-basic*.

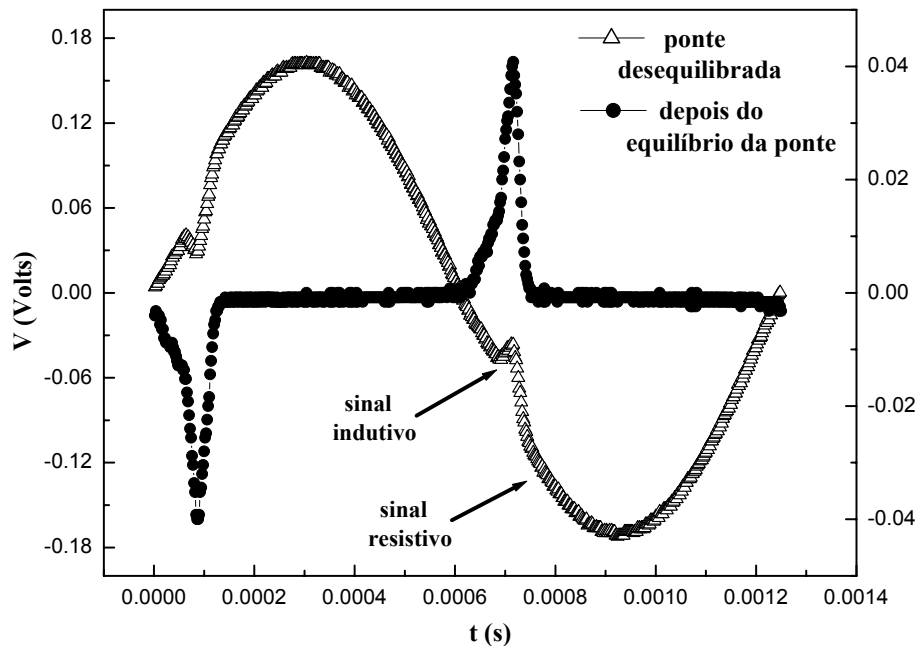


Figura 4.7 – Sinais resistivo e indutivo antes da filtragem (Δ) e sinal indutivo depois da filtragem (O).

CAPÍTULO 5

MODELO TEÓRICO

A maioria dos modelos teóricos usados para explicar o comportamento da permeabilidade magnética com a aplicação de um campo magnético externo são quase-estáticos e funcionam bem para regiões de frequências moderadas. Apesar da boa concordância dos modelos quase-estáticos, os modelos dinâmicos são obviamente mais realísticos, porém, mais complexos. Beach e Berkowitz [7] apresentaram um modelo dinâmico fenomenológico para o tratamento da GMI. Panina e colaboradores [29] desenvolveram uma expressão para a permeabilidade transversal que leva em consideração tanto à dinâmica de domínios quanto os fenômenos de amortecimento magnético. Yelon e colaboradores [41] mostraram que a solução teórica rigorosa da GMI envolve os mesmos cálculos do problema da ressonância ferromagnética (FMR). Tais cálculos incluem a dinâmica dos domínios através da equação do movimento de Landau-Lifschitz [8] e levam em consideração efeitos de troca [41, 79].

5.1 – Análise de Fourier da magnetização circular

O modelo que será descrito a seguir foi proposto por C. Gómez-Polo e colaboradores [2]. Antes de apresentar o modelo, é preciso dizer que ele é um modelo quase-estático e funciona relativamente bem no regime de frequências moderadas.

A permeabilidade magnética desempenha um papel fundamental no fenômeno da magnetoimpedância gigante. Assim, estudar o comportamento da GMI é o mesmo que estudar como varia a permeabilidade magnética efetiva do material com o conjunto de parâmetros intrínsecos e extrínsecos da medida, tais como anisotropias magnéticas, amplitude e frequência da corrente AC e o campo magnético externo. Deste modo, a medida da GMI é, na verdade, uma medida indireta da permeabilidade magnética efetiva do material. Como já foi dito antes, alguns modelos desenvolvidos para explicar a GMI têm levado em conta os diferentes processos de magnetização da amostra ou efeitos dinâmicos sobre os processos de magnetização. Assim, saber como ocorrem os processos de magnetização é fundamental para calcular a permeabilidade magnética efetiva do

material. No intervalo de frequências moderadas, quando as paredes de domínios têm pouca mobilidade, a magnetização ocorre somente através da rotação dos momentos magnéticos como foi discutido na seção 2.1.2 do capítulo 2.

A Figura 5.1 mostra uma medida AC do campo e da magnetização circulares em um fio amorfo FeCoSiB de 120 μm de diâmetro e 5 cm de comprimento produzida pela técnica *in-rotating water quenching*. Um tratamento térmico com uma densidade de corrente DC de 24,3 A/mm² foi feito na amostra. No *inset* da Figura 5.1 o ciclo de histerese circular originado dessa medida é mostrado. A análise da Figura 5.1 confirma a existência de efeitos não-lineares no fenômeno da GMI uma vez que não existe qualquer constante que multiplicada pela senóide (campo magnético circular) produza como resultado um sinal quase quadrado (magnetização circular) ($\vec{b}_\phi \neq \mu_\phi \vec{h}_\phi$).

Assim, a idéia central do modelo proposto por Gómez-Polo e colaboradores [2] consiste na decomposição do sinal de magnetização (onda quadrada na Figura 5.1) em várias contribuições harmônicas através da transformada de Fourier do sinal. Este procedimento tem como objetivo calcular as componentes superiores da permeabilidade. A impedância pode ser então calculada com a contribuição de primeiro harmônico da permeabilidade através da equação 2.1.

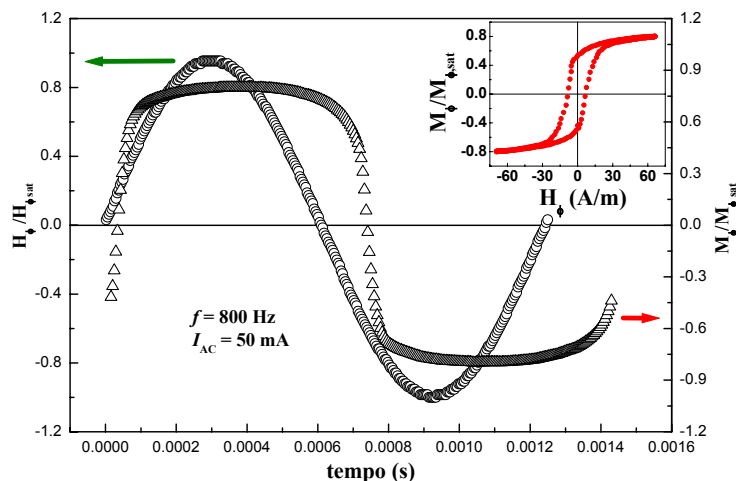


Figura 5.1 – Medida de magnetização em um fio amorfo de FeCoSiB de 120 μm de diâmetro, 5 cm de comprimento, $H_L = 0$: (O) campo magnético normalizado e (Δ) magnetização normalizada. O inset mostra a medida do ciclo de histerese circular.

A seguir será mostrado um método de decompor a permeabilidade circular em componentes de Fourier. No sistema internacional de unidades (MKS) a permeabilidade magnética é dada por:

$$\mu = \mu_0(1 + \chi) \quad (5.1)$$

onde χ é a susceptibilidade magnética do material. Quando uma corrente alternada passa através de um condutor magnético ela gera um campo magnético que pode ser expresso como.

$$h_\phi(t) = h_0 e^{-i2\pi ft} = h_0(\cos \omega t - \text{sen} \omega t) \quad (5.2)$$

onde f é a frequência da corrente de excitação e h_0 é a amplitude do campo magnético circular. Este campo magnetiza o material na direção circular. Assim, a expressão da permeabilidade por ser reescrita como segue.

$$\mu_\phi = \mu_0 \left(1 + \frac{\partial m_\phi}{\partial h_\phi} \right) = \mu_0 \left(1 + \frac{\partial m_\phi}{\partial t} \frac{\partial t}{\partial h_\phi} \right) = \mu_0 \left(1 + \frac{\partial m_\phi}{\partial t} \frac{1}{\frac{\partial h_\phi}{\partial t}} \right) \quad (5.3)$$

o termo $\frac{\partial h_\phi}{\partial t}$ é igual a $-i2\pi fh_0$. Substituindo $\frac{\partial h_\phi}{\partial t}$ na equação 5.3 e reescrevendo a exponencial complexa em termos de senos e co-senos chega-se a seguinte expressão.

$$\mu = \mu_0 \left(1 + \frac{1}{2\pi fh_0} \left(i \frac{\partial m_\phi}{\partial t} \cos 2\pi ft - \frac{\partial m_\phi}{\partial t} \text{sen} 2\pi ft \right) \right) \quad (5.4)$$

o segundo e terceiro termos de dentro dos parênteses são identificados como as componentes de Fourier da magnetização circular. Se considerarmos os demais harmônicos teremos então.

$$a_n = \frac{2}{T} \int_0^T \frac{\partial m_\phi(t)}{\partial t} \cos(2\pi ft) dt \quad (5.5)$$

$$b_n = \frac{2}{T} \int_0^T \frac{\partial m_\phi(t)}{\partial t} \text{sen}(2\pi ft) dt$$

onde n é um índice que define o número do harmônico. Deste modo, a permeabilidade magnética circular pode ser escrita de uma forma mais geral é:

$$\mu_{\phi,n} = \mu_0 \left(1 - \frac{b_n}{2\pi f h_0} + i \frac{a_n}{2\pi f h_0} \right) \quad (5.6)$$

Para mostrar a viabilidade do modelo vamos considerar uma amostra de geometria cilíndrica. A Figura 5.2 mostra de forma esquemática os parâmetros externos e internos que podem agir em uma amostra com essa geometria.

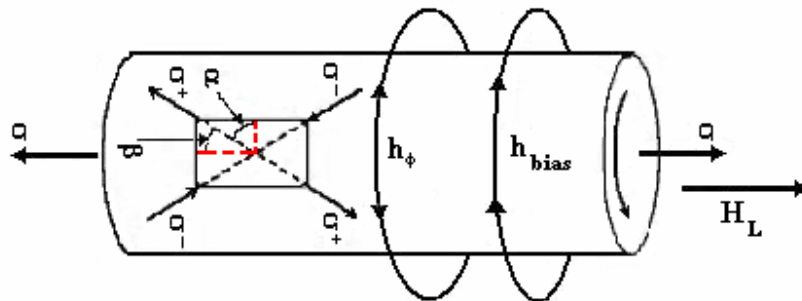


Figura 5.2 – Visão esquemática dos agentes internos ou externos que podem atuar durante uma medida de GMI em um fio magnético amorfo.

Por outro lado, a Figura 5.3 mostra de forma simplificada a configuração de campos magnéticos e da anisotropia em um fio amorfo como produzido. Em geral os materiais magnéticos podem apresentar uma larga distribuição de eixos de fácil magnetização tanto em direção como em intensidade.

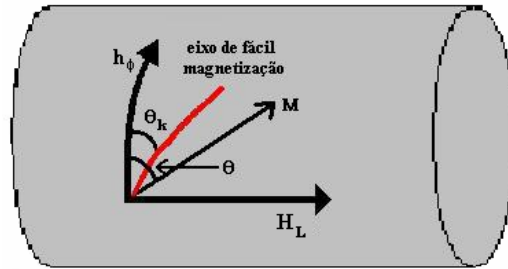


Figura 5.3 – Configuração dos parâmetros magnéticos num fio magnético amorfo como produzido.

No intervalo de frequências moderadas a equação da energia pode ser escrita da seguinte forma

$$E = \frac{1}{2} \mu_0 M_S H_K \text{sen}^2(\theta - \theta_K) + \frac{1}{2} \mu_0 M_S H_\xi + K_\sigma \text{sen}^2 \theta - \mu_0 M_S (h_\phi + h_{bias}) \cos \theta - \mu_0 M_S H_L \text{sen} \theta \quad (5.7)$$

onde o primeiro termo é o termo de anisotropia circular, $H_K = 2K_\phi/\mu_0 M_S$, θ_K é o ângulo que o eixo de fácil magnetização faz com a direção circular, o segundo é o termo de anisotropia helicoidal, $H_\xi = 2K_\xi/\mu_0 M_S$, ($K_\xi = \frac{1}{2} \lambda_S \xi Gr$: G é o módulo de cisalhamento, e r é a distância a partir da superfície do fio [45]), o terceiro termo é um termo de anisotropia magnetoelástica ($K_\sigma = 3\lambda_S \sigma/2$) e os dois últimos termos são os termos de energia Zeeman (H_ϕ é o campo circular, H_L é o campo externo e H_{bias} é um campo *bias* circular). A equação 5.7 é bastante geral uma vez que ela considera vários termos de energia.

Os argumentos para o estabelecimento da equação da energia 5.7 levam em consideração a ausência da anisotropia magnetocristalina devido ao caráter amorfo das amostras. Tomando a direção circular como referência e considerando a inexistência de uma dispersão de eixos fáceis, o primeiro termo na equação de energia leva em conta a existência de um eixo de fácil magnetização na direção θ_K . O segundo e terceiro termo

são termos de energia que estão relacionados com a anisotropia magnetoelástica a qual depende da constante de magnetostricção e do estado de tensão que a amostra está submetida. Esses termos podem ser entendidos pelo fato de que os materiais magnéticos em geral sofrem variação do seu comprimento ao serem magnetizados e vice-versa, ou seja, quando eles são expostos a tensões eles sofrem um aumento ou diminuição da magnetização a depender de suas constantes de magnetostricção. E por fim os últimos dois termos de energia são os termos de energia Zeeman que aparecem devido à aplicação dos campos magnéticos longitudinal e circular. No penúltimo termo foi adicionado um campo *bias* circular.

A minimização da equação 5.7 com relação ao ângulo θ permite-nos encontrar a magnetização circular, $m_\phi = m_0 \cos(\theta(t))$ e deste modo simular os ciclos de histerese circulares. Uma vez encontrada a magnetização circular, a aplicação das equações descritas acima pode fornecer o valor médio para a permeabilidade magnética circular e suas componentes de ordem superiores. Gómez-Polo e colaboradores [2, 33] testaram o modelo em um fio amorfo de FeCoSiB de 125 μm de diâmetro onde uma anisotropia circular foi induzida através do aquecimento Joule. A comparação entre os resultados obtidos através das simulações e as medidas de GMI mostrou-se bastante satisfatória.

5.2 – Simulações dos ciclos de histerese circulares

Nesta seção serão mostrados alguns resultados das simulações feitas a partir do modelo teórico apresentado na seção anterior. O principal objetivo foi reproduzir os resultados mais interessantes previstos pelo modelo. Todas as simulações foram feitas usando os parâmetros de um fio magnético amorfo de FeCoSiB.

Vamos considerar o caso de uma amostra na forma de um fio magnético amorfo percorrido por uma corrente alternada de frequência f e intensidade I . Vamos considerar também que a amostra não está sob a influencia de qualquer tensão ou torção externa aplicada. Depois dessas considerações a equação da energia equação 5.7 assume uma forma mais simples.

$$E = \frac{1}{2} \mu_0 M_S H_K \sin^2(\theta - \theta_K) - \mu_0 M_S h_\phi \cos \theta - \mu_0 M_S H_{ex} \sin \theta \quad (5.8)$$

A equação 5.8 assume apenas a existência de um eixo fácil ou uma direção média dos eixos fáceis definida pelo ângulo θ_K , na prática os materiais magnéticos amorfos podem exibir uma larga distribuição de eixos fáceis.

Através dos procedimentos explicados na seção anterior, os ciclos de histerese circulares e a suas transformadas de Fourier foram calculados. As simulações dos ciclos de histerese circulares foram feitas através de um programa escrito em linguagem *Q-basic*. Para obter um ciclo histerese circular a equação da energia (5.8) foi minimizada para cada ponto do campo magnético circular ($h_\phi = h_0 \cos(2\pi ft)$) durante um ciclo de oscilação completo e para o conjunto de variáveis, magnetização de saturação (M_S), raio do fio (a), amplitude da corrente AC, campo externo longitudinal (H_L), campo de anisotropia (H_K), ângulo de desvio da magnetização (θ_K), ângulo de torção (ξ) e constante de magnetostricção (λ_S). Esse procedimento foi realizado para cada ponto com o objetivo de encontrar o ângulo de equilíbrio, θ , entre a magnetização e a direção circular. Esse ângulo mínimo permitiu então o cálculo das magnetizações circular (m_ϕ) e longitudinal (M_L) uma vez que m_ϕ e M_L são as projeções da magnetização ao longo das duas direções.

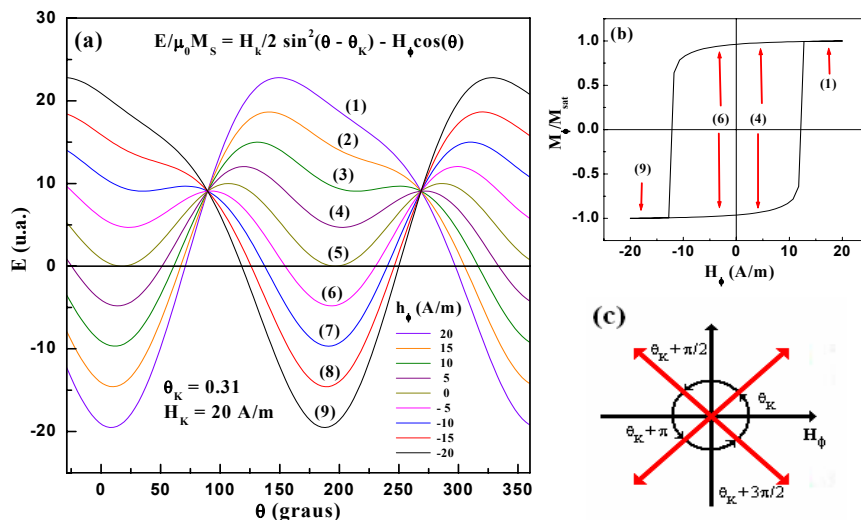


Figura 5.4 – Simulação das curvas de energias (a), curva de histerese (b) e configuração de eixos fáceis (c) para um fio magnético de 60 μm de raio percorrido por uma corrente de 12,5 mA ($\mu_0 M_S = 0,8$, $H_K = 20$ A/m, $H_L = 0$ e $\theta_K = \pi/10$).

A Figura 5.4 (b) mostra um ciclo de histerese circular simulado para um fio de raio igual $60 \mu\text{m}$ percorrido por uma corrente de $12,5 \text{ mA}$ e sem campo aplicado ($\mu_0 M_S = 0,8 \text{ T}$, $H_k = 20 \text{ A/m}$ e $\theta_k = \pi/10$). Na ausência de campo magnético externo e circular o termo de anisotropia uniaxial introduz dois mínimos de energia como podemos observar na Figura 5.4 (a) (curva (5)). Estes mínimos estão associados às direções dos eixos de fácil magnetização do fio mostrados esquematicamente na Figura 5.4 (c). Os dois mínimos correspondem aos dois valores de ângulos tomados no sentido horário (θ_k ou $\pi + \theta_k$) ou no sentido anti-horário ($-\theta_k$ ou $-\pi - \theta_k$). Isso significa que na ausência de campos magnéticos a magnetização do fio pode estar ao longo de uma dessas duas direções. Essa situação de dois mínimos idênticos de energia somente é levantada quando o campo magnético circular ou externo é aplicado. Na Figura 5.4 (a) estão mostradas várias curvas de energia para alguns valores do campo magnético circular e na Figura 5.4 (b) são mostrados, através das setas em vermelho, o estado energético para algumas curvas da Figura 5.4 (a) no ciclo de histerese circular.

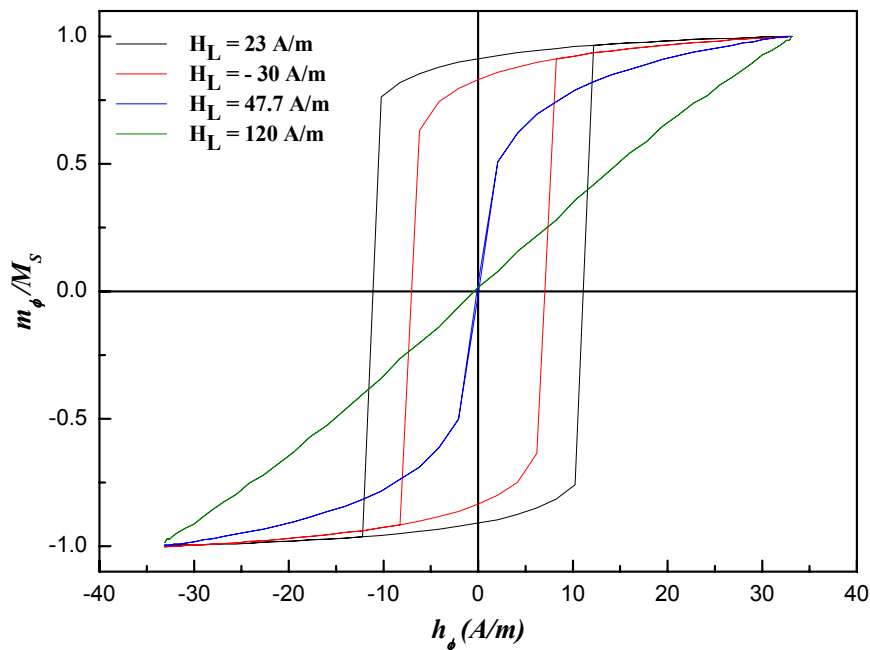


Figura 5.5 – Simulação dos ciclos de histerese circulares calculados através do modelo para $\theta_k = 0$, $H_k = 47,7 \text{ A/m}$, $I_{ac} = 12,5 \text{ mA}$ para três valores de campo diferente.

A Figura 5.5 mostra as simulações de alguns ciclos de histerese circulares no mesmo fio de 60 μm de diâmetro também percorrido por uma corrente de 12,5 mA ($\mu_0 M_s = 0,8$ T, $H_k = 47,7$ A/m, $\theta_k = 0$ e $a = 60$ μm) para alguns valores do campo magnético externo. Podemos observar que o contínuo aumento do campo externo provoca a diminuição do campo coercivo do fio e para altos valores de H_L o processo se torna cada vez mais reversível.

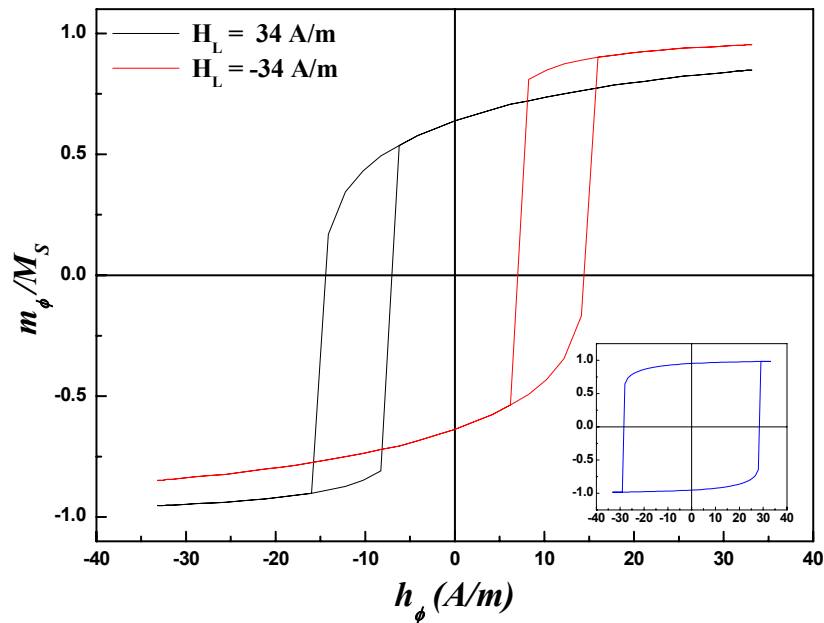


Figura 5.6 – Simulação dos ciclos de histerese circulares calculados através do modelo para $\theta_k = \pi/10$, $H_k = 47,7$ A/m, $I_{ac} = 12,5$ mA. No *inset* da Figura a simulação é feita para $I_{ac} = 12,5$ mA e $H_L = 0$.

