

Infuência de Anisotropia Induzida e Magnetostricção na Magnetoimpedância e em sua Relaxação em Fitas Amorfas de FeCoSiB

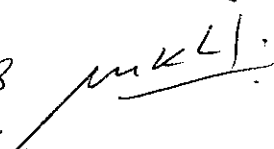
Kleber Roberto Pirota ✓

UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS

Instituto de Física "Gleb Wataghin"

Influência de Anisotropia Induzida e Magnetostricção na Magnetoimpedância e em sua Relaxação em Fitas Amorfas de FeCoSiB

Kleber Roberto Pirota

Este exemplar corresponde à relação
Final da tese de Mestrado defendida
pelo aluno Kleber Roberto Pirota
e aprovada pela comissão julgadora.
25/09/98 

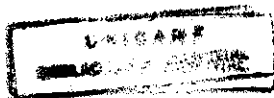
Tese apresentada ao Instituto de
Física "Gleb Wataghin" como
pré-requisito parcial para a
obtenção do título de Mestre em
Ciências.

Orientador:

Marcelo Knobel

Instituto de Física "Gleb Wataghin"

Campinas, fevereiro de 1998

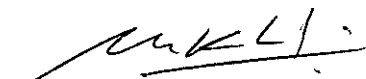


9823370

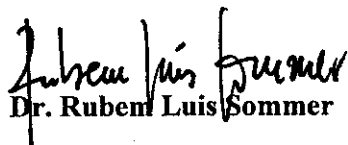
PARECER DE APROVAÇÃO
DEFESA DE TESE DE MESTRADO
KLEBER ROBERTO PIROTA

Data: 27 /03 / 98

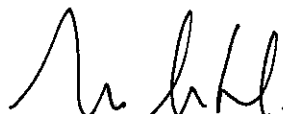
BANCA EXAMINADORA:



- Prof. Dr. Marcelo Knobel (Orientador do Candidato)



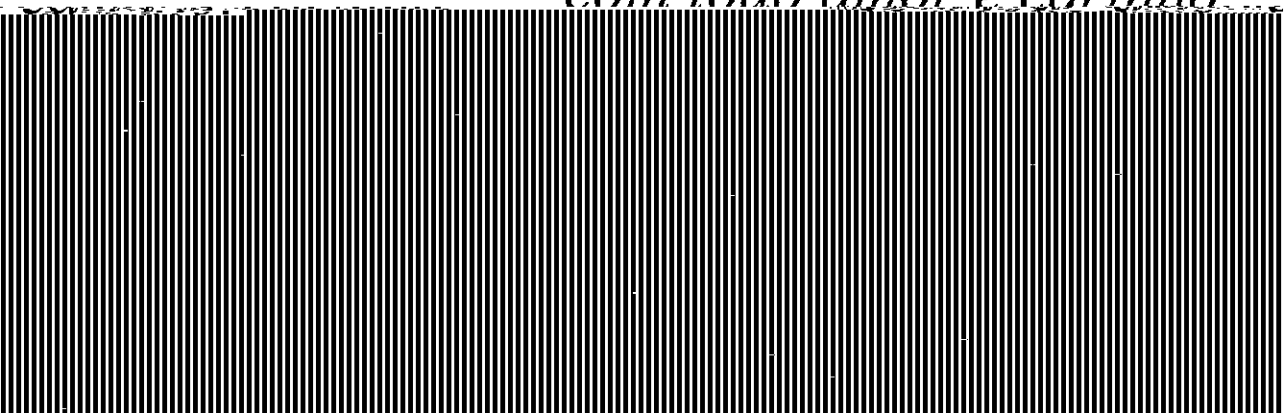
- Prof. Dr. Rubem Luis Sommer



- Prof. Dr. Mauricio Urban Kleinke

Aos meus pais (Zuca e Nico),

com todo amor e carinho



Sinceros agradecimentos

Ao Marcelo, pela forte dedicação, extrema paciência e, principalmente, pela confiança incentivadora depositada em mim;

À Luísa, que sempre esteve de prontidão, não medindo esforços nem tempo, na eterna luta em prol de colocar minhas idéias no caminho da luz;

Ao Fábio que, devido ao seu espírito científico e filosofia de trabalho em equipe, sempre percebeu quando eu estava precisando de ajuda;

À Raquel, que direcionou toda a sua experiência acadêmica no sentido de tornar minha vida mais fácil, e sempre apareceu nos momentos de *stress*;

Às meninas da biblioteca (Célia, Tânia, Dina, Meire) que, pela eficiência, paciência e amizade, nunca me deixaram sem estudar;

À Carmem e a Cris pelos vários galhos quebrados ao longo do tempo.

Ao pessoal da secretaria da pós (Armando, Márcia, Maria Inêz) que sempre demonstraram interesse em me ajudar;

Ao povo do LMBT pelo ótimo ambiente de trabalho, espírito de companheirismo e momentos de descontração (piadas, churrascos, etc);

À Fabi, por ter aguentado um cara meio *stressado* nos últimos tempos;

Também tenho que dar um toque na galera (marlão, drogadinho, jenoma, montanha, the man, gribel *et al.*) pelos momentos de “só alegria”.

Este trabalho foi parcialmente financiado pela FAPESP, CNPq e CAPES.

Resumo

Magnetoimpedância Gigante (*GMI*) é o termo utilizado para descrever variações grandes e sensíveis na impedância, medida a alta frequência, de um material magnético doce, causadas pela aplicação de um campo magnético externo. Desde de sua descoberta recente, a *GMI* tem atraído muita atenção devido as enormes perspectivas de aplicações tecnológicas, principalmente em sensores magnéticos. O mecanismo básico responsável pelo fenômeno da *GMI* está relacionado a mudanças na profundidade de penetração causadas pelas mudanças ocorridas na permeabilidade transversal da amostra devido a aplicação do campo externo.

Outro efeito bastante interessante, que foi recentemente descoberto em amostras amorfas, é a lenta relaxação da sua impedância após uma mudança súbita na configuração de domínios. Este efeito, conhecido como *aftereffect* da *GMI* (*MIAE*), possui implicações técnicas importantes pois, após o rearranjo de estrutura de domínios da amostra, sua impedância leva alguns segundos para atingir um valor de equilíbrio, seguindo uma cinética quase-logarítmica. Propõe-se que este efeito está conectado com o da relaxação da permeabilidade inicial (desacomodação).

Este trabalho apresenta resultados do efeito da *GMI* e de sua relaxação em fitas amorfas de composição $(\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x})_{70}\text{Si}_{12}\text{B}_{18}$ com valores de x próximos de 0.057, antes e depois de um tratamento termico tendo as seguintes condições: 1 h de pré-tratamento a uma temperatura de 360°C seguido de 1 h de tratamento a uma temperatura de 340°C , porém com uma tensão de 400 MPa aplicada longitudinalmente à amostra. Foi estudada a influência da constante de magnetostrição de saturação λ_s e da anisotropia induzida pelo referido tratamento, nos efeitos da *GMI* e do *MIAE*.

Foi verificado que a forma da curva *GMI* vs. campo externo é extremamente sensível a anisotropia induzida pelo tratamento termico, e que o *MIAE* foi drasticamente reduzido após o tratamento. Os resultados do *MIAE* obtidos para uma frequência de 100 kHz da corrente de sonda foram explicados utilizando os modelos de desacomodação já existentes, enquanto que a causa do efeito para 900 kHz foi atribuída a mecanismos de dissipação.

Abstract

Giant Magnetoimpedance (*GMI*) is a term coined to describe large and sensitive field induced changes in the high frequency impedance of soft magnetic materials. Since its recent discovery, *GMI* has attracted much attention owing to the enormous perspectives in technological applications, mainly as magnetic field sensors. The basic mechanism responsible for the *GMI* phenomenon is the change of the magnetic penetration depth through field induced modifications of the transversal permeability.

Another interesting effect that has been recently discovered in amorphous samples is the slow relaxation of the impedance after a sudden change of the domain configuration. This effect, known as Magnetoimpedance Aftereffect (*MIAE*), has important technical implications because the impedance takes few seconds to achieve a stable value, following a quasi-logarithmic kinetics. This effect seems to be connected with the relaxation of the initial magnetic permeability (disaccommodation).

This work presents results of *GMI* effect and its relaxation in amorphous ribbons of composition $(\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x})_{70}\text{Si}_{12}\text{B}_{18}$ with x values close to 0.057, before and after a thermal annealing consisting of 1 h pre-annealing at 360°C followed by 1 h stress-annealing at 340°C with applied tensile stress of 400 MPa. The influence of saturation magnetostriction constant λ_s and anisotropy induced by this particular annealing was studied on *GMI* and *MIAE* effects.

It was verified that the shape of the impedance vs. applied field curves results to be extremely sensitive to the induced anisotropies, and that the *MIAE* effect was drastically suppressed after annealing. The results of *MIAE* obtained from 100 kHz frequency of driving current are explained using the existent disaccommodation models, while in the case of 900 kHz dissipative mechanisms were considered.

SUMÁRIO

I. INTRODUÇÃO	1
II. BREVE REVISÃO TEÓRICA	5
1. Estrutura de domínios em ferromagnetos amorfos	5
2. Indução de anisotropias	9
3. Processos de Magnetização	13
3.1 Introdução	13
3.2 Processos reversíveis	15
3.2.1 Por rotação de domínios	15
3.2.2 Por deslocamento de paredes de domínios	16
3.3 Processos irreversíveis	19
3.3.1 Por rotação de domínios	19
3.3.2 Por deslocamento de paredes de domínio	20
3.4 Processos de magnetização em amorfos	21
4. Aftereffect da Permeabilidade Magnética (MAE)	21
4.1 Revisão histórica e modelos teóricos para amorfos	21
4.2 Influências sobre o MAE	32
5. Magnetoimpedância Gigante (GMI)	33
5.1 Introdução	33
5.2 Influência de anisotropias magnéticas induzidas no comportamento da GMI	43
III. DETALHES EXPERIMENTAIS	54
1. Impedância, considerações gerais	54
2. Uma idéia de como se medir Impedância	56
3. Medida de Magnetoimpedância Gigante (GMI)	58
3.1 Considerações gerais sobre a medida	58
3.2 Descrição do equipamento de medidas	59
3.3 Descrição do funcionamento do programa de comando e aquisição de dados	61

3.4 Considerações na análise dos dados	62
4. Medida do Aftereffect da GMI (MIAE)	66
4.1 Considerações gerais sobre a medida	66
4.2 Descrição do equipamento de medidas	67
4.3 Descrição do funcionamento do programa de comando e aquisição de dados	67
4.4 Considerações na análise dos dados	68
5. Amostras utilizadas	70
6. Medidas realizadas	72
IV. RESULTADOS E DISCUSSÕES	74
1. Introdução	74
2. Magnetoimpedância Gigante (GMI)	75
2.1 Amostras não tratadas	75
2.2 Amostras tratadas	81
2.3 Comparação entre as amostras	91
3. Aftereffect da Magnetoimpedância Gigante (MIAE)	95
3.1 Amostras não tratadas	95
3.2 Amostras tratadas	101
3.3 Comparação entre as amostras	104
V. CONCLUSÕES E PERSPECTIVAS	107
APÊNDICE A. IMPEDÂNCIA DE UM FIO FERROMAGNÉTICO	110
1. Cálculo para campo elétrico E oscilante com frequência arbitrária	110
2. Aproximação para baixa frequência (efeito pele desprezível)	116
3. Aproximação para alta frequência ($\delta \ll a$)	117
REFERÊNCIAS	120

Introdução

A microestrutura de ligas amorfas obtidas a partir da solidificação rápida da fase líquida é caracterizada pela ausência de ordem de longo alcance. No entanto, no volume amorfo podem existir unidades ordenadas de curto alcance (aproximadamente 10-20 Å) orientadas aleatoriamente. Como consequência da ausência da anisotropia magnetocristalina, estes materiais apresentam um comportamento magnético doce, isto é, as perdas por histerese são muito baixas, e os materiais têm alta permeabilidade magnética e baixa coercividade. O comportamento magnético macroscópico é determinado principalmente pelas anisotropias magnetoelásticas intrínsecas, que aparecem do acoplamento entre as tensões internas e a magnetização local através da constante de magnetostrição λ .

Devido a sua característica doce, fitas ferromagnéticas amorfas possuem grande importância do ponto de vista tecnológico prestando-se, portanto, à fabricação de inúmeros dispositivos, tais como cabeças de gravação, blindagem magnética e componentes eletrônicos [1].

Recentemente, o potencial de aplicação dos materiais amorfos foi ampliado devido a descoberta do fenômeno da “Magnetoimpedância Gigante”, o qual será brevemente descrito no próximo parágrafo e é objeto principal de estudo desta tese.