A Figura 5.6 mostra as simulações dos ciclos de histerese circulares para os mesmos parâmetros usados nas simulações da Figura 5.5, exceto para θ_k que aqui foi igual a $\pi/10$. No *inset* da Figura 5.6 essas simulações foram feitas com $\theta_k = \pi/10$ e $H_L = 0$. Comparando estes ciclos com os da Figura 5.5 podemos notar que o ângulo de desvio da magnetização, θ_k , provocou o deslocamento dos ciclos de histerese circulares. Contudo, no *inset* da Figura 5.6 podemos observar que o deslocamento dos ciclos de histerese circulares não ocorre quando H_L é nulo mesmo se θ_k for diferente de zero.

Podemos ver também na Figura 5.6 é que o deslocamento dos ciclos circulares é simétrico em relação ao campo magnético externo.

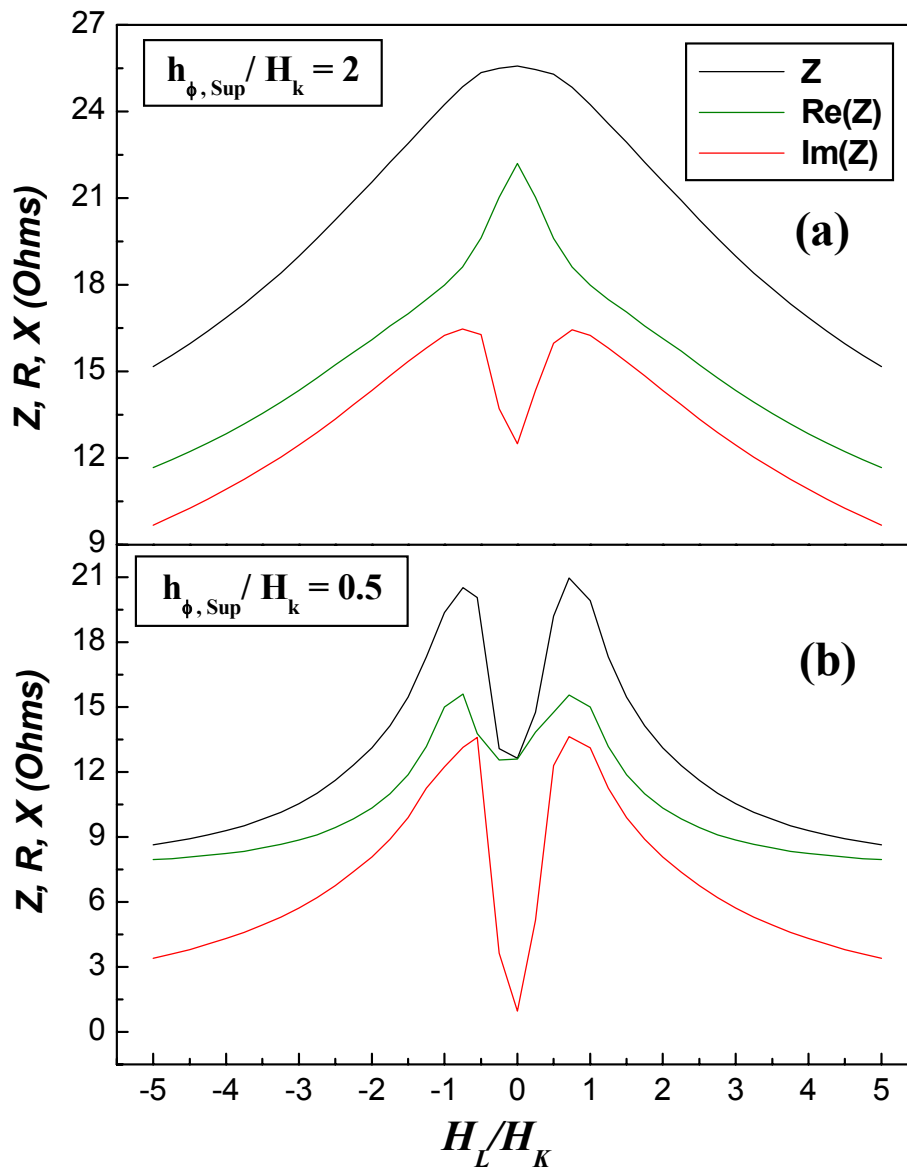


Figura 5.7 – Simulação da impedância e de suas componentes obtida do cálculo da permeabilidade através dos ciclos de histerese circulares simulados.

As componentes e o módulo da impedância foi simulada para dois valores da amplitude da corrente AC usando a transformada de Fourier dos ciclos de histerese circulares. Os resultados indicaram uma mudança de padrão de um para dois picos no

módulo e na componente real da impedância enquanto que o padrão da componente imaginária permaneceu inalterado. Essa mudança de padrão das curvas depende da relação entre o campo magnético circular superficial ($H_{\phi, sup}(a) = I/2\pi a$: a é o raio do fio) e o campo de anisotropia, H_K . A Figura 5.7 mostra as componentes e o módulo da impedância para os dois valores da amplitude da corrente AC simulados através do modelo. Para $H_{\phi, sup}(a) > H_K$ a componente real e o módulo da impedância apresentam uma estrutura de pico único enquanto que para $H_{\phi, sup}(a) < H_K$ foi verificado uma mudança de estrutura de um para dois picos. Observe que a componente imaginária sempre apresenta uma estrutura de duplo pico independente do valor da corrente AC. Esses picos estão situados na região onde $H_L \approx H_K$.

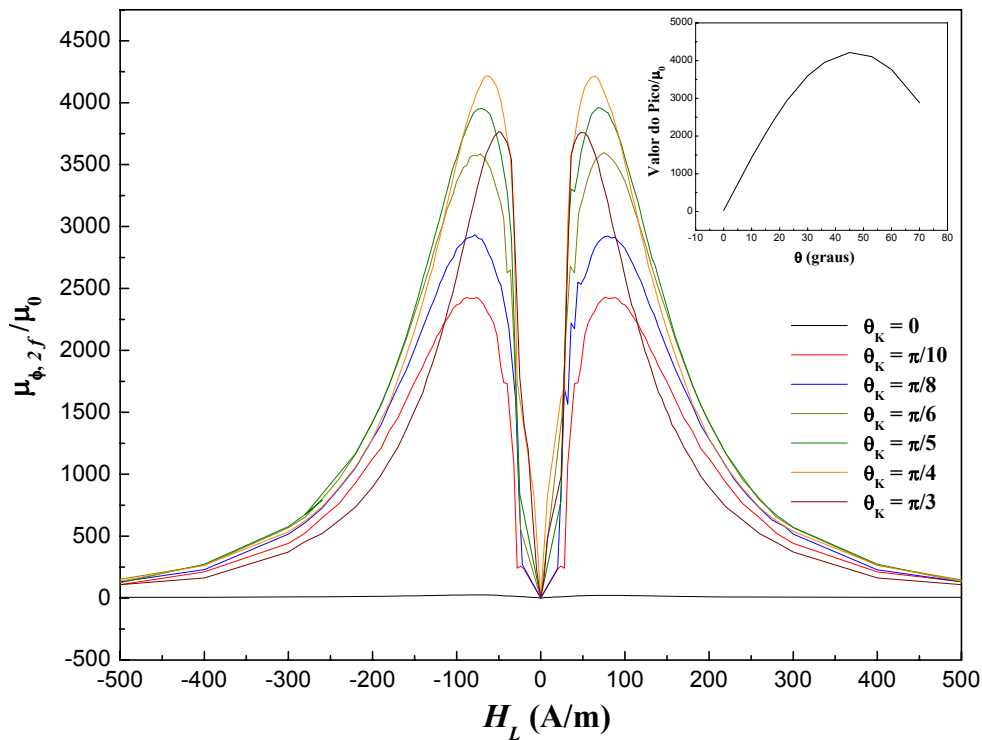


Figura 5.8 – Simulação das componentes de segundo harmônico da permeabilidade em função do ângulo de desvio, θ_k . No *inset* da Figura o valor de pico da curva de segundo harmônico em função do ângulo de desvio é mostrado.

Na Figura 5.8 a contribuição da componente de segunda ordem da permeabilidade foi calculada em função do ângulo de desvio da magnetização, θ_k . O *inset* da Figura 5.7

mostra o valor do pico das curvas em função de θ_k . Observe que a resposta de segundo harmônico mostra um aumento significativo com θ_k que por sua vez é proporcional ao deslocamento dos ciclos de histerese circulares.

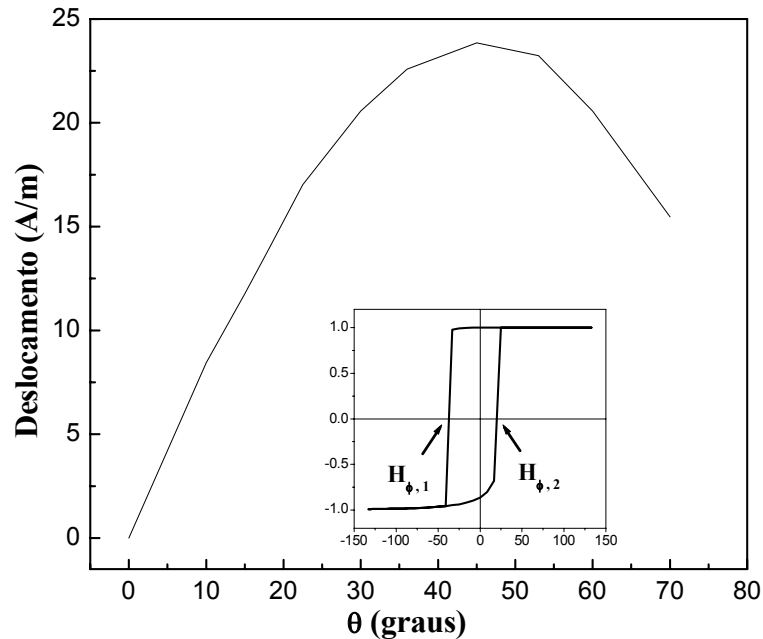


Figura 5.9 – Deslocamento dos ciclos de histerese circular em função do ângulo de desvio, θ_k .

A Figura 5.9 por sua vez mostra o deslocamento dos ciclos de histerese simulados em função do ângulo θ_k para o H_L onde os picos das curvas de segundo harmônico ocorrem. Estes deslocamentos foram calculados pela definição de deslocamento dos ciclos de histerese circulares usados na Ref. [80], $H_{\phi D} = (H_{\phi,1} - H_{\phi,2})/2$ (ver Figura 5.9). A análise das curvas de segundo harmônico e dos ciclos de histerese circulares mostra que o valor do pico do segundo harmônico é proporcional ao deslocamento dos ciclos. É interessante observar que a curva da Figura 5.9 é idêntica àquela mostrada no *inset* da Figura 5.8. O comportamento dos ciclos de histerese circulares para um dado valor de ângulo de desvio θ_k indica que o deslocamento máximo em relação à origem é atingido para o campo magnético externo onde ocorre o pico das curvas de segundo harmônico.

O modelo apresentado nessa seção mostra claramente como a impedância e o segundo harmônico podem depender não somente dos parâmetros intrínsecos da amostra tais como as anisotropias, mas também dos parâmetros intrínsecos à própria medida tais

como a intensidade da corrente de excitação. A Figura 5.10 mostra a dependência das componentes da impedância para um campo *bias* gerado pela passagem de uma corrente ac através de um fio de 120 μm de diâmetro. Observe que a aplicação do campo *bias* provoca uma assimetria em ambas as curvas. Para ajustar os dados experimentais foi necessário considerar que o ângulo θ_k igual a $\pi/10$. Esse argumento foi utilizado porque os ciclos de histerese circulares sofrem deslocamentos para $\theta_k \neq 0$ e dependendo do sinal do campo *bias* a permeabilidade calculada para o valor de campo magnético longitudinal onde ocorrem os picos na curva de impedância é diferente.

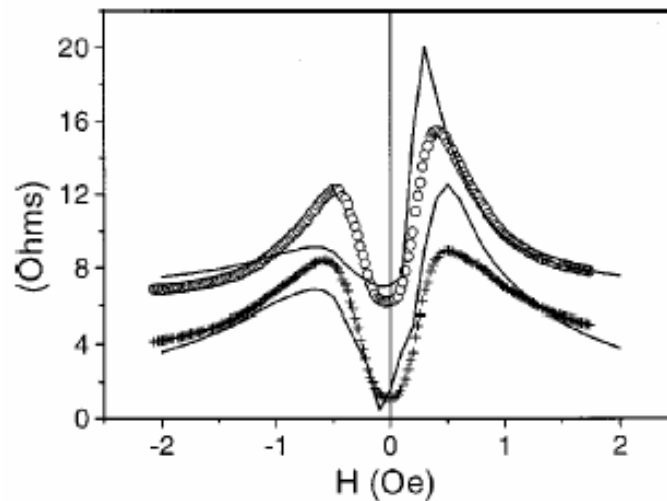


Figura 5.10 – Comportamento das componentes da impedância em função de um campo *bias* gerado pela passagem de uma corrente DC, $f = 50$ kHz e $I_{AC} = 5$ mA: (O) componente real, (+) componente imaginária e (—) simulação, $I_{DC} = 2.5$ mA [33].

CAPÍTULO 6

CONSIDERAÇÕES INICIAIS

Nos próximos capítulos serão mostrados alguns resultados obtidos em dois fios magnéticos amorfos. No primeiro caso mostraremos os resultados obtidos em um fio amorfo de FeCoSiBNb que devido ao seu diâmetro reduzido iremos chamá-lo de fibra amorfa. Em seguida passaremos a mostrar alguns resultados do fio amorfo de FeCoSiB. Ambos os materiais foram escolhidos devido a baixa constante de magnetostricção o que torna fácil a observação do fenômeno da GMI. Além disso, no caso do fio amorfo de FeCoSiB, a vasta quantidade de trabalhos publicados na literatura facilitou as discussões. No caso da fibra amorfa nós encontramos poucos resultados na literatura o que motivou a fazer um estudo mais detalhado deste material.

A FIBRA MAGNÉTICA AMORFA DE CoFeSiBNb

As amostras utilizadas nessa parte do trabalho foram fabricadas pela técnica denominada *melt extraction* a qual foi descrita no capítulo 3. Essas amostras apresentam diâmetros médios compreendidos entre 36-40 μm e a sua composição nominal em porcentagem atômica segue a mesma proporção atômica da liga mãe: $(\text{Co}_{0,95}\text{Fe}_{0,05})_{85,27}\text{Si}_{8,69}\text{B}_{1,52}\text{Nb}_{4,52}$. Em particular, essa alta proporção de cobalto (95% entre os metais de transição) faz com que a liga possua uma constante de magnetostricção de saturação, λ_s , baixa e negativa. Os valores dos parâmetros mais importantes da fibra estão mostrados na tabela 6.1. Essa amostra foi cordialmente cedida pelo grupo do prof. A. Yelon do Canadá.

Tabela 6.1 - Propriedades magnéticas e de transporte da fibra amorfa.

Propriedade	Valor
Constante de Magnetostricção (λ_s)	$-1,2 \times 10^{-7}$
Campo Coercivo (H_c)	0,8 Oe
Magnetização de Saturação (M_s)	660 kA/m
Resistividade (ρ)	130 $\mu\Omega\text{cm}$
Temperatura de Curie	> 300 K

A alta temperatura de Curie das ligas garantiu que as nossas medidas fossem realizadas na fase de ordenamento ferromagnético da amostra uma vez que todas as medidas apresentadas neste trabalho foram realizadas a temperatura ambiente.

Nesta seção os resultados mais importantes obtidos na fibra amorfa serão apresentados e analisados. Um estudo detalhado das respostas do primeiro e do segundo harmônicos em função de um campo *bias* circular e de anisotropias magnéticas induzidas através da aplicação de tensão mecânica longitudinal e torção foi realizado. Por último, os ciclos de histerese circulares foram medidos experimentalmente em função da torção.

6.1 – Caracterização inicial

Devido a pouca informação disponível na literatura a respeito do comportamento da impedância da fibra em função da amplitude e da frequência da corrente uma caracterização inicial em função desses parâmetros foi feita. Assim, as Figuras 6.1 e 6.2 mostram as primeiras medidas realizadas na fibra amorfa. Para essas medidas um pedaço de 7 cm de comprimento da fibra como produzida (*as-cast*) foi cortado e montado no suporte mostrado na Figura 4.1. Os contatos elétricos foram feitos com tinta prata e a resistência DC da fibra foi medida antes e depois do experimento dando um valor em torno de 109,4 Ω . O intervalo de campo usado nessas medidas variou entre $-100 \text{ Oe} < H_L < +100 \text{ Oe}$. As medidas de impedância foram feitas com um *lock-in* e um esquema do aparato usado foi mostrado na Figura 4.4.

As curvas de GMI da Figura 6.1 apresentaram, para quase todos os valores de frequência e da amplitude da corrente, um comportamento bastante conhecido na literatura da GMI, ou seja, uma estrutura de duplo pico bem definida onde cada pico ocorre para valores simétricos do campo magnético externo aplicado. Além disso, a intensidade do sinal da impedância cai monotonicamente com o campo magnético. Interpretando esses resultados em termos modelo exposto no capítulo 5 nós podemos dizer que o comportamento de duplo pico ocorreu porque a amplitude da corrente AC não produziu um campo magnético circular maior do que o campo de anisotropia da fibra, $H_k = 240 \text{ A/m} < H_{\phi, \max}(a) = 28.1 \text{ A/m}$. Uma análise mais detalhada das curvas mostradas na Fig. 6.1 mostra um suave aumento do campo onde ocorre o pico da GMI (este campo está

associado com o campo de anisotropia circular) com a frequência. Isto pode estar relacionado com o aumento da anisotropia em regiões próximas a superfície. Este comportamento é por sua vez bastante conhecido na literatura da GMI [81, 82].

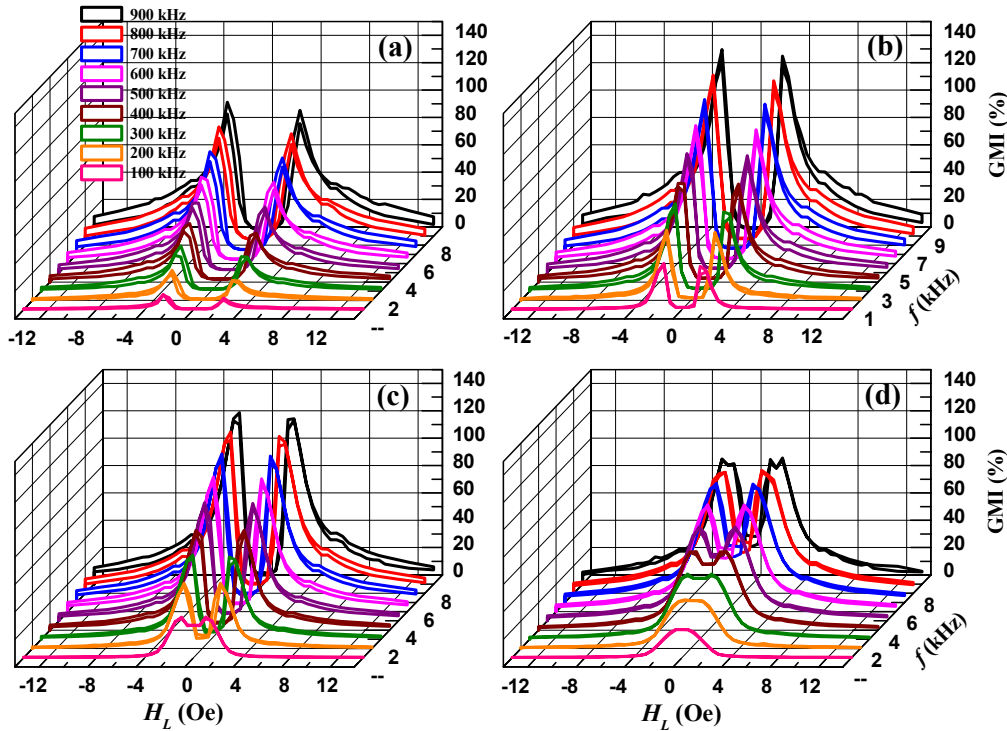


Figura 6.1 – Curvas de GMI em função da frequência para alguns valores da amplitude da corrente AC na fibra amorfa: (a) $I = 1$ mA, (b) $I = 2$ mA, (c) $I = 3$ mA e (d) $I = 5$ mA.

A maior variação percentual da GMI ficou em torno de 140% para $I = 2$ mA e $f = 900$ kHz. Este valor é bastante razoável considerando que essa amostra não sofreu nenhum tipo de manipulação com o objetivo de aumentar esse valor. Nas Figuras 6.2 (a) e (b) são mostradas as medidas de segundo harmônico para $I = 2$ mA e $2f_0 = 200$ e 400 kHz. As variações percentuais para o segundo harmônico ficaram em torno de 1000% [48]. Observe que este valor é muito alto comparado com a variação do primeiro harmônico. A variação percentual do segundo harmônico depende do campo externo máximo aplicado como será discutido a seguir. As sensibilidades, S , (S (%) =

$$\frac{2}{LCMA} \left(\frac{\Delta V_{nf_0}}{V_{nf_0}} * 100 \right)_{MAX}, \text{ onde LCMA é a largura completa da curva à meia altura,}$$

$\left(\frac{\Delta V_{nf_0}}{V_{nf_0}} * 100 \right)_{MAX}$ é a variação relativa máxima da curva e f_0 é a frequência fundamental e n é o número do harmônico) da impedância e do segundo harmônico para $I = 1, 2, 3, 5$ mA para $f = 0,1 - 0,9$ MHz são mostradas nas Figuras 6.2 (c) e (d). Este parâmetro pode ser muito importante para aplicações tecnológicas da GMI tal como em sensores de campo magnético. Os valores de sensibilidade para a impedância são comparáveis aos obtidos por Kane e colaboradores [44] em fitas amorfas como produzidas de $\text{Co}_{67}\text{Fe}_4\text{Mo}_{1,5}\text{Si}_{16,5}\text{B}_{11}$ com espessura de $20 \mu\text{m}$. Neste trabalho a velocidade da roda durante o processo de fabricação e estudaram o comportamento da sensibilidade da impedância.

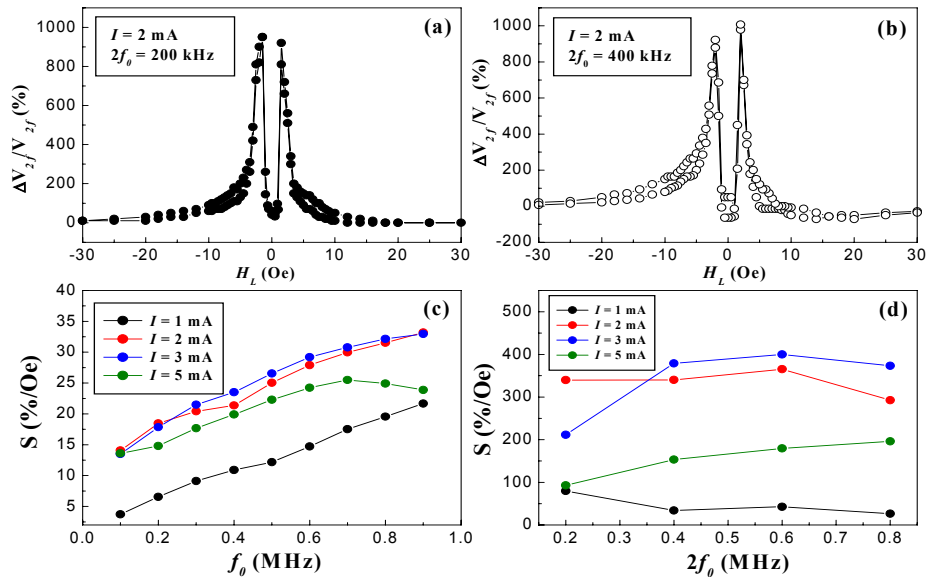


Figura 6.2 – Curvas do segundo harmônico (a - b), sensibilidade da impedância (c) e sensibilidade do segundo harmônico (d) da fibra amorfa de FeCoSiBNb.

6.2 – O efeito da aplicação de um campo *bias* circular

Nessa seção nós mostraremos que na fibra como produzida o eixo de fácil magnetização pode não estar ao longo da direção circular e que, se isso ocorrer, uma resposta assimétrica da curva de impedância é observada em uma medida de impedância feita em função de um campo *bias* circular.

Um pedaço de 9 cm de comprimento da fibra como produzida foi montado sobre uma superfície de acrílico. As extremidades da fibra foram colocadas sob pequenas barras de cobre as quais foram parafusadas e deste modo exerceram uma pressão sobre a fibra fazendo assim os contatos elétricos. Aqui a resistência DC também foi medida e o seu valor ficou em torno de 136Ω . Inicialmente, medidas de GMI em função da frequência foram feitas para alguns valores da corrente com o objetivo de encontrar a frequência e a amplitude da corrente AC que maximiza o efeito de GMI. Estes valores foram usados posteriormente em todas as medidas de impedância em função do campo. Os valores encontrados foram (ver Figura 6.3) $f = 900 \text{ kHz}$ e $I = 10 \text{ mA}$ (pico a pico).

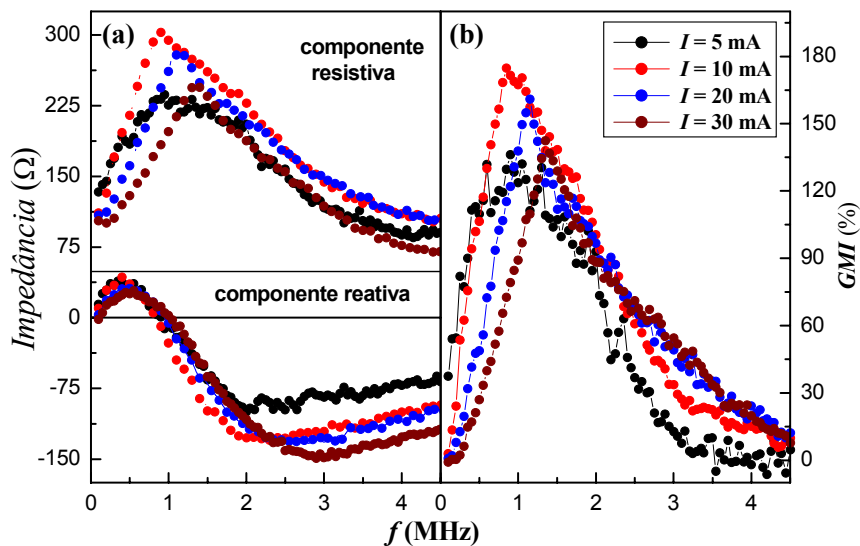


Figura 6.3 – (a) Medida das componentes da impedância (Z) em função da amplitude e frequência da corrente e (b) variação relativa da impedância ($Z(H) - Z(H=20)/Z(H=20) * 100$) na fibra amorfa.

Na Figura 6.3 o comportamento da componente resistiva foi caracterizado por um máximo em $f = f_0$ e uma mudança de sinal na componente indutiva (de positivo para negativo) para esse mesmo valor de frequência. Essas são as características básicas de processos de ressonância ferromagnética (FMR) associados com as mudanças das componentes da permeabilidade circular, $\mu_\phi = \mu_r - i\mu_i$, em $f = f_0$ [39, 84].

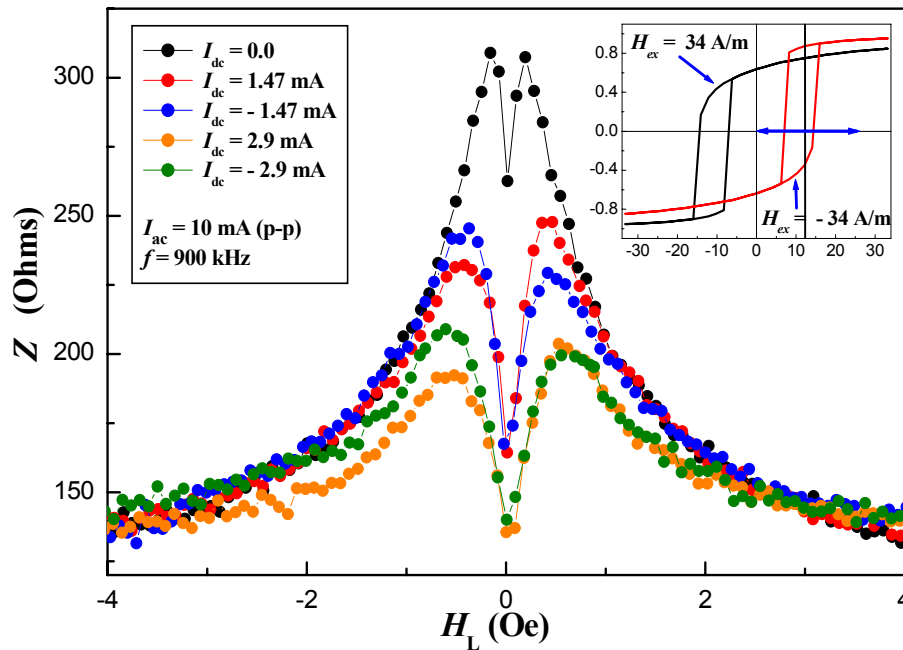


Figura 6.4 – Comportamento da impedância da fibra como produzida para alguns valores do campo *bias* circular. O *inset* da Figura mostra uma simulação dos ciclos de histerese circulares através do modelo do capítulo 5 para os seguintes parâmetros: $\theta_k = \pi/10$, $H_k = 47,7$ A/m, $I_{ac} = 12,5$ mA e $H_L = \pm 34$ A/m.

A estrutura de domínios mostrada na Figura 3.1 (b) para fios a base de cobalto é um caso ideal. Em materiais como produzidos o eixo de fácil magnetização está geralmente fora da direção circular. A existência desse eixo fora da direção circular pode originar curvas de GMI assimétricas quando a medida é feita em função de um campo *bias* circular. De fato, a assimetria na curva de GMI pode estar relacionada com o aparecimento de uma camada com anisotropia unidirecional [85] ou com um campo *bias* circular [86, 87]. Assim, uma medida de GMI com um campo *bias* circular aplicado deve dar informações qualitativas sobre a direção da magnetização da amostra. Deste modo, o efeito da aplicação de um campo *bias* circular na resposta da magnetoimpedância foi estudado na fibra amorfa. A Figura 6.4 mostra algumas medidas para alguns valores de corrente *bias* DC. A assimetria na altura dos picos da curva de impedância em função do campo magnético externo está relacionada com o desvio do ângulo de fácil magnetização da direção circular. Como comentado nas discussões do capítulo 5 o efeito desse desvio pode ser revelado através de uma medida da impedância em função de um campo *bias*

circular. A aplicação de um campo *bias* circular pode facilitar o processo de magnetização em uma direção e dificultar na outra alterando deste modo a permeabilidade circular do material. Uma simulação dessa situação está mostrada no *inset* da Figura 6.4 ($\theta_k = \pi/10$, $H_k = 47,7$ A/m, $I_{ac} = 12,5$ mA e $H_L = \pm 34$ A/m).

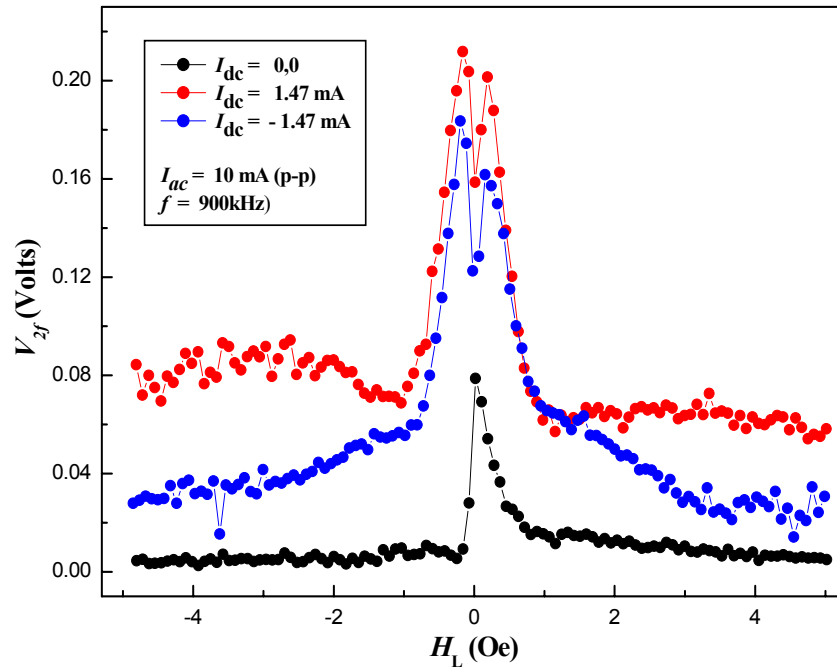


Figura 6.5 – Comportamento da componente de segundo harmônico da fibra amorfa para alguns valores de campo *bias* circular.

Os resultados da medida da componente de segundo harmônico, V_{2f} , mostrada na Figura 6.5, mostraram uma alta sensibilidade à assimetria introduzida pelo campo *bias*, ou seja, a aplicação do campo *bias* circular provocou aumento significativo de V_{2f} . Gómez-Pólo e colaboradores [88] utilizaram o modelo mostrado no capítulo 5 para ajustar curvas de GMI medidas com um campo *bias* circular aplicado.

6.3 - O efeito da indução de uma anisotropia helicoidal

Como mostrado na seção anterior, o eixo de fácil magnetização está inclinado em relação à direção circular na fibra como produzida. Contudo, para entender melhor o efeito da indução de uma anisotropia helicoidal nós desenvolvemos um procedimento para conduzir a magnetização à direção circular. Nesta seção será mostrado esse procedimento e a seguir estudado o efeito da anisotropia helicoidal na resposta da GMI.

Para as medidas em função da torção a amostra foi presa pelas extremidades entre uma placa de acrílico e uma peça de formato cilíndrico. Este conjunto foi colocado dentro de um solenóide de 50 cm de comprimento o qual permitiu a aplicação simultânea da torção e do campo externo ($-20 \text{ Oe} < H_L < 20 \text{ Oe}$). Neste caso, a aplicação de uma pequena tensão mecânica longitudinal foi necessária para manter a amostra esticada durante a aplicação da torção. A resistência DC e o comprimento da fibra foram iguais a 136Ω e 9 cm, respectivamente.

A anisotropia helicoidal induz um eixo de fácil magnetização na direção da hélice. Como dito anteriormente, isso pode ser melhor visualizado se a torção pode ser decomposta em tensões mecânicas ao longo das direções positiva (distensão) e negativa (compressão) da hélice (ver Figura 2.3). Como resultado, um eixo de fácil magnetização é induzido na direção da hélice. Porém, este tipo de anisotropia não é homogêneo ao longo da direção radial como pode ser verificado através da constante de anisotropia helicoidal (ver equação 5.6). A contínua aplicação da torção desvia a magnetização da direção circular e de acordo com o modelo exposto anteriormente a resposta de segundo harmônico deve aumentar. Por outro lado, se o ângulo de desvio da magnetização for quase igual a zero essa resposta deve ser muito baixa [45]. Tem sido mostrado que a impedância possui um comportamento inverso ao do segundo harmônico, ou seja, o aumento do ângulo de desvio produz uma diminuição da sua intensidade [89, 90]. Blanco e colaboradores [91] estudaram o efeito da torção em fios amorfos a base de cobalto (como produzidos) e verificaram que o comportamento da impedância não é simétrico em relação ao ângulo de torção, isto é, a mesma curva de impedância não é obtida para dois valores simétricos de torção, $\pm \xi$. Mais recentemente, Phan e colaboradores [92] mostraram que isso pode ocorrer devido a uma anisotropia helicoidal intrínseca induzida durante o processo de fabricação. Ambos os resultados apresentados na literatura e os

obtidos através do modelo nos levaram a fazer várias medidas de magnetoimpedância em função da torção com o objetivo de procurar o que nós chamamos de estado de torção nula da fibra. Este estado é tal que a impedância atinge um máximo e o segundo harmônico um mínimo. Para chegar neste estado, uma torção deve ser aplicada num sentido contrário ao da anisotropia helicoidal induzida durante o processo de fabricação. Este procedimento deve conduzir a magnetização à direção circular. A Figura 6.6 mostra a medida do pico das curvas de impedância e de segundo harmônico em função do ângulo de torção. Nós observamos que o estado de torção zero correspondeu a uma torção de $8,3 \pi \text{ rad/m}$ no sentido anti-horário. Este resultado foi usado para normalizar todas as medidas seguintes.

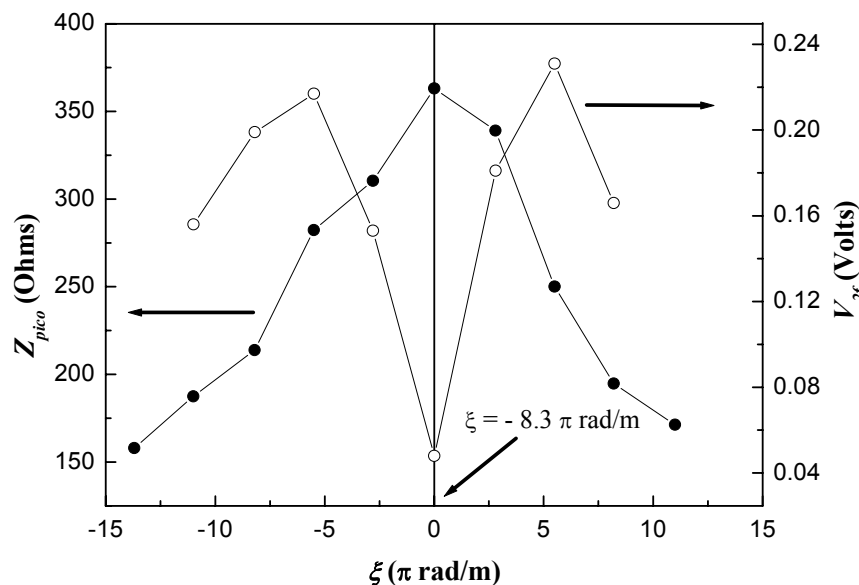


Figura 6.6 - Medida do pico das curvas de impedância e do segundo harmônico em função do ângulo de torção. Este comportamento permitiu encontrar o estado de torção zero da fibra. Os valores de torção já estão normalizados pelo valor de torção zero $-8,3 \pi \text{ rad/m}$.

Na Figura 6.7 (a) as medidas de magnetoimpedância e do segundo harmônico mostradas para alguns valores de torção foram normalizadas pelo valor de torção zero, $-8,3 \pi \text{ rad/m}$. A indução de uma anisotropia helicoidal através da aplicação da torção dificulta o processo de magnetização circular da amostra. Isso resulta na diminuição da permeabilidade magnética circular da fibra e conseqüentemente na diminuição de sua

impedância (ver Figura 6.7 (a)). Por outro lado, pode ser observado na mesma que a torção provoca o desvio da magnetização da direção circular causando um aumento no sinal do segundo harmônico.

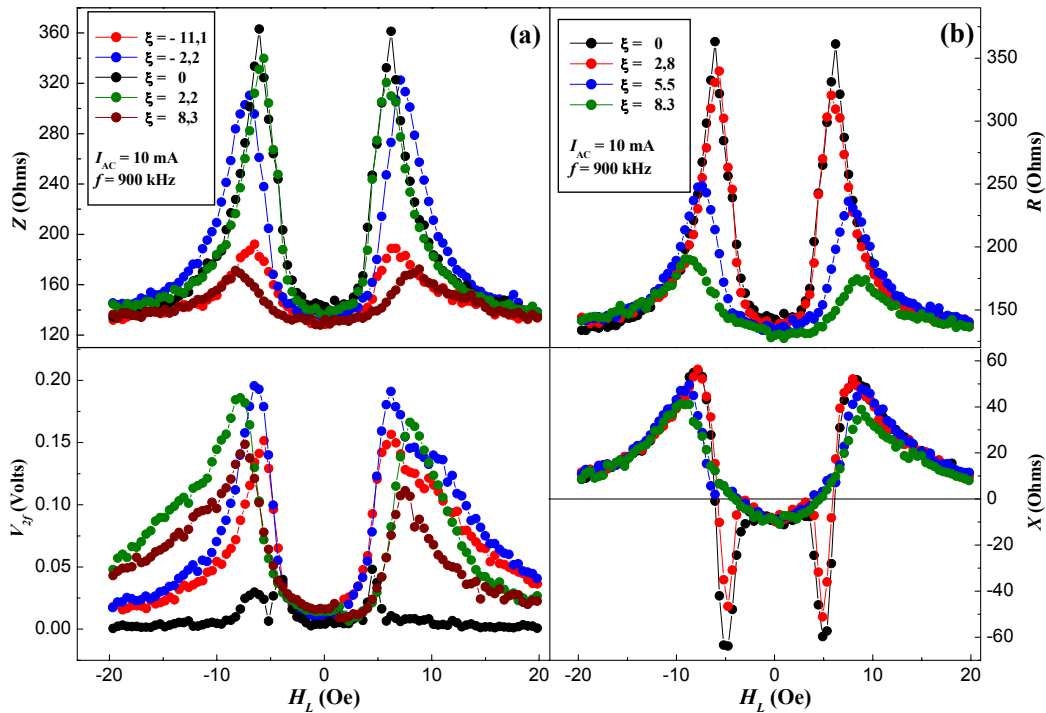


Figura 6.7 – (a) Medidas de magnetoimpedância e do segundo harmônico e (b) componente resistiva, R , e componente indutiva, X . A torção aplicada, ξ , está em unidades de π rad/m.

As componentes da impedância mostradas na Figura 6.7 (b) também apresentam um comportamento similar ao observado nas curvas de $Z(f)$ para baixos valores da torção, ξ , ou seja, a componente resistiva apresentou um máximo onde a componente indutiva mudou de sinal. Além disso, a componente indutiva apresentou dois picos simétricos na parte negativa da curva em torno da origem com um platô entre eles. Porém, essas características e a estrutura de picos na parte negativa da curva desapareceram para torções acima de $5,5 \pi$ rad/m. Apesar da componente indutiva ainda mudar de sinal para

altos valores da torção os campos onde ocorreram os máximos da componente resistiva e indutiva são praticamente iguais (ver da Figura 6.7 (b)).

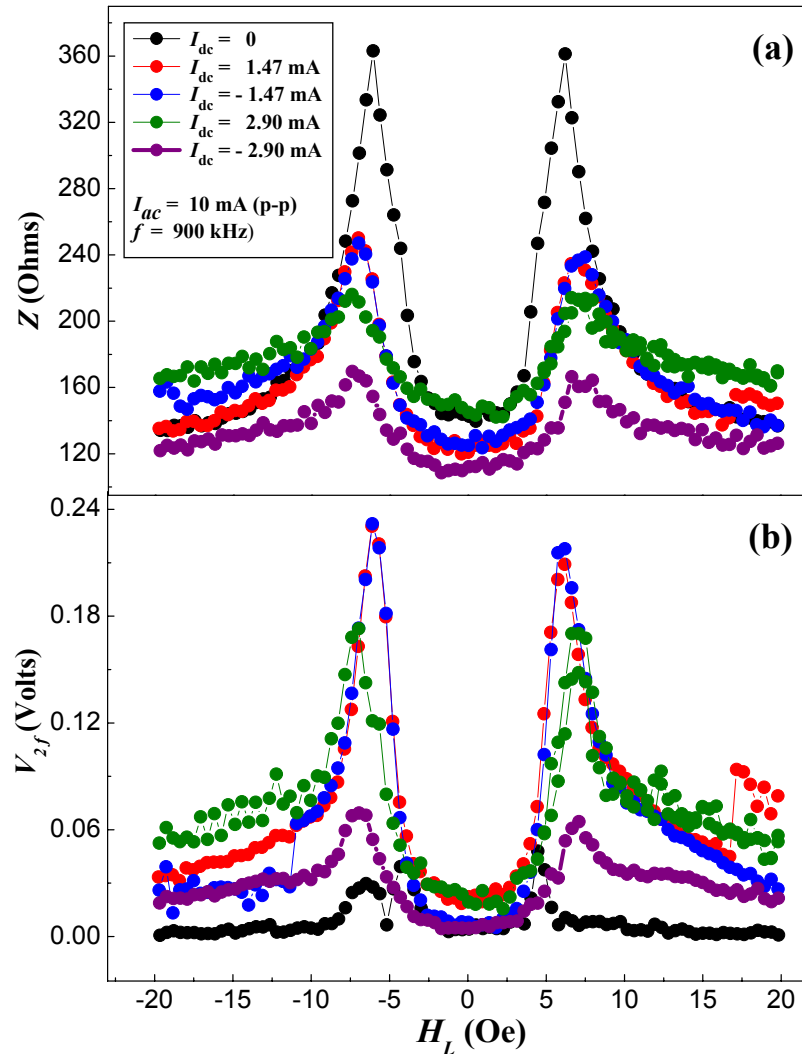


Figura 6.8 – Medidas de magnetoimpedância (a) e do segundo harmônico (b) para o estado de torção zero da fibra.

O comportamento da impedância e do segundo harmônico em função do campo *bias* circular aplicado para o estado de torção zero está mostrado na Figura 6.8. A impedância da amostra diminui com o aumento do campo *bias* circular, mas

diferentemente da medida feita antes de encontrar o estado de torção zero, nenhuma assimetria foi observada. Isso acontece porque para θ_K igual a zero o deslocamento dos ciclos de histerese circular é praticamente nulo fazendo com que o sinal de segundo harmônico seja baixo (ver Figs. 5.8 e 5.9). O segundo harmônico por sua vez apresentou um aumento de intensidade com o campo *bias* circular. Este aumento provavelmente está ligado com a assimetria introduzida no sistema.