Em 1993 e 1994 foram observadas mudanças enormes na resistência elétrica *ac* ao aplicar um campo magnético em fios e fitas amorfos [2,3]. Ou seja, quando um material ferromagnético amorfo era submetido à passagem de uma corrente elétrica *ac*, o efeito da aplicação de um campo magnético externo provocava grandes variações no valor de sua resistência, que dependiam do campo externo e da frequência da corrente *ac*. Por exemplo, Mandal e Ghatak observaram uma variação de 12 % (frequência da corrente *ac* $f=82$ Hz) na resistência elétrica, a temperatura ambiente, de uma fita a base de Cobalto. Machado e colaboradores verificaram variações de até 130% (frequência $f=1$ MHz) em um fio amorfo

também a base de Cobalto. Ambos os trabalhos interpretaram os resultados baseados em mudanças da resistividade intrínseca dos materiais, como no caso da “magnetoresistência gigante” (*GMR*) descoberta em 1988 por M. Baibich e colaboradores [4], e que consistia na variação da resistência elétrica dc , mediante a aplicação de um campo magnético externo, observada em multicamadas de Fe/Cr.

Entretanto, foi comprovado que as variações da resistência observadas mediante a passagem de corrente ac possuíam uma origem completamente diferente da *GMR* e poderiam ser explicadas em termos de mudanças na impedância complexa ($Z=R+iX$) dos materiais. Por isso esse efeito foi posteriormente chamado de “Magnetoimpedância Gigante” [5,6].

O efeito tem uma origem eletromagnética clássica, estando relacionado com mudanças ocorridas na profundidade de penetração magnética δ ao se aplicar um campo axial dc sobreposto ao campo circular ac criado pela corrente elétrica que flui pela amostra. Por exemplo, em fios amorfos, devido a associação dos altos valores de permeabilidade com as altas frequências e baixas resistividades, podem ocorrer profundidades de penetração menores que o raio do fio. Neste caso, devido ao efeito pele, a corrente elétrica flui efetivamente somente em uma região próxima a superfície do fio [7], resultando em valores mais altos de impedância, quando comparados aos de frequência nula. Ao se aplicar um campo magnético dc na direção paralela ao eixo da amostra, a permeabilidade circular é modificada, modificando o comprimento de penetração δ e consequentemente modificando o valor da impedância medida.

As variações da permeabilidade magnética do material devido a aplicação de um campo magnético externo estão intimamente ligadas à resposta da estrutura de domínios do material a este campo externo. Por sua vez, a estrutura de domínios é determinada pelas anisotropias magnéticas existentes no material e que podem ser induzidas mediante tratamentos térmicos em condições apropriadas [8].

O estudo da magnetoimpedância gigante (*GMI*) é motivado pelo enorme potencial de aplicação tecnológica, uma vez que materiais que apresentam um comportamento otimizado da *GMI* podem ser utilizados diretamente na fabricação de sensores magnéticos [9].

Recentemente, o grupo de M. Knobel [10] observou um efeito de relaxação temporal da *GMI*, denominado de *aftereffect* da *GMI* (*MIAE*). Tal fenômeno consiste no decaimento temporal da impedância do material após uma brusca mudança na sua estrutura de domínios, provocada por um pulso de campo magnético aplicado na direção longitudinal da amostra,

geralmente em forma de fio ou fita. Supõe-se que tal fenômeno possui origem semelhante a do *aftereffect* da permeabilidade magnética, ou desacomodação, uma vez que, como já foi mencionado, a impedância *ac* do material depende fortemente da permeabilidade magnética circular (transversal) do fio (fita).

O *aftereffect* da permeabilidade em amorfos está relacionado à desordem estrutural do material e não com o tipo específico de átomo existente na liga. Os modelos existentes para a explicação deste fenômeno [11, 12], os quais serão brevemente considerados no capítulo II, concordam que o decaimento temporal da permeabilidade é devido a um reordenamento de defeitos estruturais, interagindo com a magnetização local. A natureza de tais defeitos não está contudo esclarecida.

Se por um lado presença do efeito *MIAE* é prejudicial para aplicações, uma vez que foram observados tempos de até 16 s [13] para que o material estudado atingisse uma situação de equilíbrio, por outro lado este efeito pode ser usado como instrumento de caracterização magnética de materiais, já que sua medida fornece informações a respeito da estabilidade do material, além de ser uma propriedade bastante sensível a mudanças estruturais que ocorram devido a tratamentos térmicos, como poderemos constatar nos resultados aqui apresentados.

Este trabalho apresenta um estudo da influência de anisotropias induzidas por tratamentos térmicos, em fitas amorfas de FeCoSiB, no comportamento da *GMI* e de seu *aftereffect*. O método de estudo do *MIAE* é análogo ao utilizado para estudar efeitos típicos de desacomodação da permeabilidade magnética, uma vez que é suposta a existência de uma estreita ligação entre os dois fenômenos.

Além da introdução, este trabalho conta com mais quatro capítulos e um apêndice. No segundo capítulo será apresentado uma breve exposição dos conceitos teóricos necessários para o entendimento dos fenômenos estudados tais como, formação da estrutura de domínios, indução de anisotropias magnéticas, processos de magnetização e *aftereffect* da permeabilidade magnética. O capítulo III descreve as técnicas experimentais que foram utilizadas no Laboratório de Materiais e Baixas Temperaturas (LMBT) para estudar a *GMI* e o *MIAE*. Nesse capítulo será dada uma descrição detalhada do sistema de medidas e do funcionamento do programa de controle e aquisição de dados, bem como um breve histórico das amostras utilizadas. No capítulo IV serão mostrados os resultados das medidas de *GMI* e *MIAE* em amostras de FeCoSiB como-fabricadas e após terem sido submetidas a um tratamento térmico específico. O capítulo V trata das conclusões e futuras linhas de trabalho,

abertas pela disponibilidade dos equipamentos e pelas muitas questões a respeito destes fenômenos que ainda se encontram sem resposta. No apêndice podemos encontrar com detalhes o desenvolvimento das equações que fornecem as expressões para a impedância de um fio ferromagnético bem como considerações sobre o efeito indutivo em tais fios.

Breve revisão teórica

1. Estrutura de domínios em ferromagnetos amorfos

Materiais ferromagnéticos apresentam magnetização espontânea mesmo quando o material, como um todo, não apresenta um momento magnético resultante. Este fenômeno pode ser entendido em termos da estrutura de domínios do material. A fim de minimizar a energia livre interna total, um ferromagneto é dividido em regiões macroscópicas de magnetização uniforme, chamadas de domínios magnéticos. A estrutura de domínios em materiais ferromagnéticos é resultado de um complicado balanço de energia que leva em consideração termos de anisotropias magnéticas, interação magnetostática e energia de paredes de domínio que, geralmente, incluem o termo de energia de troca.

Em princípio, podemos dizer que a energia livre total de um ferromagneto é dada pela seguinte expressão:

$$E_T = E_M + E_\sigma + E_K + E_{DW} \quad (2.1)$$

Onde E_M é a energia magnetostática devido ao campo desmagnetizante, E_σ é a energia magnetoelástica, E_K é a energia de anisotropia magnetocristalina e E_{DW} é a energia de parede de domínio.

A energia magnetostática (E_M), resultado da interação entre a magnetização e o campo desmagnetizante (H_D) gerado pelos pólos induzidos pela magnetização não nula do material, é dada por:

$$E_M = \frac{1}{2} N_D M_S^2 \quad (2.2)$$

Onde N_D é um fator que depende apenas da geometria da amostra e M_S é o módulo da magnetização de saturação do material. Em materiais ferromagnéticos amorfos, geralmente muito doces, tal termo de energia é muito maior do que os devido as anisotropias magnéticas e as paredes de domínio [14]. A fim de minimizar tal termo de energia a estrutura de domínios tende a obedecer uma configuração livre de polos magnéticos, o que acaba impondo as seguintes condições de contorno às paredes de domínio:

Ausência de cargas volumétricas:

$$\nabla \cdot \vec{M}_S = 0 \quad (2.3)$$

Ausência de cargas superficiais:

$$\hat{n}(\vec{r}) \cdot \vec{M}_S = 0 \quad (2.4)$$

Onde $\hat{n}(\vec{r})$ é o vetor unitário perpendicular à superfície do material na posição $\vec{r}$.

Concluimos então que, em uma fita ferromagnética amorfa, visando a redução da energia magnetostática, a magnetização tende a se alinhar paralelamente a superfície do material (equação 2.4) e ao longo do seu eixo principal, devido ao reduzido campo desmagnetizante existente nesta direção. Podemos dizer que este comportamento se deve a uma anisotropia de forma existente no material.

A energia magnetoelástica E_σ está intimamente ligada a uma propriedade magnética intrínseca do material, denominada de magnetostrição. Antes de darmos a expressão para tal termo de energia, será feita, nos próximos parágrafos, uma pequena revisão do conceito desta propriedade magnética.

Magnetostrição é o nome que se dá ao efeito da possível mudança das dimensões de um ferromagneto quando na presença de um campo magnético externo. O parâmetro de medida da intensidade deste fenômeno é chamado de constante de magnetostrição e tem como símbolo a letra grega λ . Tal constante é dada pela razão entre a variação do comprimento (Δl) e o comprimento inicial da amostra (l), ou seja:

$$\lambda = \Delta l / l \quad (2.5)$$

O valor de λ medido quando o material está saturado recebe o nome de constante de magnetostricção de saturação e tem como símbolo λ_s . Os valores de λ_s podem ser positivos, negativos ou, em alguns materiais, zero. Em ligas amorfas a base de ferro ou de cobalto, o módulo de λ_s é da ordem de 10^{-6} (ou ppm).

Em cristais, o valor de λ_s depende fortemente das direções em que estamos medindo a variação de comprimento Δl e aplicando o campo para magnetizar a amostra. Em materiais amorfos, apesar da magnetostricção ser considerada isotrópica, estudos também comprovam uma pequena dependência com a direção na amostra [20].

A origem da magnetostricção está relacionada ao acoplamento spin-órbita dos átomos que compõem a amostra [22]. Em, amorfos, o mecanismo da magnetostricção não está completamente entendido, porém, existem vários modelos que descrevem a magnetostricção em alguns materiais policristalinos que, feitas algumas considerações, podem ser estendidos para explicar um pouco do comportamento magnetostritivo de algumas ligas amorfas (Fe-Ni, Co-Fe) [24].

A energia magnetoelástica (E_σ) é então originária do acoplamento spin-órbita e é dada em termos da interação entre tensões internas e a magnetostricção do material. Para um ferromagneto amorfo, onde a constante de magnetostricção é isotrópica, tal energia é dada pela seguinte expressão:

$$E_\sigma = -\frac{3}{2}\lambda_s \sum_i \sigma_{ii} \gamma_i^2 \quad (2.6)$$

Onde λ_s é a constante de magnetostricção do material saturado, σ_{ii} corresponde a i -ésima componente do tensor de tensão diagonalizado e γ_i é o coseno diretor de M_s com respeito a i -ésima coordenada. Se σ_{ii} corresponder a uma tensão uniaxial σ , como por exemplo, uma tensão aplicada na direção do eixo da amostra, teremos a seguinte expressão simplificada para a energia magnetoelástica:

$$E_\sigma = -\frac{3}{2}\lambda_s \sigma \cos^2 \theta \quad (2.7)$$

Sendo θ o ângulo entre a magnetização e o eixo de aplicação da tensão.

O termo referente a energia de anisotropia magnetocristalina (E_K), existente principalmente em materiais cristalinos, se deve ao fato do material cristalino ser

magneticamente anisotrópico, ou seja, a curva de magnetização é diferente para cada direção em que a amostra é magnetizada. Este fato implica, devido ao acoplamento spin-órbita, dependência da energia interna com a direção da magnetização espontânea. Para um cristal cúbico temos [18]:

$$E_K = K_1(\alpha_1^2\alpha_2^2 + \alpha_2^2\alpha_3^2 + \alpha_3^2\alpha_1^2) + K_2\alpha_1^2\alpha_2^2\alpha_3^2 + \dots \quad (\text{IV.38})$$

Onde K_1 e K_2 são constantes fenomenológicas e α_1 , α_2 e α_3 são os cossenos diretores da magnetização em relação aos eixos cristalinos.