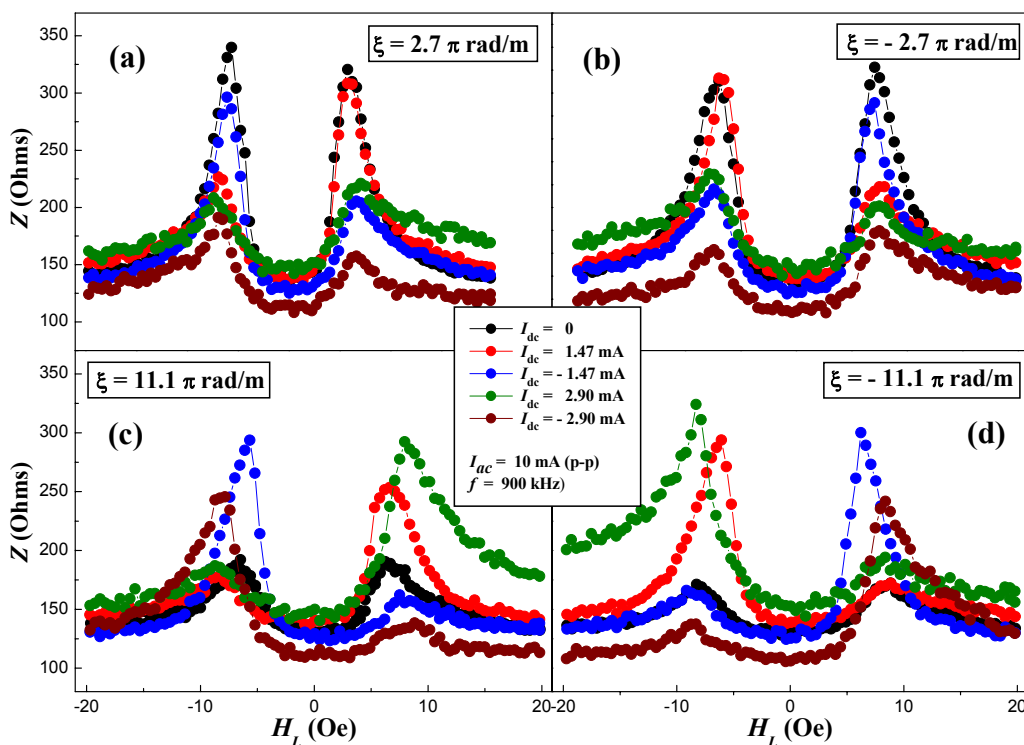


Figura 6.9 – Curvas de magnetoimpedância em função do campo *bias* circular para alguns valores de torção.

A Figura 6.9 mostra o comportamento da magnetoimpedância em função do campo *bias* circular para alguns valores de torção. O comportamento mostrado nessas Figuras também está em acordo com as previsões do modelo exposto no capítulo 5, isto é, a anisotropia helicoidal desvia a magnetização da direção circular provocando o deslocamento dos ciclos de histerese circulares e conseqüentemente uma assimetria na

curva de impedância é observada quando a medida é feita com um campo *bias* circular aplicado. O conjunto de dados da Figura 6.9 também mostra que a assimetria depende tanto da torção como do campo *bias* circular. Considerando que a amplitude de corrente AC foi mantida constante ($I = 10$ mA) e que os deslocamentos dos ciclos de histerese circulares são proporcionais ao ângulo de desvio da magnetização, quanto maior o ângulo de torção maior o deslocamento dos ciclos de histerese circulares então de acordo com o modelo a diferença entre os valores médios da permeabilidade calculados para os campos onde o máximo da curva de impedância ocorre aumenta com o aumento da torção. Por outro lado, a combinação entre torção e o aumento da corrente *bias* pode provocar uma assimetria ainda maior uma vez que o efeito da corrente *bias* é deslocar a origem de oscilação do campo AC.

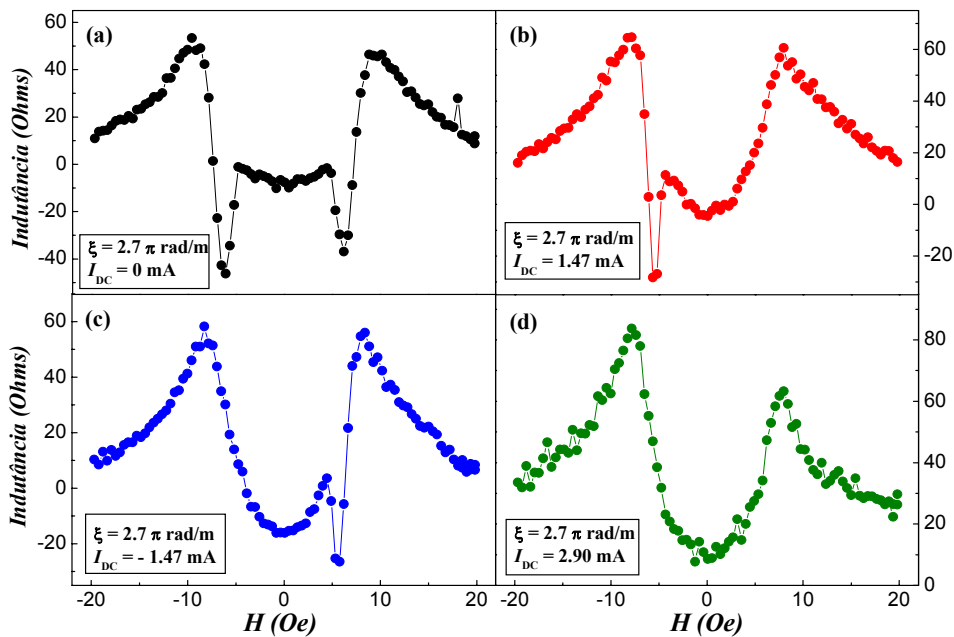


Figura 6.10 – Componente indutiva da impedância medida para $\xi = 2,7 \pi$ rad/m e para alguns valores de campo *bias* circular $I_{ac} = 10$ mA e $f = 900$ kHz.

Um resultado até então não observado na literatura da GMI e ainda não compreendido foram os perfis observados da componente indutiva para baixos valores de

torção ($\xi = 2,7 \pi \text{rad/m}$) e para alguns valores de campo *bias* circular aplicado (ver Figura 6.10). Como comentado antes, se a torção for muito grande os picos da parte negativa inferior da curva de indutância desaparecem. Este comportamento também foi verificado para altos valores do campo *bias* circular (ver Figura 6.10 (d)) mesmo para baixos valores de torção. Foi verificado ainda que para baixos valores de torção ($\xi = 2,7 \pi \text{rad/m}$) a aplicação de um pequeno campo *bias* circular positivo ($I_{bias} = 1,47 \text{ mA}$) provocou o desaparecimento do pico da parte positiva da curva da componente indutiva. Se o campo *bias* circular for negativo o pico do lado negativo desaparece.

De fato, não era esperado que o modelo apresentado no capítulo 5 explicasse quantitativamente e qualitativamente todos os resultados obtidos na fibra amorfa uma vez que a amostra apresentou características de medidas de GMI em altas frequências e o modelo é aplicável somente no regime de frequências moderadas. Este comportamento pode estar ligado à estrutura de domínios complexa da amostra. Contudo, além dos já comentados no texto acima, dois aspectos importantes estão qualitativamente de acordo com o modelo proposto: *i*) o comportamento assimétrico das curvas de magnetoimpedância em função de um campo *bias* circular aplicado e *ii*) o aumento da resposta de segundo harmônico com o campo *bias* circular e com o ângulo de torção. Contudo a torção pode depender do comprimento do fio de modo que um estudo mais detalhado em função do comprimento do fio poderia esclarecer este ponto. Na próxima seção será mostrada uma relação qualitativa entre a resposta de segundo harmônico e o deslocamento dos ciclos de histerese circulares para a fibra magnética amorfa.

6.4 - Os ciclos de histerese circulares e os harmônicos da impedância

O campo magnético circular criado pela corrente AC é responsável pela magnetização da amostra segundo esta direção e como podemos ver na equação 2.1 a permeabilidade magnética circular é um dos parâmetros responsáveis pelo efeito pele. Deste modo, ele determina o comportamento da magnetoimpedância com o campo externo aplicado para frequências suficientemente altas. Assim, a medida dos ciclos de

histerese circulares deve fornecer informações sobre o processo de magnetização circular e deste modo sobre a magnetoimpedância. Nesta seção, a medida dos ciclos de histerese circulares serão apresentadas e discutidas para a fibra amorfa com o objetivo de fornecer não somente uma comprovação experimental do modelo apresentado no capítulo 5, mas também observar a relação entre o deslocamento dos ciclos e a resposta de segundo harmônico.

Para essas medidas foi usada a ponte de Wheatstone mostrada na Figura 4.6 um novo pedaço de 9 cm de comprimento da fibra foi usado ($R_{dc} = 135,5 \Omega$). Como já dito anteriormente, a amostra foi mantida sob uma pequena tensão axial para mantê-la esticada. Para analisar o efeito da indução de uma anisotropia helicoidal no deslocamento dos ciclos de histereses circulares as curvas de magnetoimpedância e de segundo harmônico também foram novamente medidas em função da torção. A Figura 6.11 mostra essas medidas para alguns valores de torção ($I = 10 \text{ mA}$ e $f = 900 \text{ kHz}$). Observe que diferentemente da medida mostrada na Figura 6.7(a) o campo onde ocorre o pico da componente real da impedância em função da torção diminuiu, ou seja, o campo de anisotropia circular diminuiu com a torção. Este comportamento pode estar ligado com a pequena tensão axial aplicada para manter a amostra esticada durante a aplicação da torção. A Figura 6.12 mostra alguns sinais induzidos em função do tempo para alguns valores do campo magnético longitudinal e da torção. Os valores de campo magnético mostrados na Figura 6.12 estão na região próxima ao pico negativo da componente indutiva e os valores de torção ($\xi = 0, 8.3 \pi \text{ rad/m}$) foram escolhidos porque fornecem o mínimo e máximo efeito dos picos negativos da componente indutiva. Observe que ocorre uma distorção no sinal indutivo para ambas as torções perto do campo onde ocorre o pico negativo da componente indutiva.

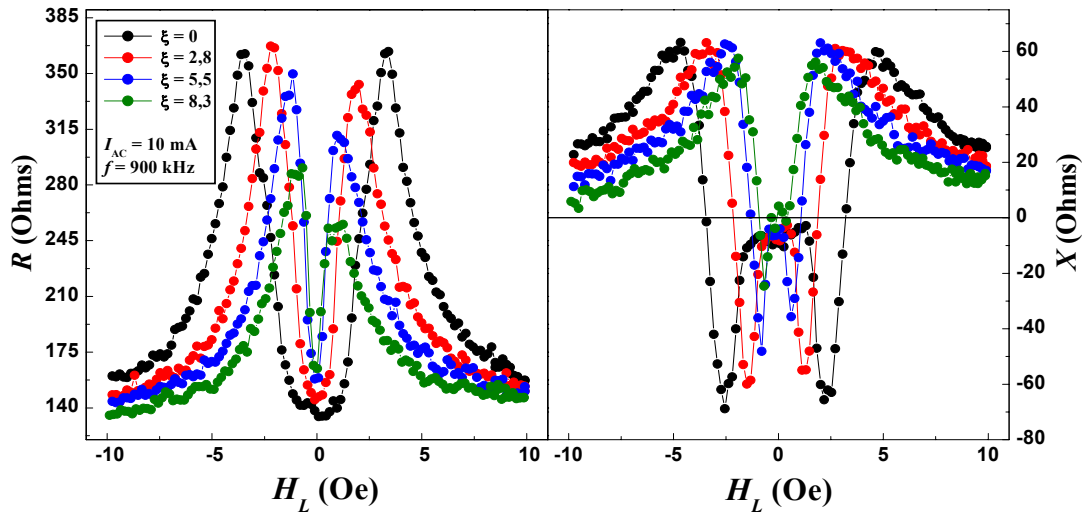


Figura 6.11 – Medida das componentes da real (R) e imaginária (X) da impedância em função do campo e para vários valores da torção [93]. A torção aplicada, ξ , está em unidades de π rad/m.

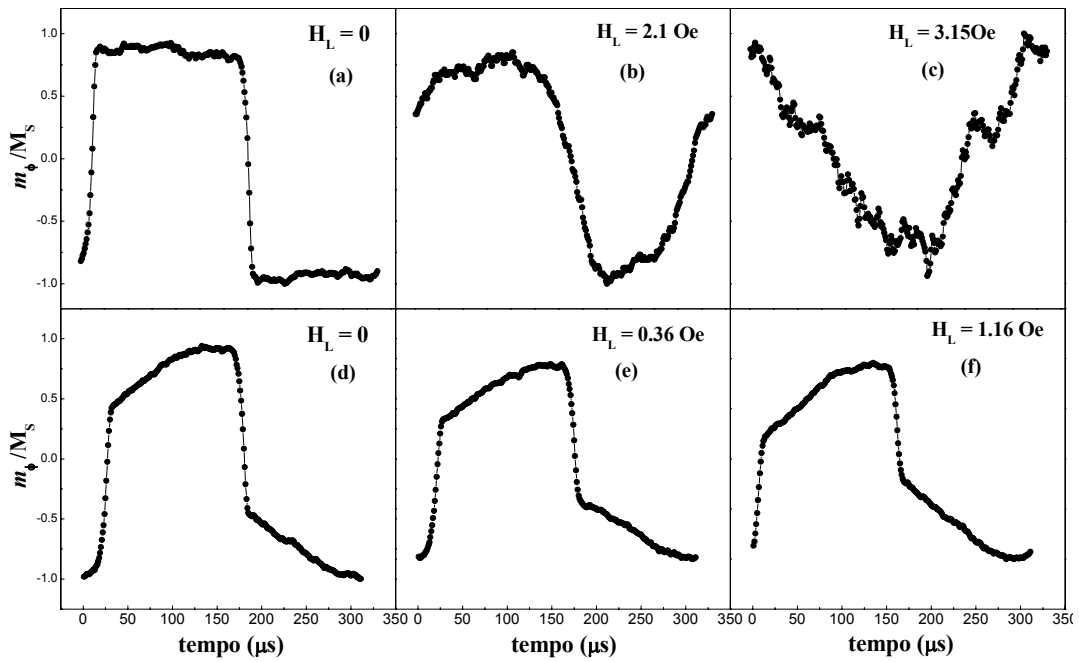


Figura 6.12 – Sinal indutivo medido para alguns valores de campo magnético longitudinal para (a - c) $\xi = 0$ e (d - f) $\xi = 8.3 \pi$ rad/m.

A assimetria das curvas de segundo harmônico em relação à intensidade dos seus picos também foi verificada para alguns valores da torção. Pirota e colaboradores [12] e Kurlyandskaia e colaboradores [94] mediram a resposta do segundo harmônico em fios obtidos pela técnica de *in-rotating water quenching* e em camadas magnéticas depositadas em fios não magnéticos, respectivamente, e encontraram uma estrutura de picos quase simétricos.

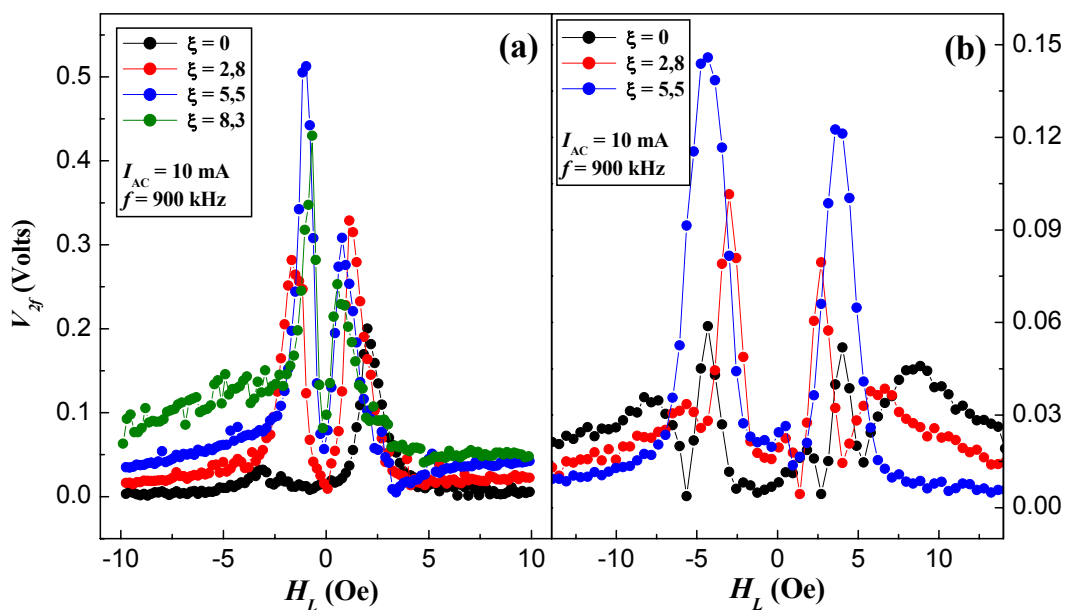


Figura 6.13 – (a) Comportamento assimétrico das curvas de segundo harmônico na fibra como produzida em função da torção e (b) medidas do segundo harmônico em função da torção na fibra após um tratamento térmico de 200°C durante 30 minutos. A torção aplicada, ξ , está em unidades de π rad/m.

A Figura 6.13 (a) e (b) mostra as medidas de segundo harmônico em função da torção em duas amostras: (a) como produzida e (b) aquecida a 200°C em forno convencional durante 30 minutos. Comparando os resultados da fibra como produzida e a tratada termicamente podemos notar que a assimetria na altura dos picos diminuiu. Os resultados obtidos após o tratamento térmico sugerem que este pode ser um método usado para diminuir a assimetria. A Figura 6.13 mostra o sinal induzido na fibra para três valores de campo magnético longitudinal onde a componente imaginária é negativa. Esse

resultado mostra o comportamento complexo da componente imaginária, e como comentado anteriormente, esse comportamento depende da torção aplicada na amostra.

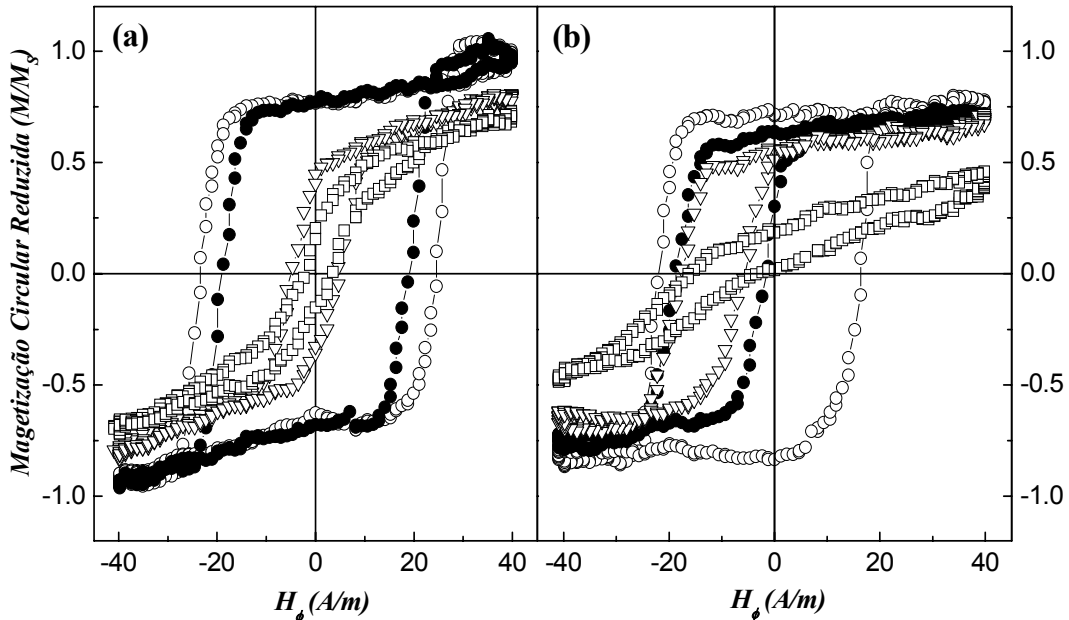


Figura 6.14 – Ciclos de histerese circulares medidos na fibra para alguns valores de campo magnético externo. (a) $\xi = 0$, $I = 10\text{mA}$ e $f = 800$: (O) $H_L = 0$, (●) $H_L = 44$, (▽) $H_L = 157$ e (□) $H_L = 199$ A/m e (b) $\xi = 8,4 \pi\text{rad/m}$, $I = 10\text{mA}$ e $f = 800$: (O) $H_L = 0$, (●) $H_L = 48,5$, (▽) $H_L = 63$ e (□) $H_L = 154$ A/m.

Os ciclos de histerese circulares medidos para uma frequência $f = 800$ Hz para alguns valores do campo magnético externo e dois valores de torção: $\xi = 0$ e $8,3 \pi\text{rad/m}$ são mostrados na Figura 6.14. Quando H_L é nulo e não existe torção aplicada na amostra os ciclos de histerese são quase quadrados e independentemente do valor da torção aplicada não foi observado deslocamentos dos ciclos. Este resultado confirmou a existência de um eixo de fácil magnetização bem definido ao longo da direção circular.

A aplicação de um pequeno campo magnético externo conduziu ao aumento da permeabilidade magnética circular provocando um aumento de ambas as componentes da impedância até aproximadamente o campo de anisotropia. Para campos aplicados maiores do que o campo de anisotropia observou-se uma diminuição das componentes

como consequência do decréscimo da permeabilidade magnética circular e para campos muito altos os ciclos são lineares (ver Figura 6.15). Além disso, a resposta do segundo harmônico foi, por sua vez, muito pequena para H_L e/ou ξ nulos. O aumento do campo externo também provocou a diminuição do campo coercivo circular independentemente da torção aplicada. O processo de magnetização linear observado na Figura 6.15 indicou que para altos valores do campo externo o processo de magnetização circular ocorre através da rotação da magnetização, pois nessa situação a magnetização está quase perpendicular ao campo magnetizante circular, H_ϕ [95].

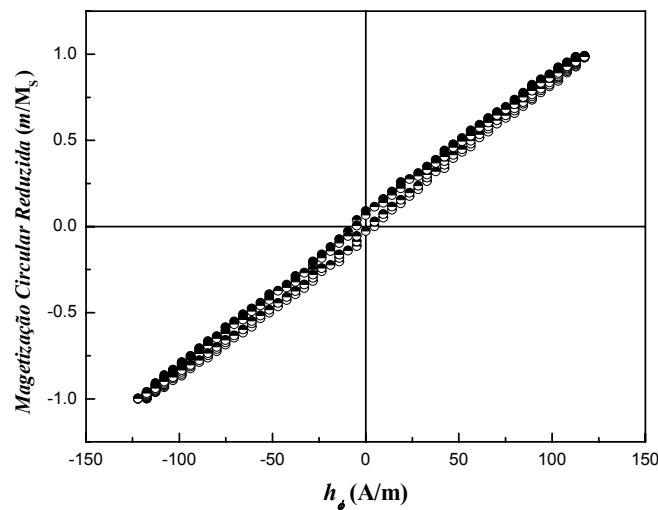


Figura 6.15 - Ciclo de histerese circular para um campo magnético externo de 310,3 A/m e sem torção aplicada ($I = 10\text{mA}$ e $f = 800$) medido na fibra amorfa.

Contudo, quando uma torção é aplicada, os ciclos de histerese circulares sofreram deslocamentos contrários ao sinal do campo externo, isto é, para campos positivos os ciclos deslocaram para a direção negativa e vice-versa. Isso está consistente com os argumentos usados para explicar a dependência da GMI com um campo *bias* circular aplicado, ou seja, a assimetria da curva de impedância somente é observada quando uma torção é aplicada, pois ela provoca o deslocamento dos ciclos. A resposta de segundo harmônico mostrou para todas as curvas apresentadas até aqui, um aumento da

intensidade não somente com a aplicação da torção, mas também com a aplicação de um campo *bias* circular. Assim, estes resultados estão em acordo com o modelo fenomenológico do capítulo 5 (ver Figura 5.8) uma vez que a resposta de segundo harmônico parece ser proporcional aos deslocamentos dos ciclos de histerese circulares que por sua vez foram provocados pelo aumento do ângulo de desvio da magnetização em relação à direção circular. Podemos então afirmar que o aumento da resposta de segundo harmônico está ligado com a assimetria do processo de magnetização circular. De fato, nesse ponto o segundo harmônico da impedância é muito similar ao método de detecção dos sensores de campo magnético do tipo *fluxgate* [96] onde a aplicação de um campo magnético DC a um material magnético mole introduz uma assimetria no seu processo de magnetização que provoca a ocorrência de uma componente de segundo harmônico com relação ao campo alternado magnetizante.

Deste modo, as medidas experimentais dos ciclos nos permitiram concluir então que: *i*) $V_{2f} \approx 0$ e um comportamento simétrico dos ciclos de histerese foram observados para $H_L = 0$, *ii*) um aumento de V_{2f} e um correspondente deslocamento dos ciclos de histerese circulares foram observados quando uma torção foi aplicada desde que o campo magnético externo seja não nulo e *iii*) um decréscimo em V_{2f} foi observado para altos valores de campo magnético externo, ou seja, um processo de magnetização quase linear. A diminuição de V_{2f} pode estar associada com a diminuição da permeabilidade magnética circular. A variação relativa do segundo harmônico encontrado nas medidas dessa seção ficou em torno de 800% [93], e nas medidas mostradas na Figura 6.2 a variação ficou em torno de 1000% [48]. Isso aconteceu porque nas medidas apresentadas na Figura 6.2 o campo máximo aplicado foi de 100 Oe enquanto que aqui o campo máximo aplicado foi de 20 Oe. Na medida realizada com um campo máximo de 100 Oe o valor de normalização do segundo harmônico, $V_{2f}(H_{L, max})$ foi muito menor do que na medida realizada com um campo máximo de 20 Oe uma vez que, como mostrado acima, quanto maior o campo externo mais linear se torna o processo de magnetização (ver Figura 6.15). Isso significa que a intensidade do sinal do segundo harmônico, por exemplo, é muito pequena para $H_L = 100$ Oe de modo que o valor da variação relativa do segundo harmônico se torna muito grande (ver equação 2.3). Assim, podemos dizer que a variação relativa do segundo harmônico depende do valor do campo máximo aplicado.

A Figura 6.16 mostra uma medida do valor do pico do segundo harmônico em função da torção para um campo *bias* longitudinal de $H_L = 64$ A/m. No *inset* da Figura 6.16 estão mostrados dois ciclos de histerese para dois valores de ângulos de torção simétricos, $\pm 8.3 \pi$ rad/m. É importante dizer que este comportamento de V_{2f} com a torção pode ser útil na construção de sensores de torque magnetoelásticos uma vez que, como podemos observar, a aplicação da torção provocou um aumento da resposta do segundo harmônico em ambos os sentidos (horário e anti-horário). Contudo, há uma evidente assimetria no comportamento do segundo harmônico para dois valores simétricos do ângulo de torção. Essa assimetria pode ser observada nos ciclos de histerese mostrado no *inset* da Figura 6.16. Os ciclos de histerese circulares também foram medidos nas proximidades do campo onde ocorrem os picos da curva de segundo harmônico para o caso das curvas da Figura 6.13. Um comportamento assimétrico também foi observado como no caso das curvas *inset* da Figura 6.16 indicando que este comportamento pode estar por trás da assimetria na altura dos picos de V_{2f} medidos para um mesmo valor de torção.

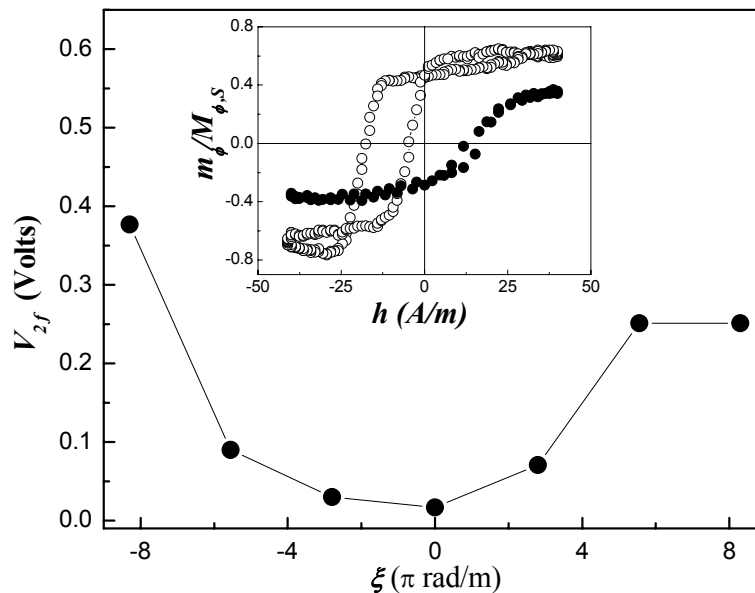


Figura 6.16 – Amplitude do segundo harmônico da fibra, V_{2f} , em função da torção para um campo axial, $H_L = 64$ A/m. O *inset* mostra dois ciclos de histerese: (●) $\xi = 8,3$ e (○) $\xi = -8,3 \pi$ rad/m.

6.5 – O efeito da aplicação de uma tensão mecânica longitudinal

Nesta seção nós analisaremos o efeito da aplicação de uma tensão mecânica longitudinal na resposta da impedância da fibra. A motivação para esse estudo em particular surgiu da discussão ainda não completamente entendida do comportamento das medidas de GMI em função da frequência no regime de frequências moderadas.

Nas Figuras 6.1, 6.7 e 6.11 o efeito da pequena tensão longitudinal aplicada para manter a amostra esticada provavelmente originou os diferentes comportamentos das componentes da magnetoimpedância. No caso de fios amorfos a base de cobalto ($\lambda_s < 0$) a aplicação de uma tensão mecânica longitudinal deve provocar a rotação dos momentos magnéticos induzindo uma anisotropia circular. Este fato pode ser facilmente entendido observando que o termo de anisotropia de tensão (terceiro termo da equação 5.7) é da forma $-\lambda_s \sigma \sin^2 \theta$, assim com $\lambda_s < 0$, para minimizar a energia o ângulo θ entre M_S e a direção da tensão aplicada, σ , deve ser igual a $\pi/2$. A estrutura de domínios desses materiais pode ser explicada com base no modelo *core-shell* [38]. Segundo este modelo a estrutura de domínios formada durante o processo de fabricação dos fios com λ_s negativo deve consistir, além do núcleo com magnetização longitudinal, de uma calota com magnetização circular e de uma região de fronteira a qual seria uma região de transição entre as duas estruturas. Essa região de fronteira deve consistir de paredes de domínios de 90° . Ciureanu e colaboradores [97] usaram este modelo para explicar o comportamento assimétrico da fibra amorfa de $(\text{Co}_{0,95}\text{Fe}_{0,05})_{85,27}\text{Si}_{8,69}\text{B}_{1,52}\text{Nb}_{4,52}$

A Figura 6.17 mostra a medida do campo onde ocorre o máximo da curva de GMI ($H \approx H_k$) em função da tensão longitudinal aplicada para dois valores da frequência: $f = 1$ e 10 MHz. Esse conjunto de dados foi cordialmente cedido pelo grupo do Prof. Petru Ciureanu do Canadá. Eles usaram um pedaço da fibra de 4 cm de comprimento com R_{dc} igual 50Ω . Foi encontrado que o campo de anisotropia tanto para a medida de 1 MHz quanto para a medida de 10 MHz variou linearmente com a tensão axial aplicada. Os valores negativos das constantes k_l do ajuste linear ($H_k = k_1 + k_2 \sigma$) indicaram a presença do *stress* compressivo congelado durante o processo de fabricação. Observe que este valor é diferente para 1 e 10 MHz. Este resultado aprofunda a discussão sobre o

comportamento da GMI em função da frequência. Uma possível explicação para a estrutura de duplo pico surgida com o aumento da frequência na medida de impedância versus frequência pode estar relacionada com o acoplamento entre as tensões internas produzidas durante a fabricação e a anisotropia magnetoelástica. Em fios obtidos pela técnica *in-rotating water quenching*, onde o resfriamento é feito com água (ver Figura 3.1.2), a condensação poderia estar ocorrendo de maneira não-homogênea ao longo da direção radial devido à existência de um gradiente de temperatura. Assim, um congelamento mais intenso das tensões deve ocorrer nas regiões próximas da superfície do fio e conseqüentemente isso deve dar origem a um acoplamento mais forte entre essas tensões e a anisotropia magnetoelástica fazendo com que essa anisotropia seja mais forte e bem definida próximo da superfície. Isso sugere então a existência de uma distribuição radial de tensões no fio.

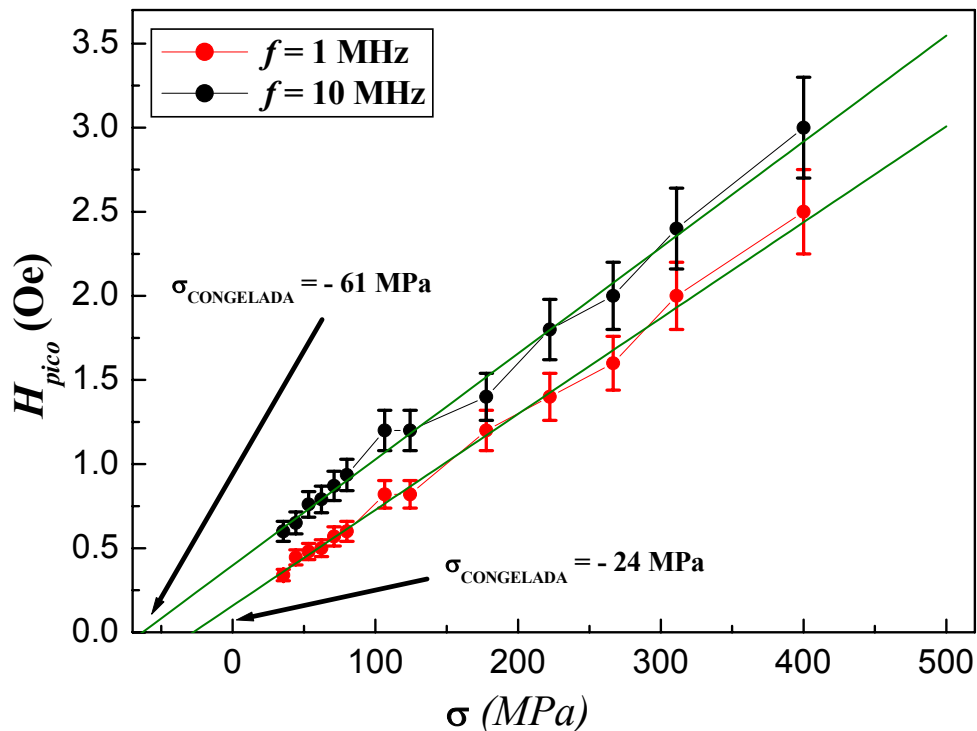


Figura 6.17 – Valor do pico da impedância em função da tensão longitudinal aplicada na fibra amorfa de FeCoSiBNb [98].

Uma vez que a frequência da corrente AC também determina o efeito pele (ver equações 2.1 e 2.2) as medidas da Figura 6.17 atingem profundidades diferentes a partir da superfície da fibra. Na medida feita a 10 MHz o campo magnético e conseqüentemente a corrente AC fluem por uma região muito próxima a superfície do fio

$$(\delta_m = a \left(1 - \sqrt{\left(1 - \frac{R_{DC}}{R_{AC}} \right)} \right) = 7 \mu\text{m}),$$

onde a anisotropia é maior e bem definida. Na medida

$$\text{feita a 1 MHz a área da região percorrida pela corrente foi bem maior } (\delta_m = a \left(1 - \sqrt{\left(1 - \frac{R_{DC}}{R_{AC}} \right)} \right) = 22 \mu\text{m})$$

e assim o valor do campo de anisotropia efetivo medido foi menor pois, neste caso, o valor da anisotropia depende do acoplamento não somente nas regiões próximas da superfície mas também nas regiões mais internas. Essa última hipótese pode ser confirmada na medida mostrada na Figura 6.17. Para medida a 10 MHz a tensão congelada foi – 62,9 MPa enquanto que na medida a 1 MHz a tensão foi somente – 25,3 MPa. Esse aumento do campo onde ocorre o pico da curva de GMI com a frequência tem sido observado em vários trabalhos [82, 99 - 101]. Este comportamento pode então estar ligado, de acordo com discussão acima, com uma dependência radial da anisotropia provocada pelo método de fabricação. No entanto, é preciso lembrar que no caso da fibra essa distribuição de anisotropias pode ser ainda mais complexa devido ao seu processo de fabricação.

CAPÍTULO 7

O FIO MAGNÉTICO AMORFO DE CoFeSiB

Neste capítulo o efeito da indução de uma anisotropia helicoidal foi analisado em termos dos ciclos de histerese circulares medidos experimentalmente. O mesmo procedimento usado para calcular a permeabilidade circular a partir dos ciclos de histerese circulares simulados foi usado aqui. Este procedimento permitiu analisar as componentes da permeabilidade magnética circular e das componentes da impedância separadamente. Deste modo, este método pode ser útil para estudar algumas propriedades magnéticas dos materiais magnéticos duros através da GMI uma vez que investigar o comportamento da magnetoimpedância é equivalente a entender como varia a permeabilidade circular com o campo externo. Contudo, não foi possível medir os ciclos de histerese a altas frequências (> 5 kHz) com essa técnica e assim tal análise não pôde ser feita para outros intervalos de frequências. Além de apresentar o procedimento usado para calcular a permeabilidade magnética circular complexa, nós também faremos uma análise do efeito da indução de uma anisotropia helicoidal para dois valores da amplitude da corrente onde a impedância apresentou diferentes sensibilidades à torção aplicada. Este comportamento foi analisado em termos do campo coercivo circular dos ciclos de histerese circulares medidos experimentalmente para esses dois valores de corrente AC.

O fio amorfo utilizado nesse capítulo foi fabricado pela técnica denominada *in-rotating quenching* a qual foi descrita no capítulo 3. Essa amostra apresentou um diâmetro médio de $120 \mu\text{m}$ e a sua composição nominal é $(\text{Fe}_{0,06}\text{Co}_{0,94})_{72,5}\text{Si}_{12,5}\text{B}_{15}$. Também aqui a alta concentração de cobalto faz com que a liga possua uma constante de magnetostricção de saturação, λ_s , baixa e negativa. Os valores dos parâmetros mais importantes da fibra estão mostrados na tabela 7.1. Essa amostra foi cordialmente cedida pelo grupo do prof. M. Vázquez da Espanha.

Tabela 7.1 - Propriedades magnéticas e de transporte do fio amorfo medidas através de técnicas de magnetometria e de transporte convencionais.

Propriedade	Valor
Constante de Magnetostricção (λ_s)	$- 1 \times 10^{-8}$
Magnetização de Saturação ($\mu_0 M_s$)	0,8 T
Resistividade (ρ)	135 $\mu\Omega\text{cm}$

7.1 – A influência da indução de uma anisotropia helicoidal

Os sistemas experimentais usados para fazer essas medidas foram os mesmos usados no capítulo anterior. O fio utilizado aqui passou por um tratamento térmico com corrente DC durante 5 minutos. A densidade de corrente usada no aquecimento Joule (24,3 A/mm²) está abaixo da densidade de corrente correspondente à temperatura de Curie é 32,1 A/mm² [2]. O objetivo desse tratamento térmico foi induzir uma anisotropia circular. Um pedaço de 8 cm de comprimento do fio pré-aquecido foi preso pelas extremidades entre uma placa de acrílico e uma peça de formato cilíndrico depois este conjunto foi colocado dentro de um solenóide de 50 cm de comprimento o qual permitiu a aplicação simultânea da torção e do campo externo ($-20 \text{ Oe} < H_L < 20 \text{ Oe}$). Também aqui, a aplicação de uma pequena tensão mecânica axial foi necessária para manter a amostra esticada durante a aplicação da torção. As extremidades do fio foram colocadas sob pequenas barras de cobre as quais foram parafusadas e deste modo exerceram uma pressão sobre o fio fazendo assim os contatos elétricos. A resistência DC foi medida e o seu valor ficou em torno de 9.5 Ω . Inicialmente, medidas de GMI em função da frequência foram feitas para $I = 10$ e 50 mA (p-p) com o objetivo de encontrar a frequência da corrente AC que maximizam a GMI. Esses valores foram usados posteriormente em todas as medidas de impedância em função do campo. O valor da frequência encontrado foi $f = 600$ kHz. A Figura 7.1 mostra a medida da impedância em função da frequência para $I = 50$ mA.

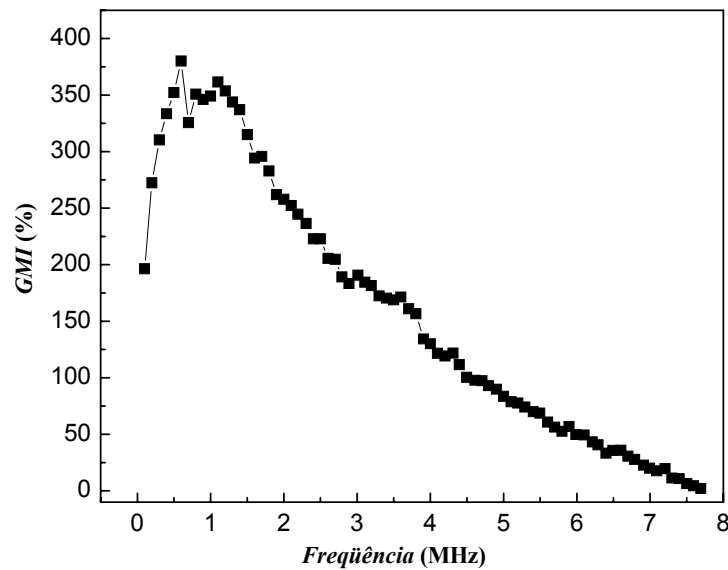


Figura 7.1 – Medida da GMI em função da freqüência no fio amorfo para uma corrente de 50 mA (p-p). A variação relativa da impedância (GMI) é dada por $(Z(H) - Z(H=20))/Z(H=20) * 100$.

Várias medidas de impedância e do segundo harmônico foram realizadas para encontrar o estado de torção zero. Neste caso nós encontramos que o estado foi obtido quando uma torção de 34° foi aplicada no sentido anti-horário. Deste modo, todos os valores de torção tiveram seus valores corrigidos para este valor de torção.

As medidas das componentes da impedância normalizadas pelo valor de torção zero estão mostradas na Figura 7.2 para alguns valores de torção e para $I = 10$ mA (p-p) (máximo da curva da Figura 7.1) e $f = 600$ kHz. As medidas também foram feitas para $I = 50$ mA porque para esse valor de corrente não foi observado variação da impedância com a torção aplicada. Entretanto, para o caso da medida feita para $I = 10$ mA foi observado uma alta sensibilidade à torção principalmente na região próxima da origem. Por sua vez, o deslocamento do campo onde ocorre o pico das componentes da impedância em função da torção mostrou uma dependência com a amplitude da corrente. Para $I = 10$ mA foi observado um deslocamento para regiões de campos mais altos enquanto que para $I = 50$ mA quase não se observou deslocamentos. A Tabela 7.2 mostra os valores dos campos onde os picos das componentes real ($H_{m,R}$) e imaginária ($H_{m,X}$) ocorrem para $I = 10$ e 50 mA.

Tabela 7.2 – Valores dos campos onde ocorrem os picos das componentes real ($H_{m,R}$) e imaginária ($H_{m,X}$) da impedância em função da torção para $I = 10$ e 50 mA e $f = 600$ kHz.

ξ (π rad/m)	H_{mR} (A/m) $I_{ac} = 10$ mA	H_{mX} (A/m) $I_{ac} = 10$ mA	H_{mR} (A/m) $I_{ac} = 50$ mA	H_{mX} (A/m) $I_{ac} = 50$ mA
-9,4	79,6	83,6	11,9	66,0
-6,2	79,6	80,4	10,3	73,2
-3,1	70,0	76,4	13,5	69,2
0	37,4	58,9	10,3	69,2
3,1	55,7	69,2	13,5	69,2
6,2	69,2	73,2	12,7	58,9
9,4	86,7	83,6	15,1	62,9

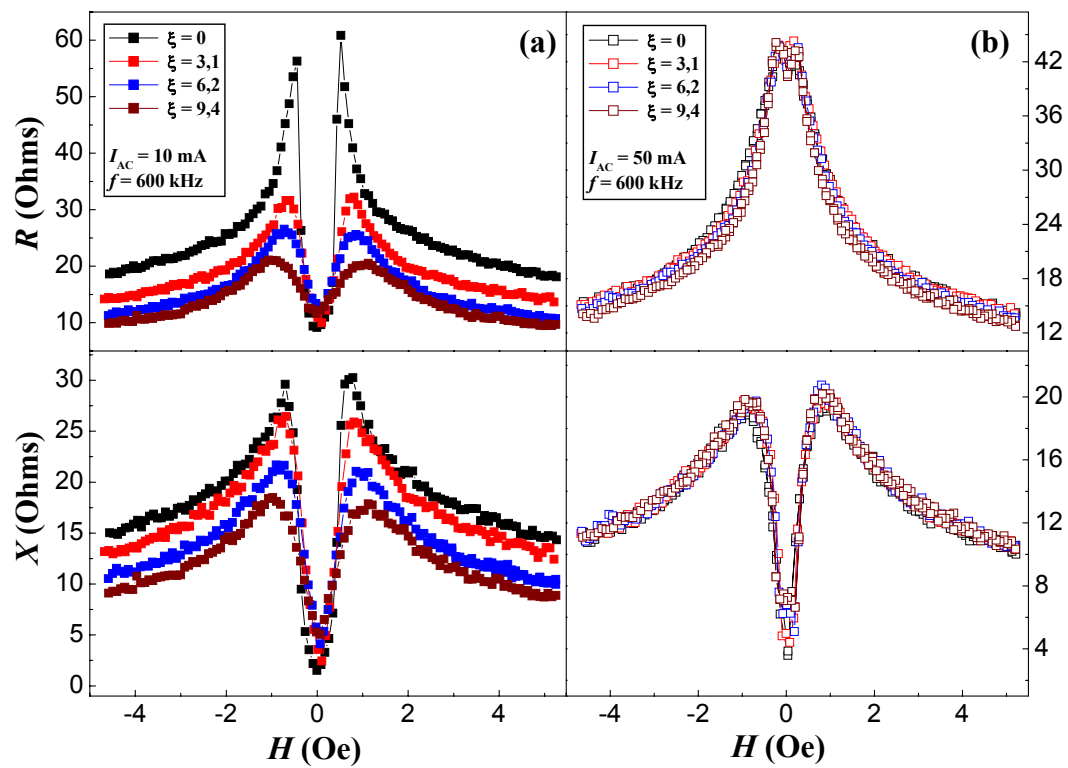


Figura 7.2 – Medida das componentes da impedância, R e X em função da torção no fio amorfo. A torção aplicada, ξ , está em unidades de π rad/m.

Observe que a medida da Figura 7.2 para os dois valores de corrente ($I = 10$ e 50 mA) é muito semelhante à simulação da impedância e de suas componentes mostrada na Figura 5.7, ou seja, estes valores de corrente geraram campos circulares superficiais ($H_{\phi, sup}(a) = I/2\pi a$) menores para $I = 10$ mA e maiores para $I = 50$ mA do que o campo de

anisotropia circular do fio ($H_k = 62,0$ A/m). Os campos magnéticos circulares superficiais gerados pelas correntes $I = 10$ e 50 mA foram $13,2$ e $66,3$ A/m, respectivamente. Os resultados mostrados na Figura 7.2 estão em acordo com os resultados obtidos através da simulação apresentada na Figura 5.7, ou seja, uma estrutura de duplo pico foi observada para $I = 10$ mA ($H_{\phi, sup}(a) < H_k$) e uma estrutura de pico único para $I = 50$ mA ($H_{\phi, sup}(a) > H_k$). Observe que no caso da fibra amorfa o campo de anisotropia foi mais alto do que no fio ($H_k = 340,0$ A/m) e assim nós não observamos esse comportamento, pois um valor de corrente AC > 42 mA teria que ser aplicado podendo danificar a amostra por aquecimento Joule.