Uma característica marcante em materiais amorfos, como já dissemos, é a ausência de uma ordem atômica de longo alcance. Porém, devido a gradientes de temperatura ou a presença de campos magnéticos durante o processo de fabricação de uma liga amorfa, podemos encontrar um ordenamento de curto alcance de átomos metalóides. Este fato dá origem ao que pode ser denominado de anisotropia estrutural, que irá contribuir para a determinação da estrutura de domínios da amostra amorfa [14]. O surgimento desta anisotropia estrutural pode ser entendida levando em consideração o modelo da anisotropia aleatória [19]. Imaginamos tais ordenamentos de curto alcance como sendo pequenos grãos com anisotropia magnetocristalina local K_l distribuídas aleatoriamente. O modelo da anisotropia aleatória prevê que a anisotropia estrutural macroscópica será uma média estatística das anisotropias locais, ou seja, $\langle K \rangle = K_l/N^{1/2}$, onde N é o número de eixos aleatoriamente distribuídos no volume considerado. Percebemos que a anisotropia média resultante se torna muito menor do que as anisotropias locais. Em nanocristais tal anisotropia média chega a ser três ordens de grandezas menor que a anisotropia de cada grão.

A estrutura da transição entre domínios adjacentes foi primeiramente investigada por F. Bloch em 1932. Esta transição recebe o nome de parede de domínio ou parede de Bloch. Os momentos magnéticos dos átomos que compõem tais paredes estão distribuídos de forma a impedir uma mudança brusca na direção dos momentos de domínios adjacentes.

Uma idéia de como aparecem as paredes de domínio, pode ser visualizada considerando apenas dois termos de energia, a de troca e a de anisotropia magnetocristalina.

A energia de troca de dois momentos magnéticos vizinhos pode ser escrita como:

$$E_{EX} = -2JS^2 \cos\phi_{ij} \quad (2.9)$$

Onde J é a integral de troca, S é o momento magnético total de cada átomo e ϕ_{ij} é o ângulo entre as direções de cada momento. Se ϕ_{ij} for pequeno (condição normalmente válida em paredes de Bloch), a energia de troca fica como segue:

$$E_{EX} = JS^2\phi_{ij}^2 + \text{const.} \quad (2.10)$$

O fato de E_{EX} ser proporcional a ϕ_{ij}^2 é a principal razão pela qual os momentos mudam suas direções gradualmente em uma parede de Bloch, fazendo com que sua espessura aumente.

Em um material cristalino, a mudança de direção dos momentos magnéticos em uma parede de domínio acarreta um acréscimo na energia de anisotropia magnetocristalina. Conclui-se, então, que a espessura de uma parede de Bloch é determinada principalmente pelo balanço das energias de troca, que diminui com o aumento da espessura da parede, e de anisotropia magnetocristalina, que aumenta com o aumento da espessura. A soma destas duas energias mencionadas recebe o nome de energia de parede de domínio (E_{DW}). Como em um ferromagneto amorfo temos que a anisotropia magnetocristalina é muito pequena, as paredes de domínios normalmente são bem mais largas do que em cristais.

Resumindo, em um ferromagneto amorfo, a estrutura de domínios é basicamente determinada pelo balanço complicado das energias de anisotropia existentes no material, sendo que para um material como-fabricado, a anisotropia estrutural possui uma maior contribuição.

2. Indução de anisotropias

A microestrutura de ligas amorfas obtidas a partir da solidificação rápida da fase líquida é caracterizada pela ausência de ordem de longo alcance, o que deveria implicar um comportamento macroscópico isotrópico. No entanto, em tais materiais, muitas vezes são observadas pequenas anisotropias magnéticas que revelam um ordenamento preferencial de eixos locais de fácil magnetização.

Uma maneira de induzir anisotropia magnética em uma liga amorfa é submetê-la a tratamentos térmicos mediante a aplicação de tensão e/ou de campo magnético.

Enquanto o mecanismo de indução de anisotropia através de tratamento com campo magnético é relativamente bem conhecido, a indução por meio de tratamento com tensão não está completamente entendida e é objeto de contínuo estudo até os dias de hoje.

Em certas ligas, quando submetidas sob elevada temperatura à presença de um campo magnético, e então resfriadas até a temperatura ambiente, um eixo permanente de fácil magnetização, com direção paralela a do campo magnético aplicado durante o tratamento, se origina na amostra. A temperatura de tratamento deve ser menor do que a temperatura de Curie do material e, ao mesmo tempo, suficientemente alta de modo que difusões atômicas possam ocorrer facilmente. A anisotropia induzida por tratamento térmico mediante a aplicação de um campo magnético ocorre devido a ordenamento preferencial de pares de átomos na liga magnética. A hipótese básica da teoria que pretende explicar o envolvimento do ordenamento preferencial com a anisotropia induzida é que existe uma interação magnética, possivelmente com origem no acoplamento spin-órbita, que favorece a direção paralela entre o eixo do par de átomos e a magnetização local. Logo, quando um campo magnético é aplicado de modo a saturar a amostra em uma determinada direção, devido a alta temperatura envolvida no tratamento, irá ocorrer difusão de átomos até ser alcançada uma orientação preferencial de pares na direção do campo aplicado. Ao se resfriar o material até a temperatura ambiente, tal ordenamento preferencial irá permanecer fazendo com que a estrutura magnética de tal material fique com domínios orientados na direção de tal ordenamento após a remoção do campo magnético.

Fujimori [20] estudou a dependência da constante de anisotropia, K_u^H , que pode ser definida a partir da curva de magnetização do material como sendo a área entre a curva e o eixo da magnetização ($\int_0^{M_s} H dM$), induzida por campo, em função da composição nominal, em fitas amorfas de $(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)_{78}\text{Si}_{10}\text{B}_{12}$ e $(\text{Co}_{1-x}\text{Y}_x)_{78}\text{Si}_{10}\text{B}_{12}$. Os resultados demonstram que a anisotropia induzida varia com as condições do tratamento térmico, ou seja, com a temperatura utilizada e com a direção do campo aplicado durante o tratamento. Para as fitas estudadas por Fujimori, o tratamento térmico feito com campo magnético paralelo ao eixo principal acarreta uma anisotropia maior do que quando o campo é aplicado perpendicular ao eixo da fita. De acordo com a definição de K_u^H dada no parágrafo anterior, a curva de magnetização (longitudinal) da amostra terá um comportamento mais duro no caso do tratamento com campo perpendicular ao eixo principal. Este fato comprova que o tratamento

térmico na presença de campo magnético induz um eixo fácil de magnetização na direção do campo aplicado. A dependência de K_u^H com a composição das amostras revela que a hipótese do ordenamento de pares de átomos metálicos é a principal causa da anisotropia induzida por tratamento térmico na presença de campo magnético [20].

Quando uma tensão mecânica uniaxial é aplicada em uma solução sólida, magnética ou não, intersticial ou substitucional, sob temperatura suficientemente alta de modo a favorecer a difusão atômica, a distribuição dos átomos do soluto irá se tornar anisotrópica. Em uma solução intersticial, por exemplo, os átomos do soluto irão ocupar preferencialmente sítios na direção da tensão aplicada simplesmente devido ao alongamento causado pela tensão nesta direção. Em uma solução substitucional, o eixo dos pares de átomos poderão se orientar paralela ou perpendicularmente à direção da tensão, fato que dependerá do material. Em ambos os casos a distribuição anisotrópica do soluto permanecerá após o resfriamento da liga a uma temperatura onde a difusão atômica não ocorra.

No caso de materiais magnéticos o efeito é mais complicado. Devido a interação magnetoelástica causada pela magnetostricção do material, a tensão aplicada irá reorientar a estrutura de domínio da amostra. Se a constante de magnetostricção λ_s for positiva os domínios irão se orientar paralelamente à tensão aplicada e, se λ_s for negativa, os domínios se orientarão perpendicularmente à direção da tensão. A anisotropia induzida resultante dependerá do material pois temos contribuição de duas forças independentes, tensão e magnetização, agindo na distribuição dos átomos na liga.

Assim como no caso de tratamento com campo magnético, o fenômeno da anisotropia induzida por tratamento térmico com tensão em ligas amorfas depende de vários fatores tais como composição da amostra e condições do tratamento.

Nielsen [8] submeteram amostras de $(\text{Co}_{1-x}\text{Fe}_x)_{75}\text{Si}_{15}\text{B}_{10}$ ($0 < x < 1$) a um tratamento térmico que compreendia as seguintes etapas: pré-tratamento a uma temperatura T_{pre} durante um tempo t_{pre} seguido de um tratamento a uma temperatura T_σ durante um tempo t_σ e, por fim, seguido de uma relaxação de tensão, ou seja, novamente um tratamento sem tensão durante um tempo t_{rel} a uma temperatura T_{rel} .

A curva da dependência da constante de anisotropia K_u^σ com a temperatura de tratamento T_σ mostra um máximo positivo em, aproximadamente, 330°C e muda de sinal para T_σ de 410°C . Este fato fez com que Nielsen concluísse que há dois mecanismos competindo na

determinação da anisotropia induzida. O modelo proposto para explicar os resultados experimentais consistia em considerar que a constante de anisotropia induzida, K_u^σ , neste caso seria resultado da composição de duas contribuições, ou seja:

$$K_u^\sigma = K_{an} + K_{pl} \quad (2.11)$$

Onde K_{an} é a componente anelástica e K_{pl} é a componente plástica da constante de anisotropia induzida por tensão, K_u .

Foi observado que a componente K_{an} induz um eixo difícil de magnetização na direção do eixo da amostra enquanto que K_{pl} induz um eixo fácil de magnetização ao longo do eixo da amostra. A componente anelástica (K_{an}) seria reversível após a remoção da tensão a alta temperatura ou após um tratamento térmico sem tensão, ou seja, após um relaxamento. Por outro lado a componente plástica (K_{pl}) seria irreversível.

Kraus *et al* [21], estudaram a influência da presença de elementos metalóides em ligas de $\text{Fe}_{80}\text{B}_{20-x}\text{Si}_x$ ($2 < x < 10$) e concluíram que a anisotropia induzida é completamente reversível e depende fortemente da composição da amostra. Em outro trabalho [22], encontramos os resultados da indução de anisotropia magnética por tratamento com tensão em fios de $(\text{Fe}_{0.06}\text{Co}_{0.94})_{72.5}\text{Si}_{12.5}\text{B}_{15}$. Para temperaturas baixas e tempos de tratamento curtos se observou um fraco eixo fácil de magnetização ao longo do eixo do fio. A medida que elevou-se a temperatura e o tempo de tratamento observou-se que eixos difíceis de magnetização começaram a ser induzidos ao longo do eixo do fio. Neste estudo ficou comprovado também que a anisotropia induzida é completamente reversível. Isto significa que há apenas a contribuição da componente anelástica K_{an} na anisotropia total induzida, o que nos faz concluir que o modelo proposto por Nielsen [8] não está completamente em concordância com a realidade. Kraus supôs que a anisotropia plástica induzida, observada por Nielsen, pode ter origem no fato de não ter sido considerados temperaturas e tempos de relaxamento suficientes para o completo desaparecimento da anisotropia. Kraus propõe um modelo baseado na anisotropia direcional para explicar a mudança de sinal na constante de anisotropia durante o tratamento [22]. Tal modelo considera que a anisotropia induzida é resultado da competição entre dois termos que, por sua vez, são originados por dois tipos de ordenamentos de pares de átomos (Co-Co e Co-Fe), onde a contribuição do par Fe-Fe foi desprezada. Se as contribuições referentes aos dois tipos de pares de átomos possuírem sinais opostos, o comportamento da constante de anisotropia pode ser satisfatoriamente explicada. O efeito da

tensão aplicada favorecerá o ordenamento dos pares de modo que seu eixo se orientará preferencialmente na direção perpendicular à tensão aplicada. O fato das duas contribuições possuírem sinais opostos é que um tipo de par induzirá um eixo fácil de magnetização paralela ao eixo da amostra enquanto o outro tipo induzirá um eixo difícil nesta direção. O valor positivo da constante de anisotropia encontrado para baixas temperaturas e curtos tempos de tratamentos se deve ao fato de que o ordenamento de pares atômicos que induzem um eixo difícil na direção do eixo da amostra é privilegiado para baixas energias de ativação.

Encontramos ainda na literatura resultados de anisotropia induzida por tratamentos térmicos mediante a aplicação simultânea de tensão e campo magnético. Tais resultados comprovam que a constante de anisotropia induzida deste modo, $K_u^{\sigma+H}$, é normalmente maior que a soma das constantes de anisotropias induzidas separadamente por tensão, K_u^{σ} , e por campo, K_u^H , sob as mesmas condições de tratamento [23].

3. Processos de Magnetização

3.1 Introdução

Quando uma substância ferromagnética é submetida a um campo magnético com intensidade crescente, sua magnetização, na direção do campo aplicado, também irá crescer até alcançar a saturação, quando o aumento do campo não mais implica no acréscimo significativo da magnetização. Dizemos então que tal substância passou por um processo de magnetização.