Este comportamento também foi encontrado por Beach e colaboradores [102]. Neste trabalho, os autores mediram as componentes da GMI para três valores de corrente: $I = 42, 85$ e 130 mA, em camadas eletrodepositadas de $Ni_{80}Fe_{20}$. Para $I = 42$ e 85 mA a componente real apresentou um comportamento de duplo pico e para $I = 130$ mA ela passou a apresentar um único pico. Porém, a componente imaginária apresentou um comportamento de duplo pico independente do valor de corrente.

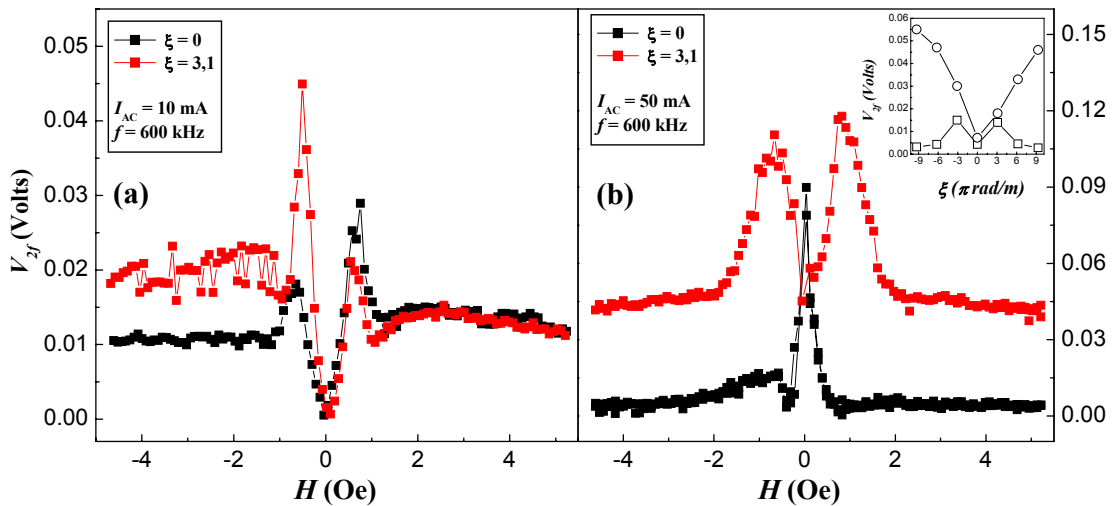


Figura 7.3 - Comportamento da componente de segundo harmônico para diferentes valores da torção do fio amorfo. O inset na parte (b) da Figura está mostrando V_{2f} para um campo *bias* longitudinal de 159 A/m em função da torção para (\square) $I = 10$ mA e (\circ) $I = 50$ mA. A torção aplicada, ξ , está em unidades de π rad/m.

A resposta de segundo harmônico também foi medida em função da torção para os dois valores de corrente. Essas medidas são mostradas na Figura 7.3 (a) e (b). O *inset* da parte (b) da Figura 7.3 mostra o segundo harmônico em função da torção para um campo *bias* longitudinal de 159 A/m. Como nas medidas feitas na fibra, a resposta do segundo harmônico mostrou um comportamento bastante assimétrico com relação à altura dos picos. De acordo com o modelo exposto no capítulo 5 isso implica em deslocamentos diferentes para cada sentido do campo externo dos ciclos de histerese circulares. Nas medidas de V_{2f} mostradas na Figura 7.3 se observou uma assimetria das curvas para dois valores simétricos do ângulo de torção. A sensibilidade de V_{2f} , por sua vez, foi maior para $I = 50$ mA do que para $I = 10$ mA apresentando assim um comportamento inverso aquele mostrado pelas curvas de impedância.

7.2 - Análise dos ciclos de histerese circulares

O cálculo da permeabilidade magnética circular complexa através dos ciclos de histerese circulares medidos experimentalmente nos permitiu calcular a impedância e comparar as respostas da impedância e do segundo harmônico com as medidas feitas no osciloscópio. A permeabilidade foi calculada a partir da transformada de Fourier dos ciclos de histerese e com o auxílio da expressão 2.1 e 2.2 a impedância foi calculada.

O sistema experimental usado para fazer as medidas dos ciclos de histerese circulares foi basicamente o mesmo arranjo usado nas medidas da impedância. A única modificação foi à inclusão da ponte mostrada na Figura 4.6. O mesmo pedaço de 8 cm do fio amorfo de FeCoSiB usado nas medidas mostradas na seção anterior foi utilizado aqui. Também aqui, a aplicação de uma pequena tensão mecânica axial foi necessária para manter a amostra esticada durante a aplicação da torção. Os contatos elétricos foram feitos como na seção anterior. As medidas dos ciclos de histerese circulares foram feitas para uma frequência $f = 800$ Hz para $I = 10$ e 50 mA (p-p). Esse valor de frequência foi necessário para garantir que a profundidade de penetração magnética tivesse um valor maior do que o raio do fio.

As medidas dos ciclos de histerese em função da torção (veja na Figura 7.4) novamente confirmam as previsões do modelo do capítulo 5, isto é, para valores nulos da torção nenhum deslocamento foi observado, entretanto quando uma torção foi aplicada os ciclos sofrem deslocamentos para H_L não nulo. A diminuição do campo coercivo do fio para altos valores do campo externo aplicado, como no caso da fibra, indicou um processo de magnetização essencialmente ocorrendo através de rotação [95].

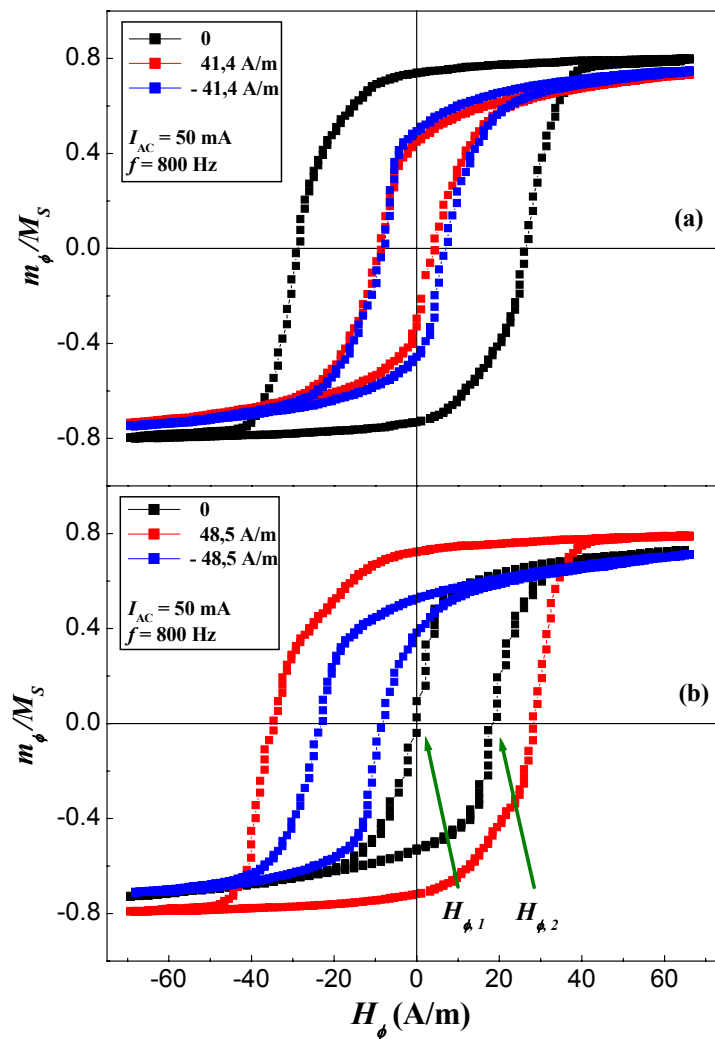


Figura 7.4 – Ciclos de histerese circulares medidos no fio FeCoSiB para distintos valores do campo magnético externo aplicado: (a) $\xi = 0$ e (b) $\xi = 9,1 \pi$ rad/m.

O comportamento das componentes da impedância com o campo aplicado tem sido analisado em termos do modelo apresentado no capítulo 5 [2, 33]. Nestes trabalhos, os autores fizeram simulações das curvas das componentes da impedância para diferentes valores da corrente AC e do campo de anisotropia. O resultado das simulações ajustou razoavelmente bem os resultados experimentais e, como já dito antes no capítulo 5, o valor médio da permeabilidade foi calculado através dos ciclos de histerese circulares simulados e em seguida a expressão 2.1 foi usada para calcular as componentes da impedância. Nessa seção nós empregamos o procedimento usado nestes trabalhos para calcular a permeabilidade magnética e deste modo a impedância do fio. Assim, a transformada de Fourier foi calculada para os ciclos de histerese circulares medidos experimentalmente em função do campo externo aplicado.

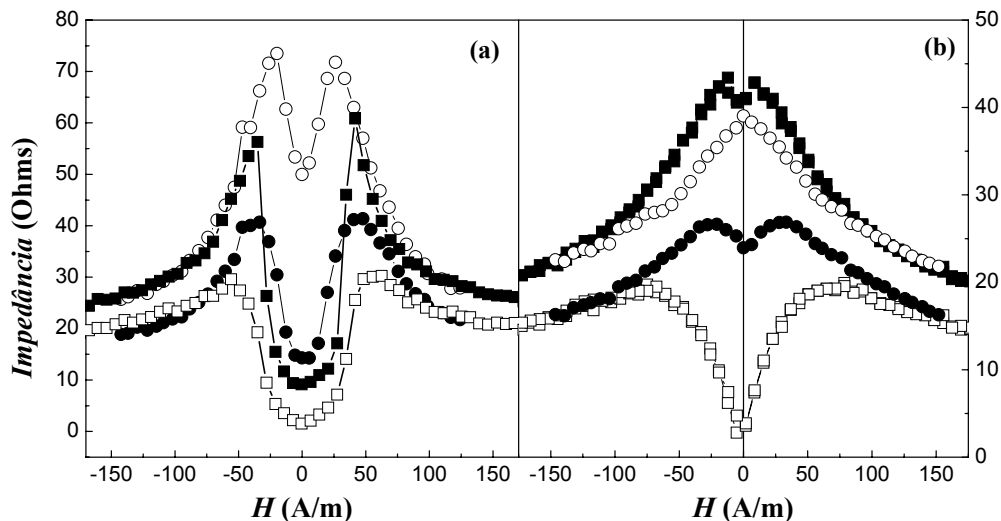


Figura 7.5 – Medida das componentes da impedância do fio através do osciloscópio e estimados através dos ciclos de histerese circulares para (a) $\xi = 0$, $I = 10$ mA e (b) $\xi = 0$, $I = 50$ mA: (■) componente real e (□) componente imaginária medidas no osciloscópio para $f = 600$ kHz e (●) componente real e (○) componente imaginária estimadas a partir dos ciclos de histerese circulares.

Como podemos notar na Figura 7.5, os valores estimados das componentes da impedância calculados através dos ciclos de histerese circulares concordam com os valores medidos através do osciloscópio na região campos magnéticos acima de 100

A/m, entretanto na região de baixos campos foi observada uma discordância entre as curvas. Na região de baixos campos isso pode ser entendido em termos do processo de magnetização que ocorre em cada região de frequências. No regime de frequências moderadas onde a medida direta da impedância foi feita ($f = 600$ kHz) o processo de magnetização ocorre essencialmente através da rotação da magnetização devido ao amortecimento das paredes de domínios⁴.

Assim, somente o termo de rotação contribui para a permeabilidade total. Entretanto, no regime de baixas frequências onde os ciclos de histerese circulares foram medidos, os dois termos, tanto por rotação, μ_{ϕ}^{pd} , quanto por movimentos de paredes, μ_{ϕ}^{pd} , são esperadas contribuir para a permeabilidade total. Deste modo, era esperado que as componentes da impedância medidas no osciloscópio ($f = 600$ kHz) não concordassem com os valores calculados a partir dos ciclos, pois para altas frequências o processo de magnetização ocorre somente através da rotação dos momentos magnéticos. Contudo, na região de altos campos, como mostrado na Figura 6.15, a magnetização parece ocorrer somente por rotação mesmo para baixas frequências.

A comparação entre as componentes da impedância medida através dos ciclos de histerese e do osciloscópio mostrou então o papel da magnetização por paredes de domínios no efeito da GMI. A contribuição das paredes deve aumentar o valor da permeabilidade total aumentando assim o valor da impedância em relação à medida feita a 600 kHz. Podemos então observar três semelhanças entre as curvas medidas no osciloscópio e as calculadas a partir dos ciclos de histerese circulares: *i*) a ocorrência do máximo da componente imaginária, X , para $H \approx H_k = 50$ A/m para $I_0 = 10$ mA; *ii*) a diminuição da posição do campo externo onde ocorre esse máximo com o aumento da amplitude da corrente de excitação I_0 e *iii*) a diminuição de ambas as componentes da impedância com I_0 .

Por outro lado, a Figura 7.6 mostra a medida das componentes da impedância e os valores estimados a partir dos ciclos de histerese circulares para $I = 10$ mA, $f = 600$ kHz e

⁴ Esse aspecto foi discutido na seção 2.1.2 do capítulo 2.

$\xi = 6,2 \pi \text{rad/m}$. Podemos observar que com a aplicação da torção as componentes real e imaginária divergem até mesmo para regiões de campos altos.

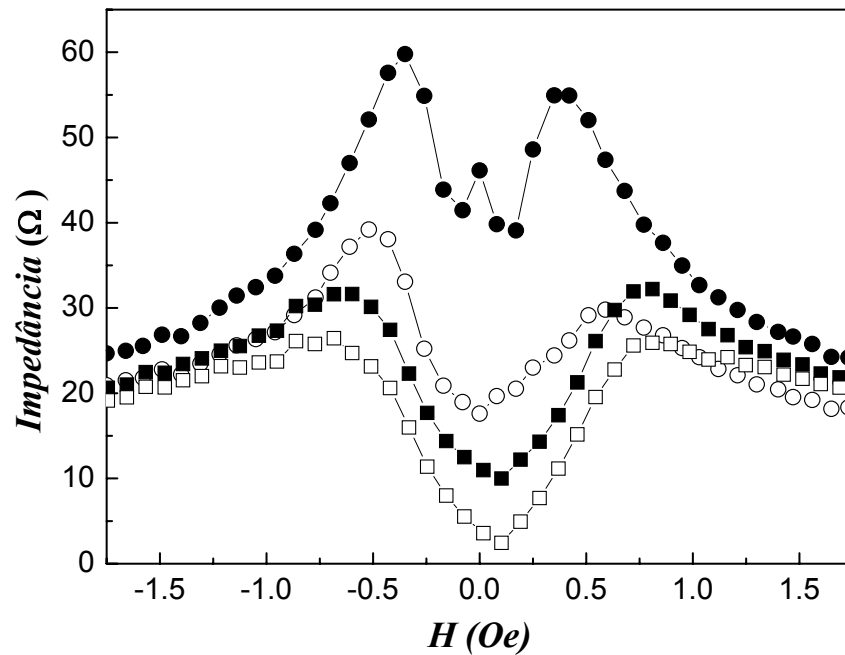


Figura 7.6 - Medidas das componentes da impedância do fio para $I = 10 \text{ mA}$ e $\xi = 6,2 \pi \text{rad/m}$. (■) componente real e (□) componente imaginária medidas no osciloscópio para $f = 600 \text{ kHz}$ e (●) componente real e (○) componente imaginária estimadas a partir dos ciclos de histerese circulares.

As componentes de primeiro e segundo harmônico da permeabilidade magnética circular para $I = 50 \text{ mA}$ para alguns valores de torção são mostradas na Figura 7.8 (a) e (b). Uma análise das curvas das Figuras 7.2 (b), 7.3 (b) e 7.8 (a) e (b) nos permitiu observar as semelhanças entre as componentes da permeabilidade e a curvas das componentes da impedância, ou seja, a sensibilidade à torção tanto da parte real quanto da parte imaginária foi muito baixa para este valor de corrente. E no caso da componente de segundo harmônico da permeabilidade também podemos notar que houve uma concordância com as curvas medidas do segundo harmônico da impedância (ver Figura 7.3 (b)).

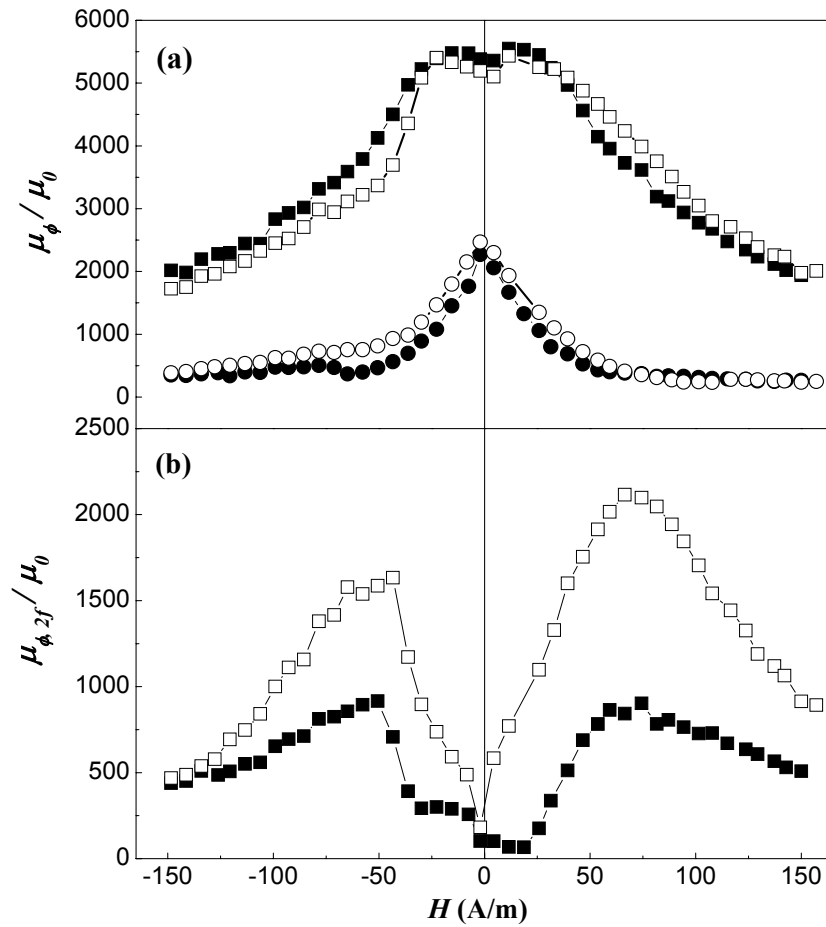


Figura 7.8 – Permeabilidade magnética circular estimada a partir dos ciclos de histerese circulares medidos no fio amorfo. (a) componente de primeiro harmônico para $I = 50$ mA: (■) $\mu_{\phi,r}$, (●) $\mu_{\phi,im}$ para $\xi = 0$ e (□) $\mu_{\phi,r}$, (○) $\mu_{\phi,im}$ para $\xi = -6,2 \text{ rad/m}$, (b) componente de segundo harmônico, $\mu_{\phi, 2f}$, para $I = 50$ mA: (■) $\xi = 0$, (□) $\xi = -6,2 \text{ rad/m}$.

A análise dos ciclos de histerese circulares para $\xi = 0$ e (□) $\xi = -6,2 \text{ rad/m}$ evidenciam a relação do segundo harmônico com a anisotropia helicoidal induzida. Na Figura 7.9 o campo coercivo circular, $H_{\phi,C}$, e o deslocamento medidas mostradas dos ciclos de histerese, $H_{\phi,D} = \frac{(H_{\phi,2} - H_{\phi,1})}{2}$ (ver Figura 7.4 (b)) são plotados para os dois valores de torção. Podemos observar que para $\xi = 0$ os deslocamentos dos ciclos de histerese são quase desprezíveis em todo o intervalo de campo externo, porém quando

uma torção de $-6,2 \pi \text{rad/m}$ é aplicada o deslocamento dos ciclos é observado para ambos os sentidos de campo axial. Este deslocamento aumentou até atingir um valor máximo e depois se mantém praticamente constante. Deste modo, podemos observar que a diminuição da intensidade do segundo harmônico com o campo axial deve ocorrer não devido à diminuição do deslocamento dos ciclos de histerese circulares para altos valores do campo externo, mas por causa da diminuição do campo coercivo circular. Observe ainda que o campo coercivo circular diminui com a aplicação do campo externo para ambos os valores de torção.

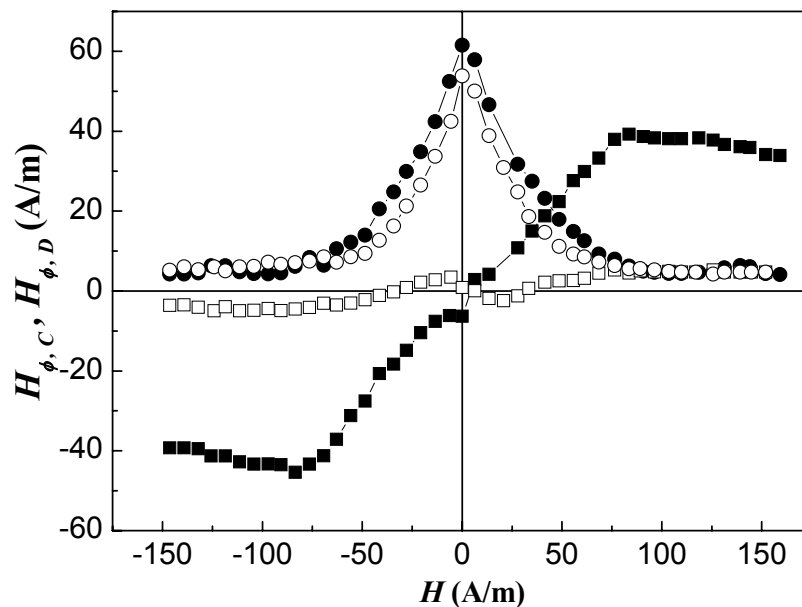


Figura 7.9 – Campo coercivo circular, $H_{\phi, C}$, ((\circ)) $\xi = 0$ e ((\bullet)) $\xi = -6,2 \pi \text{rad/m}$) e o deslocamento dos ciclos de histerese circulares, $H_{\phi, D}$ ((\square)) $\xi = 0$ e ((\blacksquare)) $\xi = -6,2 \pi \text{rad/m}$) como função do campo magnético externo no fio amorfo de CoFeSiB.

Além disso, uma análise mais detalhada do deslocamento dos ciclos de histerese circulares em função da torção revelou um comportamento que pode dar uma explicação razoável para a maior sensibilidade à torção no caso da medida de impedância feita para $I = 10 \text{ mA}$ do que a medida feita para $I = 50 \text{ mA}$. Analisando os resultados mostrados nas Figuras 7.2 e 7.9 podemos observar que a sensibilidade à torção para $I = 10 \text{ mA}$ foi maior

na região onde o campo circular máximo aplicado ($H_{\phi,m} = 13,3 \text{ A/m} : H_{\phi,m} = I/2\pi a$) na amostra foi menor do que o seu campo coercivo circular ($H_{\phi,c} = 62,1 \text{ A/m}$ a $H_L = 0$). Quando $H_{\phi,m} > H_{\phi,c}$ a sensibilidade cai bastante (ver Figura 7.2 (a)). Para $I = 50 \text{ mA}$ a condição $H_{\phi,m} > H_{\phi,c}$ ($H_{\phi,m} = 66,3 \text{ A/m}$) é sempre satisfeita e a amostra quase não possui sensibilidade à torção aplicada (ver Figura 7.2 (b)).