O processo de magnetização de um material ferromagnético começa a partir de um estado desmagnetizado ($M=0$, $H=0$), onde M é o módulo da magnetização na direção do campo aplicado H . Em uma pequena região, a partir deste estado inicial, a mudança na magnetização é reversível (ver Figura II.1). Nesta região, o processo de magnetização ocorre, em grande escala, por deslocamentos reversíveis das paredes de Bloch bem como, em menor intensidade, por rotações, também reversíveis, da magnetização dos domínios. Esta região também define o que é chamada de região inicial da curva de magnetização ou região de Rayleigh.

A partir da região inicial o processo de magnetização se torna irreversível e é dominado tanto por rotações de domínios quanto por deslocamento das paredes de Bloch, sendo que

ambos mecanismos são irreversíveis. Esta região recebe o nome de região de magnetização irreversível. Nesta região a magnetização também cresce com o acréscimo do campo aplicado porém, a uma taxa menor do que na região inicial.

Se o campo aplicado for aumentado além da região irreversível, o processo de magnetização do material fica completamente dominado por rotação de domínios e sua curva de magnetização entra em uma região denominada de região de rotação de domínios. (ver Figura II.1). A partir daí o material entra na região de saturação onde a magnetização se torna reversível novamente.

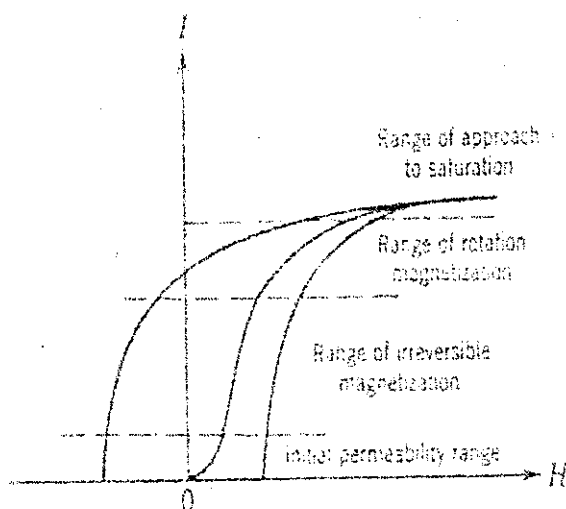


Figura II.1 : Curva de magnetização de um material ferromagnético e classificação dos vários mecanismos de magnetização.

Os processos de magnetização em um ferromagneto dependem da resposta de sua estrutura de domínios a campos magnéticos externos. Em materiais amorfos, devido à baixa anisotropia magnetocristalina, os processos de magnetização são dominados por interações do tipo magnetoelástica que governam a coercividade, a permeabilidade inicial e fenômenos de relaxação magnética.

Como vimos nos parágrafos acima, os processos de magnetização podem ocorrer por rotação de domínios ou por movimento de paredes, ambos podem ser reversíveis ou irreversíveis. Nos próximos parágrafos serão fornecidas breves considerações sobre cada um destes processos de magnetização.

3.2 Processos reversíveis

3.2.1 Por rotação de domínios

Vamos inicialmente considerar o processo reversível de magnetização por rotação da magnetização local. Se um campo H é aplicado em uma direção que faz um ângulo θ_0 com o eixo de fácil magnetização, a energia por unidade de volume do sistema pode ser definida como [18]:

$$E = -K_u \cos^2(\theta - \theta_0) - M_s H \cos\theta \quad (2.12)$$

Onde θ é o ângulo entre a magnetização do domínio e o campo aplicado, como mostrado na Figura II.2, e K_u é a constante de anisotropia.

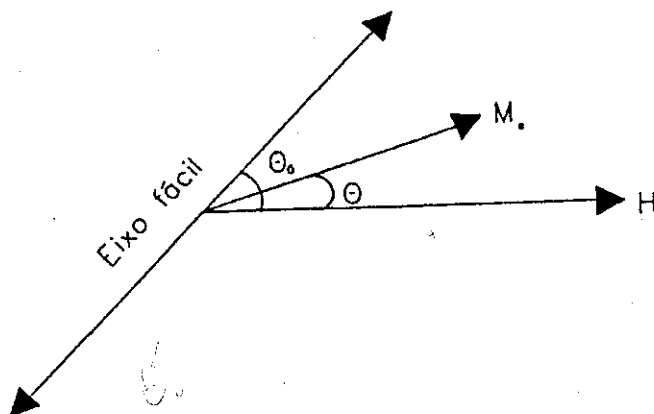


Figura II.2 : Rotação da magnetização em um domínio a partir do eixo fácil de magnetização.

A direção estável da magnetização pode ser calculada minimizando-se a energia do sistema:

$$\frac{\partial E}{\partial \theta} = K_u \sin 2(\theta - \theta_0) + M_s H \sin \theta = 0 \quad (2.13)$$

Fazendo uma substituição de variáveis onde $\cos\theta = x$ e $M_s H / K_u = p$, teremos:

$$4x^2 + 4p \cos 2\theta_0 x^3 - (4 - p^2)x^2 - 4p \cos 2\theta_0 x + \sin^2 2\theta_0 - p^2 = 0 \quad (2.14)$$

Determinando x podemos calcular a componente da magnetização paralela ao campo aplicado, em função de p ou H , como:

$$M = M_s \cos \theta = M_s x \quad (2.15)$$

Para campos magnéticos muito fracos, θ é praticamente igual a θ_0 . Assim, a energia de anisotropia pode ser escrita como $K_u \Delta \theta^2$. Logo, a equação 2.15 se torna:

$$2K_u \Delta \theta = M_s H \sin \theta \quad (2.16)$$

Ou

$$\Delta \theta = \frac{M_s H}{2K_u} \sin \theta \quad (2.17)$$

A susceptibilidade inicial pode ser calculada a partir de 2.15 como:

$$\chi_a = \left(\frac{\partial M}{\partial H} \right)_{H=0} = -M_s \sin \theta_0 \left(\frac{\partial \theta}{\partial H} \right)_{H=0} \quad (2.18)$$

O termo $\partial H / \partial \theta$ pode ser obtido de 2.17. Sendo assim, teremos a susceptibilidade:

$$\chi_a = M_s^2 \frac{\sin^2 \theta_0}{2K_u} \quad (2.19)$$

Podemos perceber que quanto maior for a anisotropia do material menor será a sua susceptibilidade e, portanto, menor será sua permeabilidade. Este resultado será bastante útil na interpretação de alguns resultados apresentados no capítulo IV.

3.2.2 Por deslocamento de paredes de domínios

Vamos considerar agora uma parede de domínio se deslocando pelo material. Quando uma parede se desloca em um material completamente homogêneo, não haverá nenhuma alteração na energia desta parede. Assim ao se desligar o campo magnético que causou este deslocamento, a parede não retornará para sua posição de origem. Para que o deslocamento possa ser reversível, é necessária a existência de irregularidades que causarão uma alteração no termo de energia da parede quando esta se desloca. Tais irregularidades são chamadas de

centros de aprisionamento (*pinning*) pois tendem, de algum modo, aprisionar a parede um mínimo de energia.

Vamos assumir que se uma parede plana se desloca em um material uniforme, sua energia de área ε_{dw} se altera com o deslocamento x da parede, de um modo geral, de acordo com a Figura II.3:

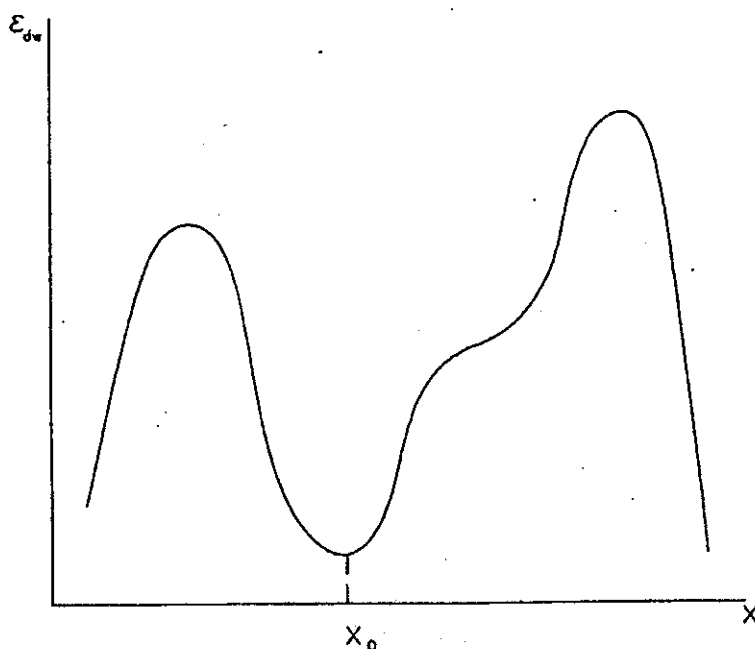


Figura II.3 : Variação da energia de uma parede em função do deslocamento x .

Na ausência de um campo magnético a parede ficará em algum mínimo onde $\partial \varepsilon_{dw} / \partial x = 0$. A energia pode ser dada, em primeira aproximação, na vizinhança de um ponto estável, como:

$$\varepsilon_{dw} = \frac{1}{2} \alpha x^2 \quad (2.20)$$

Para um parede de 180° , se um campo magnético H é aplicado numa direção que faz um ângulo θ com M_s , haverá uma mudança na magnetização de $2M_s x$ por unidade de área da parede. A energia devido ao campo H será (ver Figura II.4):

$$\varepsilon_H = -2M_s H x \cos \theta \quad (2.21)$$

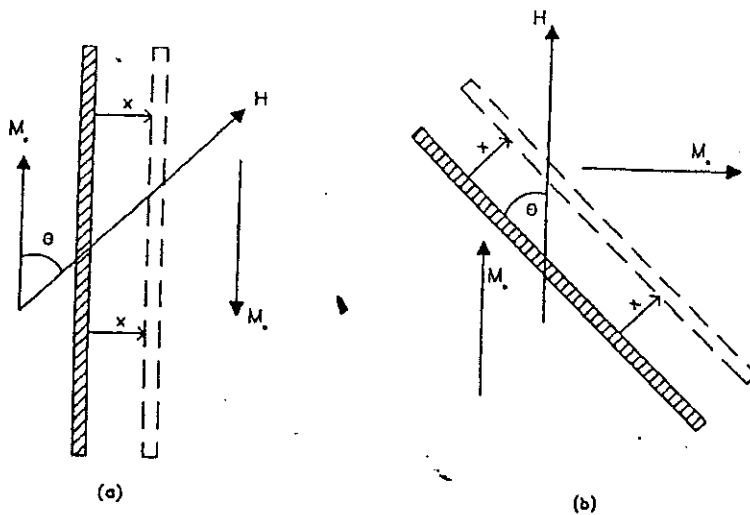


Figura II.4 : Deslocamento de paredes de domínio causado por um campo magnético H aplicado. Paredes de 180° (a) e paredes de 90° (b).

Somando os dois termos de energia e minimizando a expressão teremos:

$$\begin{aligned}\varepsilon &= \varepsilon_{dw} + \varepsilon_H = \frac{1}{2}\alpha x^2 - 2M_s H x \cos\theta \\ \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} &= \alpha x - 2M_s H \cos\theta = 0 \\ x &= \frac{2M_s \cos\theta}{\alpha} H\end{aligned}\tag{2.22}$$

Como resultado do deslocamento da parede, a magnetização na direção do campo magnético aumenta de um fator $2M_s x \cos\theta$, e a magnetização total será então dada por:

$$M = \frac{4M_s^2 \cos^2 \theta}{\alpha} SH\tag{2.23}$$

Onde S é a área total da parede de 180° . A susceptibilidade inicial é dada então por:

$$\chi_a = \frac{4M_s^2 \cos^2 \theta}{\alpha} S\tag{2.24}$$

Um cálculo semelhante pode ser desenvolvido para paredes de 90° (Figura II.4 (b)) nos levando a uma expressão para a susceptibilidade inicial neste caso [16]:

$$\chi_a = \frac{2M_s^2 \cos^2 \theta}{\alpha} S \quad (2.25)$$

Através da expressão 2.25 é fácil verificar que a susceptibilidade do material será maior quanto maior for a área da parede e menor a amplitude α da energia da mesma (ver equação 2.20).

3.3 Processos irreversíveis

3.3.1 Por rotação de domínios

De forma geral, a rotação da magnetização contra a anisotropia requer um campo razoavelmente grande tal que a magnetização nos domínios normalmente se dá por processos de deslocamento de paredes antes que uma rotação irreversível possa ocorrer. Em partículas onde só há um domínio (*single domain particles*), magnetização por rotação de domínios é o único processo possível de ocorrer, pois em tal caso não há paredes de domínio. Escrevendo a energia de um sistema como este, é possível calcular o campo crítico para o qual uma rotação da magnetização ocorre [18]:

$$\varepsilon = -K_u \cos^2(\theta - \theta_0) + M_s H \cos \theta \quad (2.26)$$

Onde θ_0 é o ângulo entre o eixo fácil de magnetização e o campo aplicado e θ entre a magnetização e o campo. Sabemos que no equilíbrio a primeira derivada da energia com relação ao ângulo θ deve se anular. Se o equilíbrio for estável teremos a segunda derivada, calculada para o ângulo de equilíbrio, positiva. Se, por outro lado, o equilíbrio for instável, esta segunda derivada será negativa.