CAPÍTULO 8

ASSIMETRIAS DA CURVA DE GMI DEVIDO AO EFEITO DE UM CAMPO DE *EXCHANGE BIAS*

O comportamento assimétrico das curvas de GMI mostradas no capítulo 6 para a fibra amorfa (ver Figuras 6.5 e 6.10) foi explicado em termos da direção do eixo de fácil magnetização. Entretanto, esse comportamento foi revelado para medidas de GMI em função de um campo *bias* circular gerado pela passagem de uma corrente DC. Por outro lado, esse comportamento também pode ser obtido através da indução de uma anisotropia unidirecional. Kim e colaboradores [103] foram os primeiros a observar uma larga assimetria em fitas amorfas de CoFeSiB depois de realizar um tratamento térmico em atmosfera aberta a 380° C na presença de pequenos campos magnéticos (4 - 240 A/m) aplicados ao longo da direção do eixo da fita. Nesse caso, a assimetria foi atribuída a combinação de duas anisotropias: uma unidirecional induzida na camada superficialmente cristalizada e a uma anisotropia uniaxial na fase amorfa residual uma vez que este comportamento não foi observado para as mesmas fitas submetidas ao mesmo tratamento térmico realizado em vácuo. Essa assimetria foi então explicada com base na interação de *exchange bias* entre a camada superficialmente cristalizada devido ao tratamento térmico e a fase amorfa residual. Além disso, eles assumiram que essa camada possuía um comportamento magnético mais duro do que a fase amorfa e então durante a medida de GMI ela permaneceria ordenada para um valor campo magnético externo para o qual a fase amorfa já estaria magneticamente saturada. Contudo, o modelo usado para explicar esses resultados [34, 104, 105] não se mostrou satisfatório. Neste modelo, eles incluíram a anisotropia unidirecional como um campo *bias* efetivo.

Neste capítulo nós mostraremos alguns resultados de medidas de impedância feitas em um fio amorfo à base de cobalto submetido a um aquecimento Joule em atmosfera ambiente. Nesse caso, como mencionado acima, as curvas de GMI também apresentam um comportamento bastante assimétrico. Usando a experiência ganhada com as medidas de GMI em função de um campo *bias* circular, nós mostraremos que a camada cristalizada próxima à superfície deve possuir um comportamento magnético

muito mole o que torna ainda mais intrincado a sua explicação. Para isso, medidas de impedância foram realizadas para diferentes campos *bias* circular aplicado.

O fio utilizado neste capítulo foi fabricado pela técnica *in-rotating water quenching* a qual foi descrita no capítulo 3. Essa amostra apresentou um diâmetro médio de 115 μm e a sua composição nominal foi igual a $(\text{Co}_{0,94}\text{Fe}_{0,06})_{72,5}\text{Si}_{12,5}\text{B}_{15}$ Essa amostra foi cordialmente cedida pelo grupo do prof. H. Chiriac da Romênia.

8.1 - Indução de anisotropias por aquecimento Joule

Um tratamento térmico realizado em vácuo em materiais magnéticos amorfos pode ser usado para induzir de anisotropias específicas ou a relaxação das tensões internas induzidas durante o processo de fabricação. Contudo, se o tratamento térmico com corrente DC (aquecimento Joule) for realizado em atmosfera aberta é possível que ocorra a formação de camadas de óxidos na superfície do material. Isso ocorre devido à migração do Boro e do Silício para a superfície por causa do aquecimento [1] provocando assim a diminuição da temperatura de cristalização das camadas abaixo e próximas da superfície as quais estão pobres em Boro e Silício. Como mencionado antes, essa camada cristalizada pode ser orientada por campos relativamente baixos induzindo assim uma anisotropia unidirecional. Em nosso caso, a passagem da corrente DC gera um campo circular que pode ter induzido uma anisotropia unidirecional circular.

Jang e colaboradores [106] também estudaram a resposta da GMI de fitas amorfas a base de cobalto onde uma anisotropia unidirecional e uniaxial foi induzida.

Para realizar o tratamento térmico com corrente DC (aquecimento Joule) um pedaço do fio de CoFeSiB de 7 cm de comprimento foi preso pelas extremidades entre os dois contatos elétricos mostrados na Figura 4.2 e em seguida uma corrente DC de 450 mA foi aplicada na amostra durante 14 h. O tratamento térmico foi realizado em atmosfera aberta com o objetivo de reproduzir o comportamento encontrado por Kim e colaboradores [103]. Como já dito antes, o aparato permitiu monitorar a resistência da

amostra durante o tratamento. Para as medidas de GMI o fio foi montado no aparato mostrado na Figura 4.4.

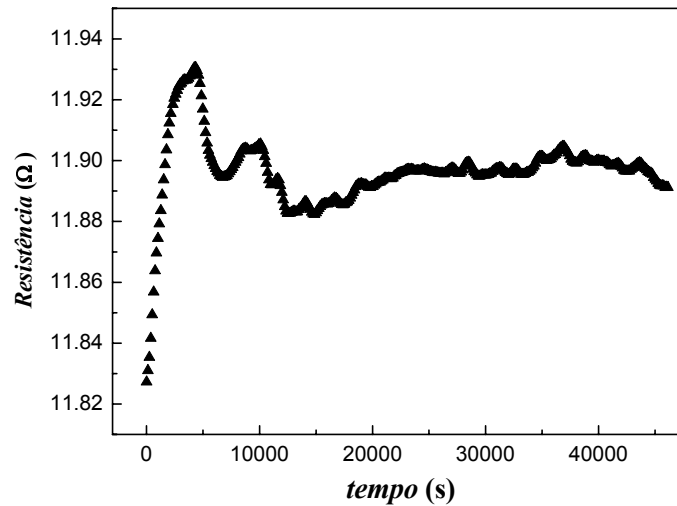


Figura 8.1 – Resistência em função do tempo durante o aquecimento Joule do fio amorfo.

A curva de resistência em função do tempo de tratamento mostrou que a amostra não apresentou mudanças significativas na resistência durante o aquecimento (ver Figura 8.1). Isso indicou que a maior parte da amostra permaneceu na fase amorfo, pois a resistência deveria mudar drasticamente se tivesse ocorrido cristalização. A pequena mudança na resistência ocorrida no início do tratamento deve estar ligada com uma pequena camada superficialmente cristalizada como comentado antes. A Figura 8.2 mostra um possível esquema de fases produzido devido ao tratamento térmico. Esse desenho foi baseado na referência [106] e nas discussões feitas anteriormente.

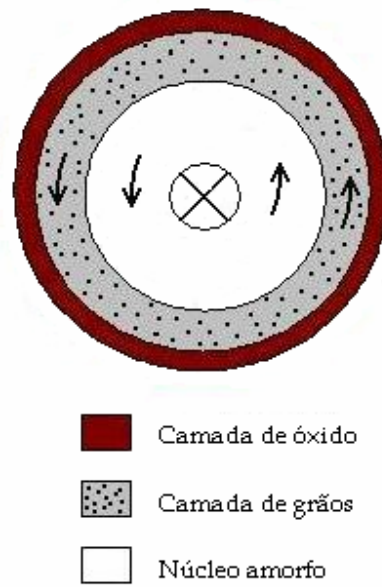


Figura 8.2 – Possível esquema das anisotropias induzidas no fio depois do tratamento térmico realizado com corrente DC de acordo com a Ref. [106].

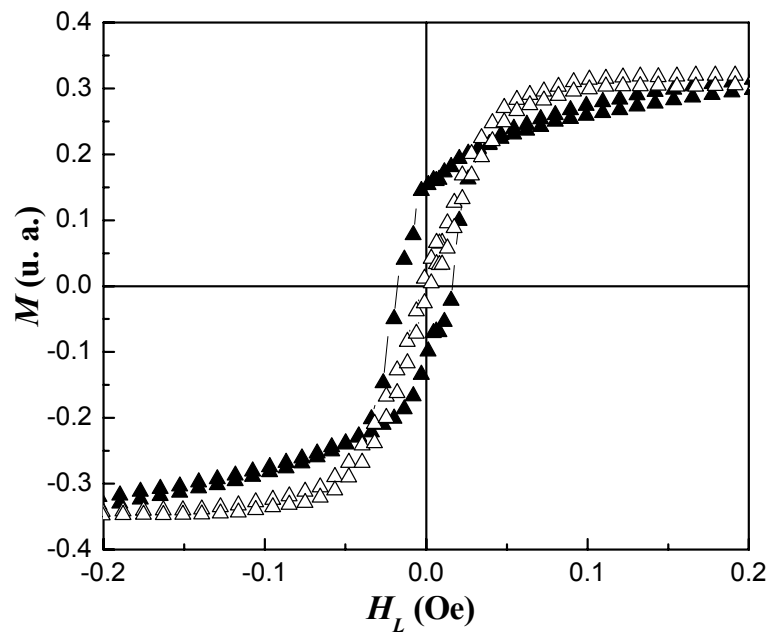


Figura 8.3 – Ciclos de histerese longitudinais medidos no fio amorfo (▲) como produzido e (△) tratado com uma corrente contínua de 450 mA durante 14 horas.

Os ciclos de histerese longitudinais medidos no fio como produzido (antes do tratamento) e depois do aquecimento Joule mostrados na Figura 8.3 indicaram um ligeiro aumento da permeabilidade da amostra evidenciado pelo ligeiro aumento na inclinação da curva para a amostra tratada. Este comportamento pode estar ligado com a relaxação das tensões internas originadas no processo de fabricação. Essa relaxação deixou a amostra magneticamente mais mole do que no estado como produzido.

A medida da magnetoimpedância antes e depois do tratamento térmico está mostrada na Figura 8.4. Uma pequena diminuição da GMI foi observada depois do aquecimento Joule e uma estrutura de duplo pico deu lugar a uma curva assimétrica. Nesse caso, a assimetria a qual nós definimos como o valor $Z(H = +10 \text{ Oe}) - Z(H = -10 \text{ Oe})$ ficou em torno de 5.5Ω .

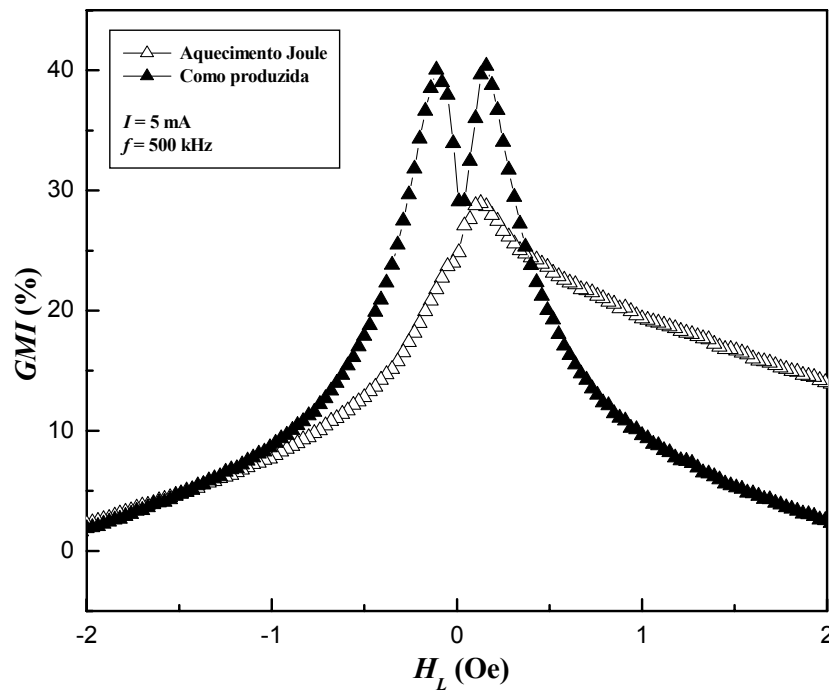


Figura 8.4 – Medidas de magnetoimpedância para $I = 5 \text{ mA}$ e $f = 500 \text{ kHz}$ no fio como produzido e tratado com corrente DC de 450 mA durante 14 horas em atmosfera aberta.

A intensidade da assimetria mostrou uma dependência com a frequência diferente daquele comportamento observado por Song e colaboradores [107], nós observamos uma diminuição da assimetria com a frequência. Para explicar este comportamento os autores enfatizaram a relação da contribuição do movimento de paredes para o efeito. A Figura 8.5 mostra as medidas de GMI em função da frequência para $I = 5$ mA. Observe que a assimetria aumenta com a frequência (ver no *inset* Figura 8.5).

As medidas da Figura 8.5 são semelhantes àquelas obtidas por Kim e colaboradores [103, 106, 108] em fitas a base de cobalto. As curvas de GMI assimétricas observadas no capítulo 6 foram explicadas com base no modelo apresentado no capítulo 5. Nessa ocasião, a assimetria ocorreu porque a direção do eixo de fácil magnetização estava fora da direção circular. Entretanto, a assimetria somente foi observada quando a medida de GMI foi feita em função de um campo *bias* circular aplicado. No caso dos fios tratados com corrente DC o campo *bias* circular se torna intrínseco após o tratamento devido à indução da anisotropia unidirecional circular.

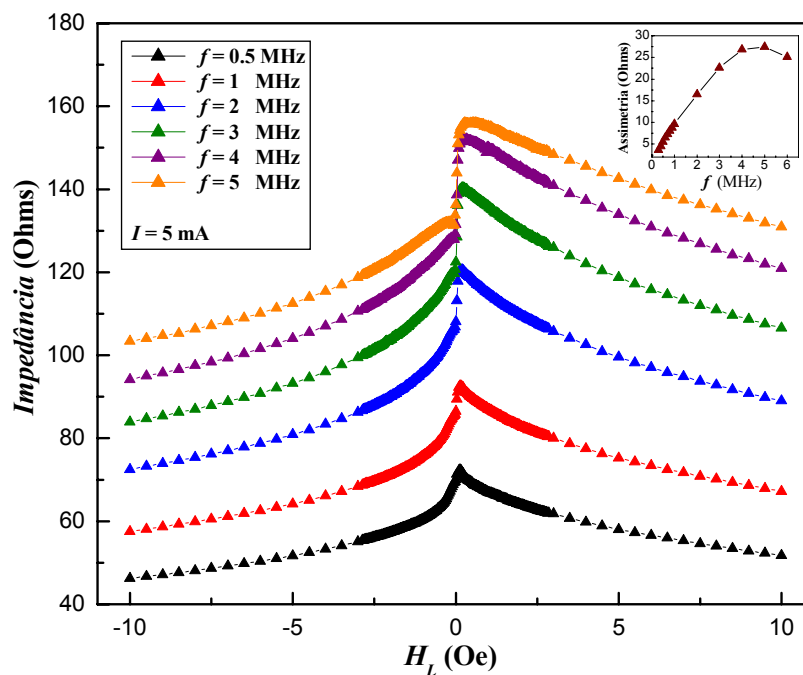


Figura 8.5 – Medidas de magnetoimpedância para $I = 5$ mA e para diferentes frequências no fio amorfo tratado com um corrente DC de 450 mA por 14 h. No *inset* a assimetria ($Z(H = +10 \text{ Oe}) - Z(H = -10 \text{ Oe})$) é mostrada.

Tem sido mostrado que o aquecimento Joule não induz uma anisotropia totalmente circular, ou seja, essa anisotropia é induzida em um ângulo θ_k pequeno, mas não nulo. Por exemplo, Gómez-Polo e colaboradores [2] tentaram induzir uma anisotropia circular por aquecimento Joule para ajustar as medidas de GMI com o modelo apresentado no capítulo 5, mas para ajustar estes resultados foi necessário assumir um ângulo de desvio da magnetização não nulo ($\theta_k = \pi/10$). Assim, se considerarmos que mesmo na amostra tratada por aquecimento Joule com uma corrente relativamente alta ($I = 450$ mA) um pequeno ângulo de desvio da magnetização em relação à direção circular existe, o mesmo raciocínio usado para explicar o mecanismo de assimetria das curvas de impedância em função da torção e do campo *bias* circular aplicado usado no capítulo 6 pode ser usado aqui.

Deste modo, nós realizamos várias medidas de impedância para um intervalo grande de corrente *DC* com o objetivo de encontrar um valor que produzisse um campo *bias* circular na direção contrária ao campo *bias* intrínseco da anisotropia unidirecional. Este procedimento foi usado para testar a natureza magnética da camada superficialmente cristalizada, pois este valor de campo *bias* contrário ao gerado por esta camada pode dar uma idéia da dureza ou maciez magnética da camada. A Figura 8.6 mostra as curvas de GMI medidas para alguns campos *bias* circulares aplicados. No *inset* da Figura 8.6 é mostrada a assimetria ($Z(H + 10 \text{ Oe}) - Z(H = - 10 \text{ Oe})$) em função da voltagem aplicada. Podemos notar, analisando a Figura 8.6, que na curva onde um $V_{bias} = 80$ mV foi aplicado a simetria foi praticamente recuperada. Entretanto, o valor médio do campo *bias* circular calculado na superfície considerando o valor médio da impedância durante a medida foi de apenas 3,7 A/m. Este valor deve ser igual ao valor da magnetização gerada pela camada superficialmente cristalizada. Assim, podemos concluir que a camada cristalizada pode ser rotulada como magneticamente mole.

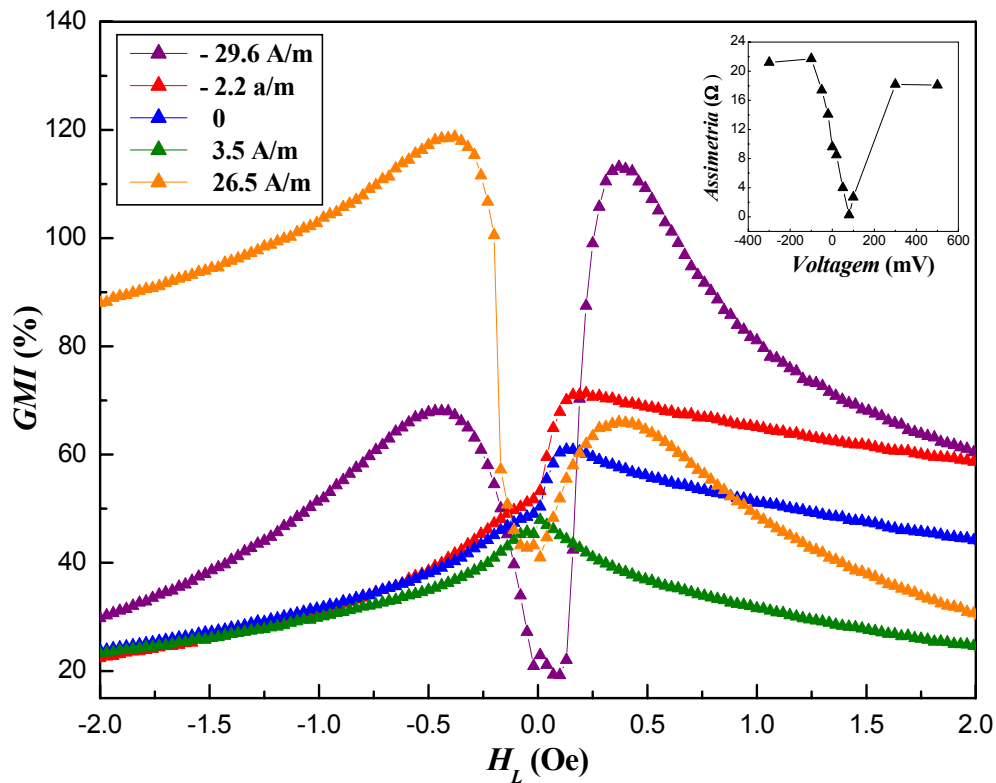


Figura 8.6 – Medida de GMI para diferentes campos *bias* circulares aplicados na amostra de CoFeSiB resultante do aquecimento Joule ($I_{DC} = 450$ mA por 14 h em ar) para $I_{AC} = 5$ mA e $f = 1$ MHz.

As medidas mostradas nesse capítulo são bastante recentes e ainda estão em andamento. Por exemplo, é importante saber quanto de material amorfo se cristaliza em função da amplitude da corrente DC e do tempo de tratamento térmico, ou seja, até que valor a magnetização da camada cristalizada pode ser aumentada de modo a gerar assimetrias ainda maiores sem comprometer o próprio efeito da GMI o qual depende da maciez magnética e da resistividade do material. Outro ponto que ainda está em estudo é o comportamento da assimetria para um tratamento térmico simultâneo com corrente DC e uma tensão longitudinal aplicada, pois é bastante conhecido que o aquecimento Joule realizado em vácuo com tensão axial aplicada induz uma anisotropia circular ainda maior.

CAPÍTULO 9.0

9.1 - Conclusões

Durante este trabalho a resposta da GMI e o segundo harmônico foi analisada em função de anisotropias induzidas e de um campo *bias* circular. Neste sentido, duas amostras foram empregadas: *i*) uma fibra magnética amorfa de $\text{Co}_{80,89}\text{Fe}_{4,38}\text{Si}_{8,69}\text{B}_{1,52}\text{Nb}_{4,52}$ e *ii*) um fio magnético amorfo de $(\text{Fe}_{0,06}\text{Co}_{0,94})_{75}\text{Si}_{12,5}\text{B}_{15}$. Além disso, um modelo quase-estático recentemente proposto por Gómez-Polo e colaboradores [31] foi apresentado e algumas simulações feitas a partir do modelo foram mostradas.

Apesar de apresentar uma estrutura de domínios complexa o comportamento da impedância da fibra em função da frequência e da amplitude da corrente revelou características típicas de curvas de impedância encontradas na literatura para outros materiais, ou seja, uma estrutura de picos bem definida e uma diminuição da intensidade de curva com o aumento do campo magnético externo aplicado. A presença de um eixo de fácil magnetização fora da direção circular nos levou a desenvolver um método que conduziu a magnetização para a direção circular. Após realizar este procedimento, o comportamento da impedância e do segundo harmônico foi estudado em função da torção e de um campo *bias* circular. Os resultados indicaram que a assimetria da curva de impedância para um campo *bias* circular aplicado e a resposta de segundo harmônico possui uma dependência com a orientação da magnetização em relação à direção circular. Além disso, a maioria dos resultados mostrou uma boa concordância qualitativa com o modelo apresentado no capítulo 5. Este modelo pôde ser verificado experimentalmente através das medidas dos ciclos de histerese circulares em função da torção. Finalmente, a influência da indução de uma anisotropia circular através da aplicação de uma tensão mecânica longitudinal foi estudada. Os resultados indicaram a existência de uma possível distribuição de *stress* ao longo da direção radial.

No caso do fio amorfo de CoFeSiB , o efeito da indução de uma anisotropia helicoidal através da aplicação de torções foi estudado. Nesse caso, as medidas de GMI foram feitas para dois valores de corrente $I = 10$ e 50 mA ($f = 600$ kHz) pois nós

observamos uma dependência da sensibilidade à torção com a amplitude da corrente. Essa diferença de sensibilidade pôde ser entendida em termos do campo coercivo circular dos ciclos de histerese medidos para os dois valores de corrente. A análise do deslocamento e do campo coercivo dos ciclos de histerese circulares em função da torção também permitiu entender o comportamento da resposta de segundo harmônico. Além de fornecer uma verificação experimental para o modelo do capítulo 5, os ciclos de histerese circulares medidos no fio amorfo permitiram o cálculo da permeabilidade circular complexa e depois a impedância do fio através da expressão 2.1.