Com o acréscimo da intensidade do campo H , M_s roda gradualmente até que, subitamente, M_s gira totalmente na direção do campo aplicado quando o equilíbrio se torna instável. Neste momento teremos a segunda derivada da energia com relação a θ igual a zero.

Levando em conta as considerações acima é possível determinar o valor de H_0 , ou seja, o campo crítico para o qual acontece a súbita rotação da magnetização na direção do campo. Como resultado teremos que tal valor de campo crítico varia com o ângulo θ_0 , e terá valor mínimo quando θ_0 for igual a 45° ($H_0 = K_u/M_s$) e valor máximo quando θ_0 for 90° ($H_0 = 2K_u/M_s$).

3.3.2 Por deslocamento de paredes de domínio

Vamos considerar que a energia de uma parede em função de sua posição é da forma mostrada na Figura II.5.

O efeito de um campo magnético H aplicado é similar ao já descrito. A parede se desloca entre as posições x_0 e x_1 e a força restauradora na parede é contrabalanceada pela pressão magnética imposta pelo campo H de forma que:

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial x} = p = 2M_s H \cos \theta \quad (2.27)$$

Assumindo que o gradiente da energia ε_{dw} é máximo para a posição x_1 , um aumento no campo irá resultar em um deslocamento irreversível de x_1 até x_2 . Se o campo é retirado, a parede retornará a um mínimo mais próximo de x_2 . O campo crítico para o qual o processo ocorre, e portanto define a passagem de processos reversíveis para irreversíveis, pode ser definido como:

$$H_0 = \frac{1}{2M_s \cos \theta} \left(\frac{\partial \varepsilon_{dw}}{\partial x} \right)_{\max} \quad (2.28)$$

Abaixo deste campo os processos de movimento de paredes será reversível.

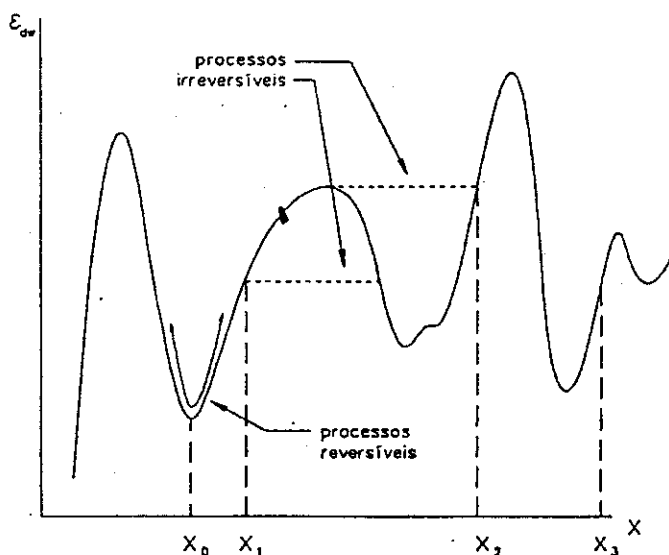


Figura II.5 : Variação da energia de uma parede como função da posição.

3.4 Processos de magnetização em amorfos

Ferromagnetos amorfos exibem em geral um comportamento magnético “mole” com baixos campos coercivos e alta magnetização de saturação devido a baixa anisotropia. Suas paredes de domínio são geralmente largas. Além disso, há uma ausência de grandes imperfeições existentes em cristais que podem bloquear o movimento das paredes de domínios.

Diversos estudos de coercividade e de permeabilidade inicial mostram que as interações do tipo magnetoelásticas determinam os processos de magnetização em amorfos [24,25,26]. Isso também pode ser verificado através da ocorrência de um campo crítico, chamado de campo de aprisionamento (*pinning*), no qual o valor da susceptibilidade inicial sofre uma alteração brusca [27]. O estudo da estrutura de domínios nos fornece informações sobre os processos de magnetização em amorfos [28].

Com base no modelo de Krsten [29], onde o campo coercivo pode ser relacionado ao bloqueio do movimento de paredes de domínio resultante de flutuações espaciais na energia da parede (modelo de *pinning*), Polak e colaboradores [30] descreveram os processos de magnetização em ligas amorfas, mais especificamente o comportamento do campo coercitivo, em função de tensões aplicadas, considerando também a possibilidade da influência da rugosidade da amostra e os processos de nucleação.

4. Aftereffect da Permeabilidade Magnética (MAE)

4.1 Revisão histórica e modelos teóricos para amorfos

A relaxação da permeabilidade inicial, também conhecida como *aftereffect* da permeabilidade ou desacomodação, é o fenômeno de decaimento da permeabilidade inicial a.c com o tempo após um rearranjo na estrutura de domínios do material ferromagnético. Tal efeito pode ser observado tanto em materiais cristalinos [18] quanto em amorfos [31].

A Figura II.6 (a) e (b) apresentam, respectivamente, o fenômeno do aftereffect após a desmagnetização do material através de campo alternado de amplitude decrescente, e o efeito da viscosidade magnética observada após uma mudança súbita do campo magnético H .

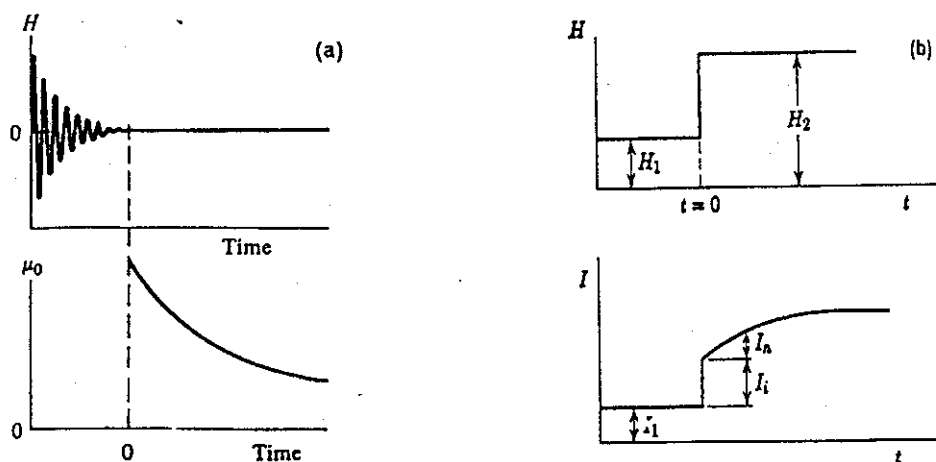


Figura II.6: Esquema do decaimento da permeabilidade após a desmagnetização (a) e viscosidade magnética observada após súbita mudança de H (b). Onde I é a magnetização do material.

O fenômeno da desacomodação é conhecido desde o final do século passado [32], quando foi observado que amostras cristalinas de α -Fe contendo pequenas quantidades de impurezas apresentavam viscosidade magnética, ou seja, uma resposta retardada da magnetização a mudanças bruscas de campo magnético.

O aftereffect observado em cristais de α -Fe, contendo átomos de carbono como impurezas, já foi vastamente estudado e está intimamente relacionado ao decréscimo da mobilidade (amortecimento) das paredes de domínio após um rearranjo na estrutura magnética do material. Este amortecimento é devido ao ordenamento preferencial dos átomos de carbono na rede cristalina do α -Fe devido interação destes com a magnetização local.

Apesar de diversas teorias fenomenológicas terem sido propostas para descrever a desacomodação em cristais, a primeira teoria com base física foi proposta por Snoeck em 1938 [33]. A teoria de Snoeck propõe que os átomos de carbono ocupariam preferencialmente os interstícios na direção da magnetização local, minimizando assim a energia magnetoelástica.

Néel [34], em 1952, modificou o conceito de Snoeck e propôs que o posicionamento dos átomos de carbono em relação a magnetização local fosse afetado, em maior intensidade,

por outras interações que não a magnetoelástica. Tal proposta levou a conclusão, mais tarde comprovada experimentalmente [35], de que os átomos de carbono preferem ocupar sítios nas direções perpendiculares a da magnetização local, ou seja, o contrário do que propôs Snoeck.

Tal ordenamento ocorre por difusão e acompanha as mudanças na direção da magnetização local. Por ser um processo energeticamente ativado, a frequência com que tal fenômeno ocorre é proporcional a $e^{-Q/kT}$, onde Q é a energia de ativação do processo, k é a constante de Boltzmann e T é a temperatura absoluta [16]. Devido a alta simetria de uma rede cristalina, a energia de ativação, Q , da difusão dos átomos de carbono, é praticamente isotrópica (por volta de 0.9 eV/átomo no caso do α -Fe) fazendo com que o *aftereffect* em cristais possa ser observado apenas em um estreito intervalo de temperatura.

A busca da minimização do potencial energético pelos átomos de carbono na rede cristalina, através de um posicionamento preferencial em relação a magnetização local, acaba por amortecer o movimento das paredes de domínio, uma vez que tais átomos tenderão a aprisioná-las em um poço de potencial cuja profundidade cresce com o passar do tempo devido ao processo de difusão.

Os conceitos acima não podem ser diretamente extrapolados para o fenômeno do *aftereffect* em metais amorfos, uma vez que as distorções estruturais presentes nestes materiais são muito maiores que as deformações induzidas localmente por átomos de carbono intersticiais em uma rede de α -Fe. Com isto, a importância da interação magnetoelástica pode vir a ser maior do que outros termos para a contribuição para a desacomodação.

Existem grandes diferenças entre o *aftereffect* observado em cristais e o que ocorre em amorfos. Em cristais, o *aftereffect* está relacionado com a presença de átomos específicos cujo ordenamento é caracterizado por energias de ativação bem definidas. No caso de amorfos há uma distribuição de energias de ativação cujo espectro é bastante largo, o que permite a observação do fenômeno em um intervalo de temperatura bastante grande. Estudos já comprovaram a existência do *aftereffect* em amorfos para temperaturas entre 4 K e a temperatura de Curie (T_c) do material [36]. Outra diferença marcante está no comportamento temporal da permeabilidade. Em cristais, a permeabilidade em função do tempo é normalmente dada por:

$$\mu(t) = A + Be^{-t/\tau_0} \quad (2.29),$$

Em metais amorfos, por outro lado, encontramos o seguinte comportamento:

$$\mu(t) = a - b \ln(t) \quad (2.30)$$

Embora, para materiais amorfos, não exista uma teoria que descreva de forma completa o fenômeno da relaxação, os resultados observados levaram a formulação de dois modelos [11, 12] cujo ponto comum é a consideração de que os defeitos intrínsecos da desordem local nos processos de ordenamento microscópicos levam ao fenômeno do *aftereffect*. Aqui, nos preocuparemos em dar maiores detalhes do modelo de Allia e Vinai, pois é neste modelo que nos basearemos para abordar o problema do *aftereffect* da Magnetoimpedância Gigante, descrito nos próximos capítulos.

A base da explicação da teoria de Allia e Vinai para o *aftereffect* está na resposta da seguinte indagação: O que são defeitos em materiais amorfos?

Em um sólido cristalino ideal, sua estrutura microscópica é completamente determinada ao especificarmos a simetria translacional e as posições dos átomos de uma célula unitária. Logo, defeitos estruturais podem ser definidos, sem ambigüidade, como sendo imperfeições na rede cristalina. Em sólidos amorfos a situação é completamente diferente. A estrutura de um amorfo só é completamente especificada se conhecermos as posições de todos os átomos do sólido. Entretanto, tal estrutura não irá se repetir para uma classe de materiais parecidos e nem mesmo para duas amostras de mesma composição. Logo, definir defeitos em amorfos como sendo imperfeições na estrutura do material não só é impraticável como não possui o menor significado. Para caracterizar e especificar a estrutura de um sólido amorfo precisamos utilizar alguma quantidade global, ao invés de simplesmente registrar as posições de todos os átomos que o compõem.

Em 1980, Egami *et al* [37] propuseram um modelo teórico para o estudo da estrutura microscópica de metais amorfos baseado na distribuição de tensões no sólido descrita pela quantidade chamada de tensor de tensão atômica σ_{ij} .

Huang, em 1950, utilizando o método das deformações homogêneas, deduziu a expressão geral para o tensor de tensão para um dado átomo em um conjunto de partículas interagentes em equilíbrio. Quando a interação atômica é descrita por uma força derivada de um potencial central ϕ , a energia do conjunto de átomos em um volume constante Ω é dada por:

$$E = \frac{1}{2} \sum_{\substack{i,j \\ i \neq j}} \phi(r_{ij}) \quad (2.31)$$

Onde r_{ij} é a distância de separação entre os átomos i e j . Neste caso a componente kl do tensor de tensão atômica agindo no átomo i é dada por [38]

$$\sigma_{kl} = \frac{1}{2\Omega} \sum_{j \neq i} \frac{\partial \phi(r_{ij})}{\partial r_{ij}} \frac{r_{ij}^k r_{ij}^l}{r_{ij}} \quad (2.32)$$

Onde r_{ij}^k e r_{ij}^l são as componente k e l do vetor r_{ij} , respectivamente. Observamos que os índices i, j, k e l se referem as coordenadas cartesianas.

O tensor de inércia definido na equação 2.32 depende da escolha do sistema de coordenadas a ser utilizado que, em um cristal pode ser feita de modo a facilitar os cálculos. No caso de um sólido amorfo, a escolha do sistema de coordenadas é completamente arbitrária, dificultando o trabalho de análise. Porém, pode-se obter a partir do tensor de tensão, certas quantidades que não dependem do sistema de coordenadas. Duas delas são a tensão de cisalhamento τ e a pressão hidrostática p , ambas dadas pelas seguintes expressões:

$$\tau = \left\{ \frac{1}{3} \left[\frac{(\sigma_{11} - \sigma_{22})^2}{2} + \frac{(\sigma_{22} - \sigma_{33})^2}{2} + \frac{(\sigma_{33} - \sigma_{11})^2}{2} \right] + \sigma_{12}^2 + \sigma_{13}^2 + \sigma_{23}^2 \right\}^{1/2} \quad (2.33)$$

$$p = \frac{1}{3} \sum_i \sigma_{ii} \quad (2.34)$$

Sendo assim, pode-se definir defeitos estruturais em amorfos como sendo regiões onde os valores locais de τ e p diferem de seus valores médios por mais de um certo valor típico obtido da teoria. A partir de simulações feitas por computador [39] verificou-se que existem regiões, que se estendem por 10-20 átomos, onde os valores de tais parâmetros estão correlacionados e diferem significativamente de seus valores médios. Assim, é possível caracterizar defeitos como sendo estas pequenas regiões onde os valores do tensor de tensão estão correlacionados. Em tais regiões a tensão pode ser de tração (defeitos p), de compressão (defeitos n) ou de cisalhamento (defeitos τ).

Tais defeitos podem se movimentar dentro da matriz amorfa através de dois processos básicos: recombinação de defeitos p e n , que ocorre por difusão irreversível mediante altas

energias de ativação (1.7-2.5 eV), ou movimento de defeitos τ que ocorre sem difusão atômica e exige energias bem mais baixas, podendo ser considerado como movimento coerente do defeito como um todo entre dois mínimos adjacentes da energia livre. Neste último caso o processo é considerado reversível e ocorre bem abaixo da temperatura de cristalização do material

O resultado final do modelo de Allia e Vinai nos leva a uma expressão para o *aftereffect* da permeabilidade magnética, ou seja, uma expressão para $\Delta\mu/\mu = (\mu(t_1) - \mu(t_2))/\mu(t_1)$. O desenvolvimento completo do modelo se encontra na referência [11]. Aqui daremos apenas o caminho a se seguir para a obtenção do resultado conclusivo.

Ao se considerar a energia magnetoelástica do sistema, consegue-se mostrar que apenas as regiões de tensão de cisalhamento interagem com a direção de magnetização local através da constante de magnetostricção de saturação λ_s [11].

No desenvolvimento do modelo de Allia e Vinai, assume-se que os defeitos estruturais sejam separados espacialmente, de forma que possam ser tratados como independentes. Dessa forma pode-se associar uma energia magnética para cada defeito e, por meio da estatística de Boltzmann, determinar a população de equilíbrio de cada nível de energia. A energia magnética total de um defeito de tensão é calculada como sendo a soma dos termos correspondentes a energia magnetoelástica e a energia de troca.

Geralmente, a energia magnetoelástica local de um sistema caracterizado por uma constante de magnetostricção isotrópica, λ_s , é dada por:

$$E_{\sigma}^k = -\frac{3}{2} \lambda_s \sum_{i,j} \sigma_{ij} \gamma_i \gamma_j \quad (2.35)$$

Onde σ_{ij} são as componentes do tensor de tensão, γ_i e γ_j são os cossenos diretores da magnetização local e, E_{σ}^k é a energia magnetoelástica correspondente a posição k (1,2) do defeito.

O termo da energia de troca é dado pela seguinte expressão:

$$E_{ex}^k = -g\mu_B \bar{H}_M \cdot \bar{S} \quad (2.36)$$

Onde g é o fator giromagnético, μ_B é o *magneton* de Bohr, H_M é o módulo do campo de troca e S é o módulo do vetor de magnetização local.

O número de defeitos que se encontram em cada nível k (N_k) de energia, na configuração de equilíbrio, é obtido através da estatística de Boltzmann e a energia total do sistema (E) é calculada a partir da seguinte média volumétrica:

$$E = \langle N_1 E^1 + N_2 E^2 \rangle \quad (2.37)$$

Onde E^k é a energia magnética, por unidade de volume, total de um defeito de tensão (soma dos termos magnetoelástico e de troca).

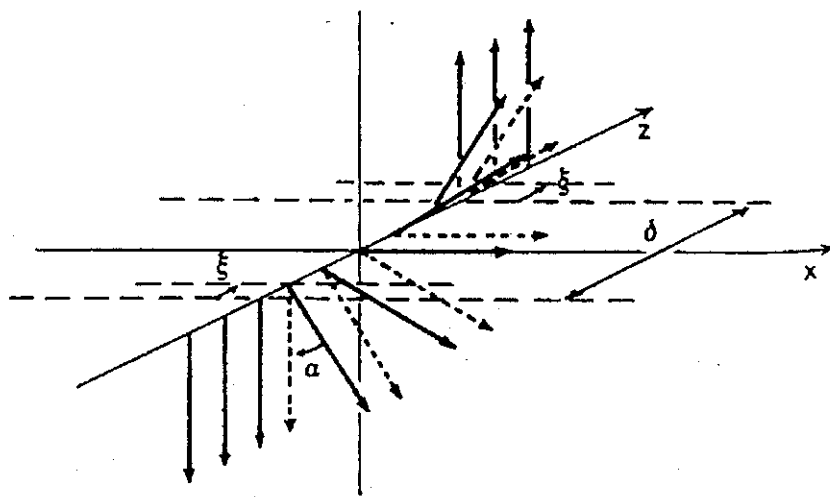


Figura II.7 : Esquema do deslocamento de uma parede de domínio de 180° . Aqui, δ é a largura da parede e ξ é o deslocamento a partir da posição de equilíbrio.

Quando uma parede de domínio de 180° se desloca na direção positiva do eixo z , como é mostrado na Figura II.7, a magnetização de um elemento de volume do material sofre uma rotação de um ângulo α no sentido horário. Tal rotação causará uma alteração nas componentes do tensor de tensão e, conseqüentemente, nos níveis de energia dos defeitos. No entanto, imediatamente após a parede se deslocar, número de defeitos que ocupam cada nível energético continua o mesmo, pois a redistribuição do sistema ocorre gradualmente. Logo, tal deslocamento causará um acréscimo no valor de E , pois estamos supondo que antes do movimento o sistema se encontrava em um mínimo de energia. Através da diferença de energia ΔE se calcula o campo de viscosidade ($H_T(\xi)$), que é definido como sendo a derivada do excesso de energia ΔE com relação ao deslocamento ξ da parede de domínio, e pode ser escrito da seguinte forma:

$$H_T(\xi) = \frac{\Delta E}{4I_s} g_p(\xi) \quad (2.38)$$

Onde I_s é a magnetização de saturação local e $g_p(\xi)$ é uma função do deslocamento de parede, que assume um valor máximo de 2.55 para um deslocamento $\xi=0.45A$. Sendo A largura da parede de domínio (ver Figura II.8) [40].

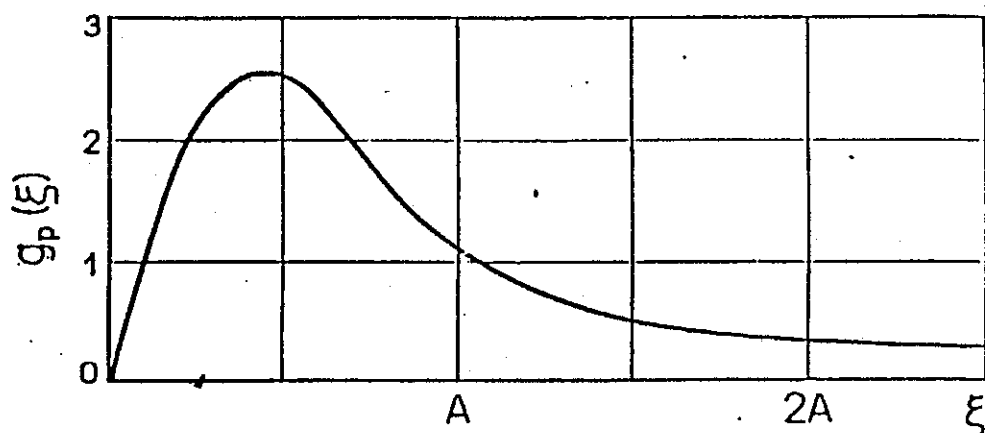


Figura II.8 : Comportamento da função $g_p(\xi)$. A é a largura da parede de domínio de 180° .

Empiricamente, mede-se a variação da indução magnética $\Delta B = B(t_1) - B(t_2)$. A dependência temporal de B é dada por:

$$B(t) = \mu [H_e + H_T(\xi)G(t)] \quad (2.39)$$

Onde H_e é o campo externo aplicado e $G(t)$ é uma função monotonicamente decrescente no tempo, tendo como limites $G(0)=1$ e $G(\infty)=0$.

A partir daí é obtido o valor para o *aftereffect* da permeabilidade magnética como sendo [41]:

$$\frac{\Delta\mu}{\mu} = \frac{\Delta B}{B} = g_p(\xi) \frac{9}{80} \langle N \rangle_T \frac{[G(t_1) - G(t_2)]}{H_e I_s} \lambda_s^2 \langle \tau^2 \rangle \quad (2.40)$$

Onde $\langle N \rangle_T$ é o número de defeitos móveis à temperatura T e $\langle \tau^2 \rangle$ é o segundo momento da tensão de cisalhamento.

A expressão acima prediz uma dependência quadrática do *aftereffect* com a constante de magnetostricção de saturação λ_s . Ou seja, materiais com magnetostricção nula não apresentariam desacomodação. Isso foi realmente observado em ligas amorfas a base de Fe [11]. No entanto, quando ligas a base de Co começaram a ser estudadas, observou-se que mesmo as composições não magnetostritivas apresentavam *aftereffect* [12]. Para explicar tais resultados Allia e Vinai refinaram seu modelo [25] avaliando as flutuações na energia de anisotropia magnética local provocadas pela distorção da estrutura amorfa. Para realizar os cálculos, foi considerado apenas o poliedro cujos vértices coincidem com os primeiros vizinhos de um átomo central. Para icosaédros a energia de anisotropia magnética é nula. Se o poliedro se afasta da simetria icosaédrica a energia de anisotropia aumenta. Ora, a distorção da simetria icosaédrica está relacionada com as componentes de cisalhamento do tensor de tensão. Portanto, a variação na energia de anisotropia pode ser expressa em termos da energia magnetoelástica local. Como consequência obtém-se uma nova constante de magnetostricção denominada de constante de magnetostricção efetiva λ_{eff} , cujo quadrado é expresso como segue:

$$\lambda_{eff}^2 = \lambda_s^2 + \langle m \rangle \lambda_u^2 \quad (2.41)$$

Onde $\langle m \rangle$ reflete o grau de distorção da configuração sendo que, para simetrias icosaédricas temos $m=0$.

Além disso, nota-se pela expressão 2.40 que o valor do *aftereffect* depende do deslocamento ξ da parede de domínio de 180° . Tal fato nos impede de comparar valores de $\Delta\mu/\mu$ para vários materiais diferentes com um campo aplicado H_e constante, pois o deslocamento das paredes será diferente para materiais com permeabilidades diferentes. Logo, para padronizar as medidas e permitir uma comparação da desacomodação para diferentes amostras considera-se sempre a situação em que o valor de $g_p(\xi)$ é máximo. Como já foi mencionado tal situação ocorre para um deslocamento que corresponde a, aproximadamente, metade da largura da parede de domínio e, para tal deslocamento, teremos $g_p(\xi)=2.55$.