Para finalizar, um fio amorfo de composição nominal $(\text{Co}_{0,94}\text{Fe}_{0,06})_{72,5}\text{Si}_{12,5}\text{B}_{15}$ foi submetido a um tratamento térmico com corrente DC (aquecimento Joule) durante 14 h em atmosfera aberta. Nesse caso nós estudamos a origem do comportamento assimétrico da curva de GMI após o tratamento térmico. Os resultados mostraram que esse comportamento foi produzido pela interação de *exchange bias* entre uma camada superficialmente cristalizada e a fase amorfa residual. Além disso, a medida de GMI em função de um campo *bias* circular revelou o comportamento magnético mole da camada cristalizada que produziu a anisotropia unidirecional circular.

9.2 – Perspectivas

O modelo fenomenológico apresentado no capítulo 5 funciona relativamente bem no intervalo de frequências moderadas. No entanto, o modelo não considera a presença de uma estrutura de domínios magnéticos e nem uma distribuição de eixos fácies. Conseqüentemente, uma continuação natural neste sentido seria estender o modelo para as regiões de baixas e altas frequências introduzindo os termos correspondentes na equação da energia. Entretanto, antes de tudo, para melhorar a descrição teórica do modelo é preciso incluir uma estrutura de domínios e considerar uma distribuição de eixos de fácil magnetização. Pensando ainda mais longe, para conseguir calcular a contribuição de segundo harmônico em termos de uma voltagem ou de impedância de

segundo harmônico é preciso resolver as equações de Maxweel para este problema (ver apêndice A) considerando o tensor de permeabilidade, $\vec{\mu}$.

Como podemos observar no capítulo 6, ainda existem pontos a serem esclarecidos sobre o comportamento da fibra tais como o aparecimento de características de GMI a altas frequências e a estrutura de picos na parte negativa da curva da componente imaginária da impedância. Assim, uma investigação mais cuidadosa seria necessária. Outro ponto que poderia ser estudado com mais detalhes com o objetivo de aumentar a sensibilidade e GMI da fibra seria a manipulação das propriedades magnéticas através de tratamentos térmicos em fornos convencionais e/ou aquecimento Joule.

No caso dos diferentes valores de tensão congelada encontrados através da medida das curvas de impedância para duas frequências diferentes uma continuação que já está sendo feita por um aluno de iniciação científica é a investigação desse efeito para um intervalo de frequências maior em um fio produzido pela técnica *in-rotating water quenching* onde o resfriamento ocorre a partir da superfície do material. Além disso, o comportamento assimétrico continua sendo investigado em fios tratados simultaneamente com corrente DC e tensão axial e para tempos e amplitudes de corrente diferentes.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- [1] M. Knobel, L. Kraus and M. Vazquez, *Giant Magnetoimpedance*, in: Handbook of Magnetism and Magnetic Materials, edited by K. H. J. Buschow (Elsevier, New York, 2003), Vol. 12, pg. 497.
- [2] C. Gómez-Polo, M. Knobel, K. R. Pirota, M. Vázquez, *Physica B*, **299**, 322 (2001).
- [3] E. P. Harrison, G. L. Turney, H. Rowe, *Nature*, **135**, 961 (1935).
- [4] E. P. Harrison, G. L. Turney, H. Rowe, H. Gollop, *Proc. Royal Society*, **157**, 451 (1937).
- [5] F. L. A. Machado, B. L. Silva, E. Montarroyos, *Journal Applied Physics*, **73**, 6387 (1993),
- [6] K. Mandal, S. K. Ghatak, *Physical Review B*, **47**, 1423 (1993).
- [7] R. S. Beach, A. E. Berkowitz, *Journal Applied Physics*, **76**, 6209 (1994).
- [8] L. D. Landau e E. M. Lifschitz, *Electrodynamics of Continuous Media*, p. 195 (1984).
- [9] L. Kraus, Z. Frait, K. R. Pirota, H. Chirac, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, **254–255**, 399 (2003).
- [10] M. Rouabhi, R. W. Cochrane, D. Ménard, M. Britel, P. Ciureanu, A. Yelon, *Journal Applied Physics*, **85**, 5441, (1999)
- [11] J. M. Blanco, A. Zhukov, J. Gonzalez, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, **196-197**, 377(1999).
- [12] M. Knobel, C. Gómez-Polo, M. Vázquez, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, **160**, 243 (1996).
- [13] C. Gómez-Polo, P. Marin, L. Pascual, A. Hernando, M. Vázquez, *Physical Review B*, **65**, 022433-1 (2001).
- [14] L. Domínguez, J. M. Blanco, P. Aragonese, J. González, R. Valenzuela, M. Vázquez, A. Hernando, *Journal of Applied Physics*, **79**, 6539 (1996).

- [15] M. Carara, A. Gündel, M. N. Baibich, R. L. Sommer, *Journal of Applied Physics*, **84**, 3792 (1998).
- [16] M. N. Baibich, J. M. Broto, A. Fert, F. Nguyen Van Dau, F. Petroff, P. Eitenne, G. Creuzet, A. Friederich, J. Chazelas, *Physical Review Letters*, **61**, 2472 (1988).
- [17] J. C. Denardin, *Tese de Doutorado – UNICAMP*, (2002).
- [18] M. Knobel, M. L., Sánchez, C. Gómez-Polo, A. Hernando, P. Marín, M. Vázquez, *Journal of Applied Physics*, **79**, 1646 (1995)
- [19] R. Valenzuela, M. Knobel, M. Vazquez, A. Hernando, *Journal of Applied Physics*, **78**, 5189. (1995).
- [20] D. Menard, M. Britel, P. Ciureanu, A. Yelon, *Journal of Applied Physics*, **84**, 2805 (1998).
- [21] K. R. Pirota, L. Kraus, M. Knobel, P. G. Pagliuso, C. Rettori, *Physical Review B*, **60**, 6685 (1999).
- [22] D. Ménard, M. Britel, P. Ciureanu, A. Yelon, M. Rouabhi, R. W. Cochrane, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, **203**, 111 (1999).
- [23] M. R. Britel, D. Menard, L. G. Melo, P. Ciureanu, A. Yelon, R. W. Cochrane, M. Rouabhi, B. Cornut, *Applied Physics Letters*, **77**, 2737 (2000).
- [24] M. Carara, M. N. Baibich, R. L. Sommer, *Journal of Applied Physics*, **88**, 331 (2000).
- [25] G. H. Ryu, S.-C. Yu, C. G. Kim, S. S. Yoon, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, **215–216**, 359 (2000).
- [26] L. Zeng, Z. J. Zhao, X. L. Yang, J. Z. Ruan, G. Chen, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, **246**, 422 (2002).
- [27] K. Mohri, K., Kawashima, K., Kohzawa, T., Yoshida, H., *IEEE Transactions on Magnetism*, **29**, 1245 (1993).
- [28] K. L. Garcia, R. Valenzuela, *Journal of Non-Crystalline Solids*, **287**, 313 (2001).

- [29] L. V. Panina, K. Mohri, T. Uchiyama, M. Noda, K. Bushida, *IEEE Transactions on Magnetics*, **31**, 1249 (1995).
- [30] M. Vázquez, J. P. Sinnecker, G. V. Kurlyandskaya, *Matter Science Fórum*, **302–303**, 209 (1999).
- [31] S. X. Zhou, J. Hu, B. Y. Quan, *Materials Science and Engineering A*, **304–306**, 954 (2001).
- [32] L. G. C. Melo, A. D. Santos, *Matter Science Fórum*, **202 – 203**, 219 (1999).
- [33] C. Gómez-Polo, M. Vázquez, M. Knobel, *Applied Physics Letters*, **78**, 246 (2001).
- [34] C. G. Kim, S. S. Yoon, K. J. Jang, C-O. Kim, *Applied Physics Letters*, **78**, 778 (2001).
- [35] L. Kraus, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, **195**, 764 (1999).
- [36] N. A. Usov, A.S. Antonov, A. N. Lagar'kov, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, **185-159** (1998).
- [37] A. Yelon, D. Menard, M. Britel, P. Ciureanu, *Applied Physics Letters*, **69**, 3084 (1996).
- [38] D. Ménard, A. Yelon, *Journal of Applied Physics*, **88** , 379 (2000).
- [39] D. Ménard, M. Britel, P. Ciureanu, A. Yelon, V. P. Paramonov, A. S. Antonov, P. Rudkowski, J. O. Stróm-Olsen, *Journal of Applied Physics*, **81**, 4032 (1997).
- [40] L. Brunetti, M. Coisson, P. Tiberto, F. Vinai *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, **249**, 310 (2002).
- [41] L. G. C. Melo, P. Ciureanu and A. Yelon, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, **249**, 337 (2002).
- [42] K. R. Pirota, L. Kraus, H. Chiriac, M. Knobel, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, **226-230**, 730 (2001).
- [43] K. R. Pirota, *Tese de Doutorado – UNICAMP*, (2001).

- [44] S. N. Kane, A. Gupta, T. Kulik, L. Kraus, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, **254-255**, 498 (2003).
- [45] C. Losin, C. Gómez-Polo, M. Knobel, A. Grishin, *IEEE Transactions on Magnetics*, **38**, 3087, (2002).
- [46] J. M. Blanco, A. Zhukov, J. Gonzalez, *Journal of Applied Physics*, **87**, 4813 (2000).
- [47] G. V. Kurlyandskaya, E. Kisker, H. Yakabchuk, N.G. Bebenin, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, **240**, 206 (2002).
- [48] J. G. S. Duque, A. E. P. de Araujo, M. Knobel, A. Yelon, P. Ciureanu, *Applied Physics Letters*, **83**, 99 (2003).
- [49] C. Gómez-Polo, K. R. Pirota, M. Knobel, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, **242 -245**, 294 (2002).
- [50] G. V. Kurlyandskaya, H. Yakabchuk, E. Kisker, N. G. Bebenin, H. García-Miquel, M. Vázquez, V. O. Vas'kovskiy, *Chinese Physics Letters*, **81**, 1268 (2001).
- [51] A. S. Antonov, N. A. Buznikov, A. B. Granovsky, I. T. Iakubov, A. F. Prokoshin, A. L. Rakhmanov, A. M. Yakunin, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, **249**, 315 (2002).
- [52] A. S. Antonov, N. A. Buznikov, I. T. Iakubov, A. N. Lagarkov, A. L. Rakhmanov, *Journal Physics D: Applied Physics*, **34**, 752 (2001).
- [53] N. A. Buznikov, A. S. Antonov, A. L. D'yachkov, A. A. Rakhmanov, *Technical Physics*, **49**, 577 (2004).
- [54] <http://www.aichi-steel.co.jp/ENGLISH/TOPICS/topics151.htm>.
- [55] A. F. Cobeño, A. Zhukov, J. M. Blanco, V. Larin, J. Gonzalez, *Sensor and Actuators A*, **91**, 95 (2001).
- [56] G. V. Kurlyandskaya, M. L. Sánchez, B. Hernando, V. M. Prida, P. Gorria, M. Tejedor, *Applied Physics Letters*, **82**, 3053 (2003).

- [57] P. Ciureanu, G. Rudkowska, L. Clime, et al, *Journal of Optoelectronics and Advanced Materials*, **6**, 905, (2004).
- [58] H. Chiriac, M. Tibu, V. Dobrea, et al *Journal of Optoelectronics and Advanced Materials*, **6**, 647, (2004).
- [59] T. Uchiyama, T. Meydan, *Journal of Optoelectronics and Advanced Materials*, **6**, 689, (2004).
- [60] D. de Cos, A. García-Arribas, J. M. Barandiarán, *Sensors and Actuators A*, **115**, 368 (2004).
- [61] T. Kaneyoshi, in *Introduction to amorphous magnets*, World Scientific, pg. 9, (1992).
- [62] <http://www.fem.unicamp.br/%7Ecaram/capitulo7.pdf>.
- [63] J. P. Sinnecker, *Revista Brasileira Ensino de Fisica*, **22**, 396 (2000).
- [64] www.aacg.bham.ac.uk/magnetic_materials/hard_magnets.htm.
- [65] www.aacg.bham.ac.uk/magnetic_materials/hard_magnets.htm.
- [66] www.stoner.leeds.ac.uk/research/amorphous.htm.
- [67] T. Masumoto, I. Ohnaka, A. Inoue, M. Hagiwara, *Scripta Metalurgica*, **15**, 293 (1981).
- [68] www.unitika.co.jp.
- [69] G. F. Taylor, *Physical Review*, **23**, 655 (1924).
- [70] A. V. Ulitovskiy, *Pribory Technical Eksper*, **3**, 115 (1957).
- [71] H. Chiriac and T. A. Óvári, *Prog. Mat. Sci.* **40**, 333 (1996).
- [72] J. O. Strom-Olsen et al US Patent No 5.003.291, March 26, (1991).
- [73] J. M. González, O. A. Chubycalo, A. Hernando, M. Vázquez, *Journal of Applied Physics*, **83**, 7393 (1998).
- [74] H. Chiriac, T. A. Óvári e Gh. Pop, *Physical Review B*, **52**, 10104 (1995).

- [75] R. L. Sommer and C. L. Chien, *Applied Physics Letters*, **67**, 857 (1995).
- [76] K. J. Jang, C. G. Kim, S. S. Yoon, S-C. Yu, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, **249**, 333 (2002).
- [77] F. C. S. da Silva, *Tese de Doutorado* – UNICAMP, (2000).
- [78] J. Pokorny, L. Kraus, *Sensor and Actuators A*, **59**, 65 (1997).
- [79] D. Menard, M. Britel, P. Ciureanu, A. Yelon, *Journal of Applied Physics*, **84**, 2805 (1998).
- [80] C. Gómez-Polo, J. G. S. Duque, M. Knobel, *Journal Physics: Condensed Matter*, **16**, 1 (2004).
- [81] S. S. Yoon, C. G. Kim, H. C. Kim, K. J. Jang, K. S. Ryu, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, **203**, 301 (1999).
- [82] S-H. Song, S-C. Yu, C. G. Kim, H. C. Kim, W. Y. Lim, *Physics Letters*, **87**, 5266 (2000).
- [83] D. Ménard, L. G. C. Melo, M. R. Britel, P. Ciureanu, A. Yelon, M. Rouabhi, R. W. Cochrane, *Journal of Applied Physics*, **87**, 4801 (2000).
- [85] K. J. Jang, C. G. Kim, S. S. Yoon, S-C. Yu, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, **215-216**, 488 (2000).
- [86] L. V. Panina, K. Mohri, D. P. Makhnovskiy, *Journal of Applied Physics*, **05**, 5444 (1999), L. V. Panina, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, **249**, 278 (2002).
- [87] D. P. Makhnovskiy, L. V. Panina, D. J. Mapps, *Journal of Applied Physics*, **89**, 7224 (2001).
- [88] C. Gomez-Pólo, M. Vázquez, M. Knobel, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, **226 – 230**, 712 (2001).
- [89] V. Raposo, M. Vázquez, A. Mitra, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, **254-255**, 179 (2003).

- [90] M. L. Sánchez, V. M. Prida, B. Hernando, M. Tejedor, M. Vázquez, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, **249**, 269 (2002)
- [91] J. M. Blanco, A. P. Zhukov, J González, *Journal Physics D: Applied Physics*, **32**, 3140, (1999).
- [92] M-H. Phan, S-C. Yu, C. G. Kin, M. Vázquez, *Applied Physics Letters*, **83**, 2871, (2003).
- [93] J. G. S. Duque, C . Gómez-Polo, A. Yelon, P. Ciureanu, A. E. P. de Araújo, M. Knobel, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, **271**, 390 (2004).
- [94] G. V. Kurlyandskaia, H. Yakabchuk, E. Kisker, N. G. Bebenin, H. García-Miquel, M. Vázquez, V. O. Vas'kovskiy, *Journal of Applied Physics*, **90**, 6280, (2001).
- [95] B. D. Cullity, *Introduction to Magnetic Materials*, Ed. Adisson-Wesley, pg. 333 – 336.
- [96] W. Borhöfft, G. Trenkler, *Sensors: A Comprehensive Survey*, Vol. 5, NewYork, p. 153 (1989)
- [97] P. Ciureanu, I. Khalil, L. G. C. Melo, P. Rudkowski, A. Yelon, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, **85**, 5441, (1999).
- [98] P. Ciureanu, G. Rudkowska, L. Clime, A. Sklyuyev, A. Yelon, Proceedings of the Workshop on Magnetic and Dielectric Materials for Electrotechnology, Bucharest, (a ser publicado no *Journal of Optoelectronics and Advanced Materials*).
- [99] A. Antonov, S. Gadetsky, A. Granovsky, A. D'yatkov, M. Sedova, N. Perov, N. Usov, T. Furmanova, A. Lagar'kov, *Physica A*, **241**, 414 (1997)
- [100] H. Lee, Y-K. Kim, K-J. Lee, T-K. Kim, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, **215-216**, 310 (2000).
- [101] S. N. Kane, M. Vázquez, S. Puerta, A. Hernando, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, **249**, 333 (2002).
- [102] R. S. Beach, N. Smith, C. L. Platt, F. Jeffers, A. E. Berkowitz, *Applied Physics Letters*, **68**, 2753, (1996).

- [103] C. G. Kim, K. J. Jang, H. C. Kim, S. S. Yoon, *Journal of Applied Physics*, **85**, 5447 (1999).
- [104] C. G. Kim, K. J. Jang, D. Y. Kim, S. S. Yoon, *Applied Physics Letters*, **75**, 2114 (1999).
- [105] C. G. Kim, K. J. Jang, D. Y. Kim, S. S. Yoon, *Applied Physics Letters*, **77**, 1730 (2000).
- [106] K. J. Jang, C. G. Kim, S. S. Yoon, S-C. Yu, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, **249**, 333 (2002).
- [107] Song, S. H., Yu, S.-C., Kim, C. G., Kim, H. C., Lim, W. Y., *Journal of Applied Physics*, **87**, 5266 (2000).
- [108] C. G. Kim, C. O. Kim, S. S. Yoon, H. C. Kim, S. J. Ahn, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, **239**, 557 (2002).

Apêndice A – Cálculo da impedância de um fio magnético doce

O problema consiste em calcular a impedância de um fio magnético amorfo de alta permeabilidade por onde passa uma corrente elétrica alternada, I , de frequência, f . Consideremos então as equações de Maxwell, no sistema CGS de unidades.

$$\nabla \times \vec{e} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{b}}{\partial t} \quad (\text{A.1})$$

$$\nabla \cdot \vec{b} = 0 \quad (\text{A.2})$$

$$\nabla \times \vec{h} = \frac{4\pi}{c} \vec{j} \quad (\text{A.3})$$

$$\nabla \cdot \vec{e} = 0 \quad (\text{A.4})$$

E a lei de Ohm da condutividade

$$\vec{j} = \sigma \vec{e} \quad (\text{A.5})$$

Onde \vec{e} é o campo elétrico, \vec{b} é o campo indução magnética circular, \vec{h} é o campo magnético circular, \vec{j} é a densidade de corrente e σ é a condutividade do material. O efeito da passagem de uma corrente elétrica através do fio é a produção de um campo magnético circular que magnetiza o material segundo essa direção. Por esse motivo usaremos a seguinte relação entre o campo e a magnetização

$$\vec{b}_\phi = \mu_\phi \vec{h}_\phi \quad (\text{A.6})$$

Se a corrente é alternada um fluxo magnético é produzido devido à mudança continua do campo magnético alternado. Este fluxo magnético induz o aparecimento de um campo elétrico nos extremos do fio. Por simetria podemos afirmar que as componentes r e ϕ do campo elétrico são iguais à zero, ou seja,

$$e(r) = e(\phi) = 0 \quad (\text{A.7})$$

Substituindo a lei de Ohm e extraíndo o rotacional da expressão A.1 podemos obter depois de usar a identidade vetorial $\nabla \times (\nabla \times) = \nabla(\nabla \bullet) - \nabla^2$ a seguinte expressão

$$\nabla^2 \vec{e} = \frac{4\pi\sigma\mu_\phi}{c^2} \frac{\partial \vec{e}}{\partial t} \quad (\text{A.8})$$

Considerando uma dependência oscilatória do campo elétrico do tipo $e_0 \exp(-i\omega t)$ e as condições de simetria citadas acima, teremos a seguinte equação em coordenadas cilíndricas.

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(\frac{1}{r} \frac{d}{dr} e \right) = i \frac{4\pi\sigma\omega\mu_\phi}{c^2} e \quad (\text{A.9})$$

Definindo as quantidades

$$\begin{aligned} \delta_m &= \frac{c}{\sqrt{2\pi\sigma\omega\mu_\phi}} \\ k &= i \frac{4\pi\sigma\omega\mu_\phi}{c^2} = \frac{(1+i)}{\delta_m} \end{aligned} \quad (\text{A.10})$$

E substituindo na equação A.9, chegamos a uma função de Bessel de primeiro tipo.

$$r^2 \frac{\partial^2 e}{\partial r^2} + r \frac{\partial e}{\partial r} + k^2 r^2 e = 0 \quad (\text{A.11})$$

Cuja solução é

$$e(kr) = A J_0(kr) e^{-i\omega t} \quad (\text{A.12})$$

O campo magnético circular é determinado tomando a componente circular da equação A.1

$$(\nabla \times e)_\phi = -\frac{\partial e_z}{\partial r} = \frac{i\omega}{c} h_\phi \quad (\text{A.13})$$

Usando a relação $J'_0(kr) = -J_1(kr)$ e fazendo um pouco de álgebra podemos escrever o campo magnético circular como

$$H_\phi = -Ai\sqrt{\frac{4i\pi\rho}{\omega}}J_1(kr)e^{-i\omega t} \quad (\text{A.14})$$

Onde a constante A é facilmente determinada tomando o campo na superfície do fio

$$h_\phi = \frac{2I}{ca} \quad (\text{A.15})$$

Onde a é o raio do fio. Deste modo teremos as seguintes expressões para os campos elétrico e magnético.

$$\begin{aligned} e_z &= \frac{Ik}{2\pi a\rho J_1(ka)}J_0(kr) \\ h_\phi &= \frac{2I}{caJ_1(ka)}J_1(kr) \end{aligned} \quad (\text{A.16})$$

A expressão da impedância é obtida considerando duas relações: a) a relação entre força eletromotriz e a corrente que flui através do fio e b) aplicando a lei de conservação da energia, ou seja, a potência dissipada no interior do condutor deve ser igual ao fluxo total, em módulo, do vetor de Poyting através da superfície do fio, isto é,

$$\begin{aligned} \varepsilon &= Z(\omega)I \\ \varepsilon I &= \frac{c}{4\pi}e_z(a)h_\phi(a)2\pi a l = \frac{1}{2}c a l e_z(a)h_\phi(a) \end{aligned} \quad (\text{A.17})$$

Considerando as expressões A.15 e A.16 para campos magnético circular e elétrico, respectivamente, na superfície do fio podemos obter a expressão para a impedância.

$$Z = \frac{1}{2}R_{DC}ka\frac{J_0(ka)}{J_1(ka)} \quad (\text{A.18})$$

Onde $R_{DC} = \rho\frac{l}{\pi a^2}$ é a resistência ordinária do fio.

A expressão da impedância para uma fita magnética amorfa ou de um filme pode ser obtida usando os mesmos procedimentos utilizados acima. Neste caso a expressão da impedância assume a seguinte forma

$$Z = R_{DC} \frac{kt}{2} \cot g\left(\frac{kt}{2}\right) \quad (\text{A.19})$$

Onde t é a espessura da fita ou do filme.