Tais considerações nos levam, finalmente, a expressão de Allia e Vinai para o *aftereffect* em ligas amorfas (para uma derivação detalhada deve-se consultar a referência [25]):

$$\frac{\Delta\mu}{\mu} = A + B\lambda_s^2 = 2.55 \frac{3}{32} \frac{\langle N \rangle_T}{KT} \frac{[G(t_1) - G(t_2)]}{H_e J_s} \lambda_{eff}^2 \langle \tau \rangle^2 \quad (2.42)$$

Ou

$$\left(\frac{\Delta\mu}{\mu} \right) H_e J_s = A + B\lambda_s^2 \quad (2.43)$$

Onde:

$$A = 2.55 \frac{3}{32} \frac{\langle N \rangle_T}{KT} [G(t_1) - G(t_2)] \langle m \rangle \lambda_a^2 \langle \tau^2 \rangle \quad (2.44)$$

$$B = 2.55 \frac{3}{32} \frac{\langle N \rangle_T}{KT} [G(t_1) - G(t_2)] \langle \tau \rangle^2 \quad (2.45)$$

Neste modelo é mostrado que λ_s e λ_a não podem se anular simultaneamente, tendo como consequência imediata um valor de λ_{eff} sempre diferente de zero.

Das equações acima podemos determinar experimentalmente apenas T , $[G(t_1) - G(t_2)]$ e λ_s . Os parâmetros $\langle \tau^2 \rangle$ e $\langle m \rangle$ podem ser estimados a partir da simulação da estrutura do metal amorfo enquanto que λ_a e $\langle N \rangle_T$ podem ser obtidos apenas a partir da análise dos dados para $\Delta\mu/\mu$ [42]. Tais fatos fazem com que uma análise quantitativa do fenômeno se torne praticamente impossível.

A Figura II.9 mostra o comportamento do produto $(\Delta\mu/\mu)H_e J_s$ em função do módulo da magnetostrição para diversas ligas [25]. Os círculos abertos e fechados correspondem a ligas à base de Fe e Co respectivamente.

O processo de medida da desacomodação utilizado pelo grupo de Torino consiste em medir diretamente a permeabilidade do material através de um sinal induzido pelo material em uma bobina secundária, denominada de solenóide de captação (*pick-up*), quando a amostra está submetida a um campo oscilante externo H_e . Para iniciar a medida do *aftereffect* o material deve ser deslocado da configuração de equilíbrio através da desmagnetização, por um campo alternado de amplitude decrescente, ou pela saturação por um pulso de campo magnético.

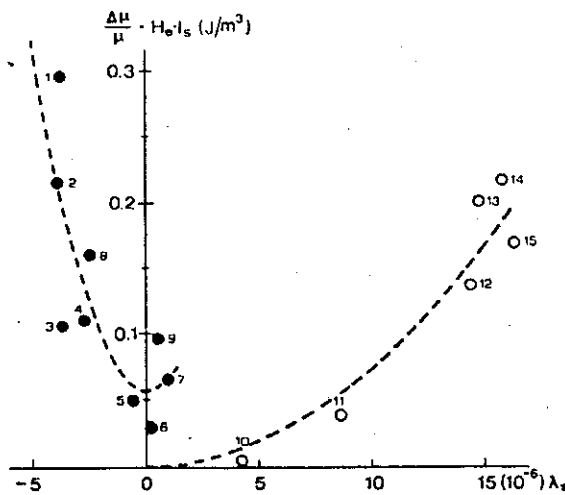


Figura II.9[25]: Comportamento à temperatura ambiente do produto $(\Delta\mu/\mu)H_0I_s$, em função de λ_s para ligas amorfas ricas em Fe (O) e Co (O).

O método impulsivo consiste em aplicar um pulso de campo magnético à amostra e, após o campo ser desligado, em $t=0$, medir-se a indução magnética B , entre dois tempos fixos, para obter a variação da permeabilidade relativa ao valor de equilíbrio. Inicialmente é levantada a curva ΔB em função de H_e , de onde se determina o valor de ΔB máximo (e o valor de B correspondente). A relação $\Delta\mu/\mu$ é obtida efetuando-se o cálculo de $\Delta B/B$ no máximo da curva $\Delta B(B)$ [43].

O modelo de Kronmüller [12] difere do de Allia e Vinai no que diz respeito a concepção de defeitos em amorfos. Kronmüller, fazendo uma analogia com o fenômeno da desacomodação em materiais cristalinos, modela o fenômeno em termos de pares de átomos interagindo com a magnetização local na vizinhança de um defeito tipo vacância [12]. Neste modelo também se consideram dois processos distintos: irreversíveis, que ocorrem por difusão de longo alcance, levando o sistema a configurações mais estáveis, e que provocam uma diminuição do volume livre do material e, portanto, o número de defeitos móveis disponível; e reversíveis, que estão relacionados com difusão de curto alcance e implicam transições entre configurações energeticamente quase-equivalentes.

Apesar desta diferença conceitual, o desenvolvimento de Kronmüller segue o mesmo procedimento do de Allia e Vinai, ou seja, utiliza-se o sistema de dois níveis (SDN) e a estatística de Boltzmann para calcular a população de cada nível de energia e obter a energia total do sistema. Neste modelo as energias de ativação são modificadas pelas energias de

interação magnética dos pares de átomos nas suas diferentes orientações. É importante notar que Kronmüller *et al*, no desenvolvimento do modelo, consideraram as energias de troca e de anisotropia local, além da magnetostritiva considerada por Allia *et al*. Porém, concluem que as duas últimas têm maior importância. Para um estudo detalhado do modelo de Kronmüller é sugerida uma consulta à referência [12].

Qualitativamente, o modelo de Kronmüller chega ao mesmo resultado do de Allia e Vinai, ou seja, a um comportamento quadrático do *aftereffect* com a constante de magnetostricção de saturação λ_s ($A_1 + B_1 \lambda_s^2$) porém, os coeficientes (A_1 e B_1) diferem dos encontrados por Allia e Vinai e são dados em termos de diferenças das componentes dos tensores das propriedades magnéticas. Especificamente, a constante B_1 é dada em termos das componentes de um tensor de força que descreve as deformações ao redor dos pares de átomos e de seu volume livre [42]. Isto faz com que seja impraticável uma comparação quantitativa entre os dois modelos.

4.2 Influências sobre o MAE

O MAE depende fortemente da história térmica do material, não somente através da constante de magnetostricção λ_s , que pode ser alterada através de tratamentos térmicos [44], mas também através do número de defeitos de cisalhamento móveis a temperatura T ($\langle N \rangle_T$), altamente sensível a relaxações estruturais, bem como ao processo de fabricação da amostra, ou seja, pedaços da mesma amostra podem ter MAE completamente distintos, em intensidade e espectro (curva $\Delta B/B$ vs. H_e), se não houver um controle rigoroso durante o processo de produção [45,46].

Tratamentos térmicos podem alterar o MAE de várias maneiras. Após uma relaxação estrutural, que pode ocorrer mediante o simples aquecimento a uma temperatura T_a abaixo da temperatura de cristalização T_c , o *aftereffect* diminui significativamente [46,47,48]. Este fato se deve a redução da mobilidade dos defeitos de cisalhamento, ou seja, o aquecimento a $T_a < T_c$ causará uma diminuição no número efetivo de defeitos de cisalhamento que contribuirão para o MAE ($\langle N \rangle_T$) [47].

Anisotropias magnéticas induzidas devido a tratamentos térmicos mediante a aplicação de campo magnético também exercem papel importante no comportamento do MAE. Ao se tratar térmicamente uma amostra na presença de campo magnético na direção de seu eixo

principal, um eixo fácil de magnetização longitudinal será induzido (seção 3 deste Capítulo). Tal tratamento com campo, assim como aqueles sem campo, provoca uma relaxação estrutural, que tende a reduzir o *MAE*. Porém, o efeito da anisotropia longitudinal induzida (que faz com que o número de paredes de domínios de 180° aumente e a magnetização ocorra basicamente por deslocamento de paredes de domínios) compensa a relaxação estrutural e o que se observa normalmente é um acréscimo na intensidade do efeito do *aftereffect*. Foi observado que o *MAE*, para o caso de tratamento com campo longitudinal, depende do tempo de tratamento [49], de modo que o efeito cresce até atingir um valor máximo, correspondente a um valor de tempo crítico para o qual o efeito da relaxação estrutural assume uma maior importância. Para tempos maiores que este tempo crítico o efeito do *MAE* decresce. Por outro lado, tratamento mediante campo transversal apresenta um efeito contrário, ou seja, a anisotropia transversal induzida (seção 3 deste capítulo) reduz drasticamente o número de paredes de domínios de 180° e faz com que a magnetização ocorra predominantemente por rotações de domínios. Tal efeito, juntamente com o da relaxação estrutural, provocam uma drástica redução do efeito do *MAE* [45, 49,50,51].

Tratamento térmico mediante a aplicação de tensão exerce uma influência completamente análoga ao do tratamento com campo, ou seja, se a anisotropia induzida for longitudinal teremos o acréscimo do *MAE*. Por outro lado, se o tratamento induzir uma anisotropia transversal, teremos uma redução do *aftereffect* [52].

A título de informação, verificou-se que tratamento térmico acima da temperatura de cristalização ($T_a > T_c$) também reduz o efeito do *MAE*, ou seja, observou-se que amostras no estado nanocristalino apresentam um *aftereffect* bastante reduzido [53].

5. Magnetoimpedância Gigante (GMI)

5.1 Introdução

O fenômeno chave do nosso estudo é a variação da impedância de um material magnético doce submetido a um campo magnético externo. Historicamente podemos considerar que a origem da descoberta deste fenômeno deve-se ao trabalho pioneiro de M. N. Baibich *et al* [4], que descobriram a Magneto-Resistência Gigante (*GMR*) em multi-camadas de (001)Fe/(001)Cr preparadas por Epitaxia de Feixe Molecular (*MBE*). Tal resultado

despertou rapidamente um enorme interesse da comunidade científica para os fenômenos de magneto-transporte eletrônico, levando, anos mais tarde, à descoberta da Magneto-Impedância Gigante (*GMI*).

A medida original foi feita a partir da aplicação de um campo magnético *dc* H uniforme, direcionado ao longo da amostra, na qual, através de uma fonte de corrente, aplicou-se um sinal também *dc* I_{dc} , que passa pela amostra, na mesma direção do campo ou perpendicular à ele. Enquanto o valor da corrente I_{dc} permaneceu fixo, variou-se o valor do campo externo H através de um potente magneto, pois são necessários altos valores de campo para a observação do fenômeno. Com variações nos valores de tensão, medidos nas extremidades da amostra, pode-se obter, sabendo o valor da corrente *dc* que passa pelo material, as variações nos valores de resistência. Em tais multicamadas observou-se variação nos valores da resistividade que chegou a ser reduzida por um fator de 2 com um campo de 2 T e a uma temperatura de 4.2 K. Observou-se ainda uma influência significativa da espessura das camadas de Cr na variação da resistividade das multi-camadas.

A explicação para o fenômeno da Magneto-Resistência Gigante observada neste trabalho, a qual não vou me deter pois não é o objetivo do meu estudo, é baseada no espalhamento, dependente de *spin*, de elétrons através do acoplamento antiferromagnético entre duas camadas vizinhas de Fe devido a introdução das camadas de Cr. Com a aplicação de um campo magnético externo, o acoplamento antiferromagnético é quebrado e as camadas adjacentes se acoplam ferromagneticamente, provocando uma mudança na resistividade intrínseca do material.

Embora termos, em potencial, grandes aplicações tecnológicas tais como sensores ou leitores magnéticos, os campos necessários para observar o efeito nas amostras estudadas são muito altos, da ordem de kOe, de modo a inviabilizar a aplicação.

A partir desta descoberta, que data de 1988, muitos outros autores publicaram medidas de magnetoresistência, não só em multicamadas variadas, mas também em sistemas granulares. Houve evolução no sentido em que, com o passar dos anos, obteram-se cada vez maiores variações de resistividade em função do campo aplicado. Porém, a sensibilidade $(\Delta R/R)/L$, onde $\Delta R = R(H) - R(H=0)$, $R = R(H=0)$ e L é a largura à meia altura do gráfico da resistência com o campo, ainda não passa de 1%-2%/Oe e os campos necessários para a observação do efeito continuam sendo relativamente altos.

Um passo importante, considerando a abordagem histórica, foi dado pelos indianos Mandal e Ghatak [2]. Eles mediram a Magneto-Resistência Gigante em fios amorfos de $\text{Co}_{68.1}\text{Fe}_{4.4}\text{Si}_{12.5}\text{B}_{15}$ submetidos a passagem de uma corrente alternada, e não mais contínua como era feito nos trabalhos anteriores. Foi encontrado, para uma frequência $f = 82\text{Hz}$ da corrente na amostra, valores de até 12% para a magnetoresistência, definida como sendo $GMR = (\Delta R/R)100$.

Estudo semelhante ao de Mandal e Ghatak é encontrado no trabalho de F. L. A. Machado *et al.* [3] onde mediu-se a magnetoresistência longitudinal e transversal, ou seja, a direção do campo externo H é paralela ou perpendicular, respectivamente, ao eixo da amostra, em fitas amorfas de $\text{Co}_{70.4}\text{Fe}_{4.6}\text{Si}_{15}\text{B}_{10}$ mediante a aplicação de uma corrente *ac* I . Neste trabalho, Machado *et al.* utilizaram amostras tratadas termicamente com e sem a presença de um campo magnético H_{an} aplicado perpendicularmente ao eixo da fita durante o tratamento. Verificou-se que a GMR era dez vezes maior no caso em que era aplicado o campo de tratamento H_{an} e, em ambos os casos, observou-se um crescimento significativo do efeito da GMR com o aumento da frequência f da corrente I que passa pela amostra. Machado *et al.* também observaram que a GMR longitudinal, no caso das amostras tratadas com campo, possuía um comportamento dominado por dois regimes (ver Figura II.10): para pequenos valores de H a GMR crescia rapidamente com H ($\propto H^2$), para altos valores de H , a GMR decrescia com H ($\propto -M^2$). Já para as amostras tratadas sem a presença de campo magnético, apenas um regime foi observado: a GMI sempre cresce com o campo H ($\propto H^2$). Eles reproduziram de modo satisfatório este tipo de comportamento propondo uma função que possuía duas contribuições, uma proporcional a H^2 baseada no modelo rotacional para anisotropia transversal [54] e outra proporcional a $-M^2$ baseada em efeitos atribuídos às correntes de *Eddy* [55]. A explicação para o fato de encontrarem o comportamento proporcional a H^2 para a GMR das amostras tratadas na ausência de campo foi baseada no modelo de anisotropia aleatória que prevê domínios orientados perpendicularmente ao eixo da fita, aos quais se pode aplicar o modelo rotacional para anisotropia transversal.

Em um outro trabalho Machado *et al.* [56], verificando a alta dependência do comportamento da GMR com a frequência concluíram que o modelo proposto no primeiro trabalho não era o mais apropriado para descrever o fenômeno da GMR observado. Neste trabalho eles apresentaram um modelo baseado nas propriedades de transporte de elétrons em um meio com domínios magnéticos para explicar a dependência da GMR com a frequência

[55], modelo que, mais tarde, também foi comprovado sua invalidade. A Figura II.10 mostra os resultados obtidos pelo grupo de Machado.

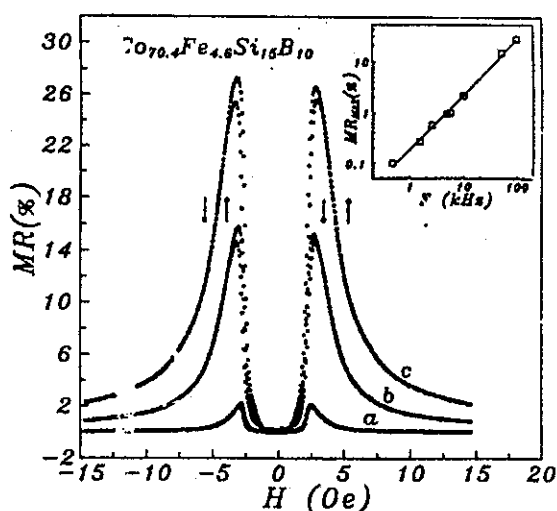


Figura II.10[56] : $GMR = \Delta R/R$ vs. H para três diferentes valores da frequência f da corrente I : (a) 9.77, (b) 50.77 e (c) 97.73 kHz. As setas indicam a direção na qual foi aplicado H . O destaque mostra a dependência do máximo da GMR em função da frequência f .

Até aquele ponto, os autores tentavam explicar o fenômeno da GMR mediante a aplicação de uma corrente alternada através de mudanças na resistividade intrínseca do material, como no caso convencional da GMR à corrente contínua [4]. Apesar destes trabalhos serem muito importantes, pois praticamente descobriram a GMR à corrente alternada, sabemos hoje que a origem do fenômeno é completamente distinta e está baseada, como veremos nos próximos parágrafos, nas equações clássicas de Maxwell para o eletromagnetismo.

Paralelamente a estes trabalhos de GMR , o grupo do professor Mohri anunciou a descoberta de outro efeito de magneto-transporte gigante, denominado efeito magnetoinduutivo [57] (MI), em fios amorfos de $FeCoSiB$, $CoSiB$ e $FeSiB$. Eles observaram que uma tensão induzida e_L aparecia nos extremos do fio quando o fluxo magnético circunferencial ϕ_θ variava no tempo ($e_L = d\phi_\theta/dt$), a qual é resultado da equação de Maxwell $\nabla \times E = -\partial B/\partial t$. Eles observaram também que a amplitude de e_L mudava quando um campo externo dc (H) era aplicado à amostra. Nestes trabalhos o fluxo ϕ_θ foi variado mediante a passagem de uma corrente ac de amplitude $I=30$ mA e frequência $f=1$ kHz através dos fios.

O primeiro trabalho onde encontramos o termo “Magneto-Impedância Gigante” e sua correta explicação, foi o de R. S. Beach e A. E. Berkowitz [5]. Tal termo foi introduzido

devido, basicamente, ao fato de eles não analisarem somente a componente resistiva R da impedância Z ($Z=R+iX$), mas também observaram possíveis variações, com o campo aplicado H , da reatância X de amostras de $\text{Fe}_{4.3}\text{Co}_{68.2}\text{Si}_{12.5}\text{B}_{15}$ em forma de fios. Neste trabalho foi possível variar a frequência f da corrente I aplicada na amostra, de zero, no limite dc , a valores da ordem de megahertz. Com altas frequências foi possível detectar grandes variações de impedância, se comparadas com as observadas em trabalhos anteriores, onde o intervalo de frequência era bem menor, $0 \leq f \leq 100\text{kHz}$.

A Figura III.29 mostra a variação das componentes da impedância Z com o campo axial aplicado (aqui denominado de H_A) encontrada por Beach e Berkowitz para o fio de FeCoSiB . A corrente aplicada teve uma amplitude de $I=11\text{ mA}$ e uma frequência $f=72\text{ kHz}$.

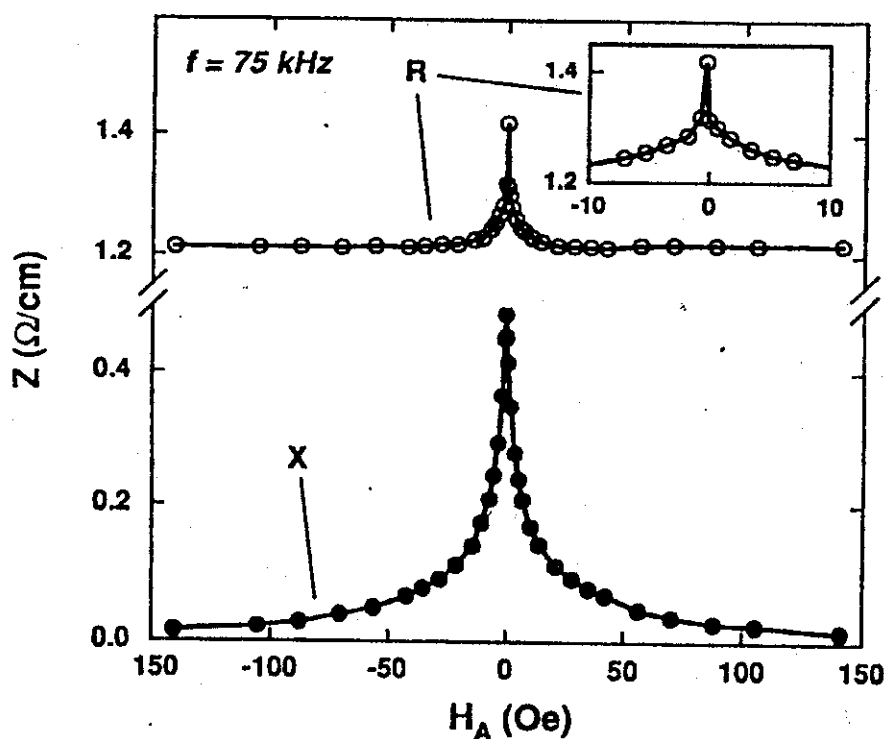


Figura III.29 [5]: Componente resistiva e reativa (R e X respectivamente) da impedância (por cm) como função do campo axial aplicado. A amplitude da corrente de sonda foi de $I=11\text{ mA}$ e sua frequência de $f=72\text{ kHz}$

Para explicar a dependência da impedância Z com a frequência f da corrente de sonda I , Beach e Berkowitz utilizaram o desenvolvimento, aceito como correto nos dias de hoje, encontrado no livro do Landau e Lifschitz [7], onde é calculada a impedância de um fio no

qual está passando uma corrente oscilatória de amplitude I e frequência f , através das equações de Maxwell para o eletromagnetismo. Levando em consideração que o campo magnético provocado pela corrente oscilatória I é circunferencial, foi considerado nos cálculos apenas a permeabilidade circunferencial μ_ϕ . Escrevendo, em primeira aproximação, $B_\phi = \mu_\phi H_\phi$, teremos a seguinte expressão para a impedância do fio (o desenvolvimento completo do cálculo se encontra no Apêndice A):

$$Z = R + iX = \frac{1}{2} R_{dc} k a \frac{j_0(ka)}{j_1(ka)} \quad (2.46)$$

Com:

$$\delta = \frac{c}{2\pi} \sqrt{\frac{\rho}{\mu_\phi f}} \quad (2.47)$$

$$k = (1+i) \frac{a}{\delta} \quad (2.48)$$

Onde J_i são as funções de Bessel de primeira ordem, R_{dc} é a resistência do fio (por cm) para $f=0$, $i^2=-1$ e a é o raio do fio. A quantidade δ é chamada de “profundidade de penetração” e nos dá a idéia de quanto o campo magnético penetra no interior do fio. O campo magnético é reduzido pelo fator $1/e$ em relação ao seu valor na superfície, à uma distância δ a partir da superfície do fio. Tal profundidade de penetração é responsável pelo efeito pele, ou seja, para frequências e permeabilidades suficientemente altas, o comprimento de penetração pode se tornar menor, ou até mesmo muito menor, que o raio do fio, fazendo com que a corrente que passa pela amostra fique distribuída apenas em uma região próxima à superfície do material. A Figura II.12 nos mostra a distribuição radial da densidade de corrente para dois comprimentos de penetrações diferentes correspondentes a um fio de raio $a=62.10^{-6}m$ [58].

Através das equações 2.46, 2.47 e 2.48 Beach e Berkowitz ajustaram os resultados obtidos para as suas amostras considerando como parâmetro apenas a permeabilidade circunferencial μ_ϕ , tida como uma quantidade real. Tal ajuste está mostrado na Figura II.13, onde se obteve $\mu_\phi=6074$ para $H=0$, em concordância com os valores de permeabilidade de materiais ferromagnéticos amorfos, e $\mu_\phi=94$ para $H=140$ Oe.

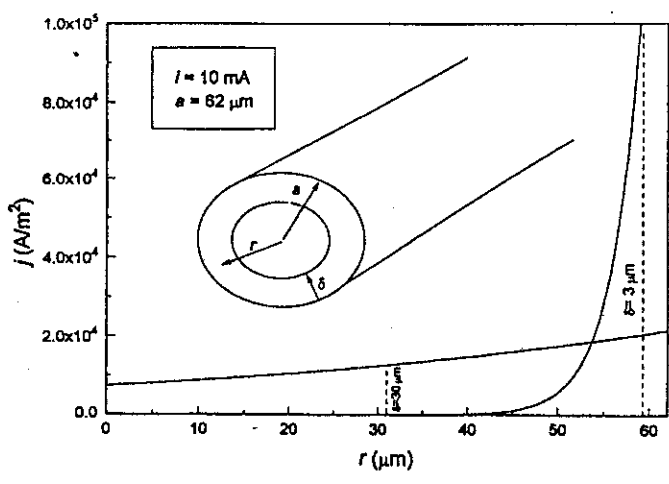


Figura II.12 [58]: Distribuição radial da densidade de corrente j , para dois diferentes comprimentos de penetração ($\delta=30.10^{-6}\text{m}$ e $\delta=3.10^{-6}\text{m}$). O raio de fio é de $a=62.10^{-6}\text{m}$, $I=10 \text{ mA}$.

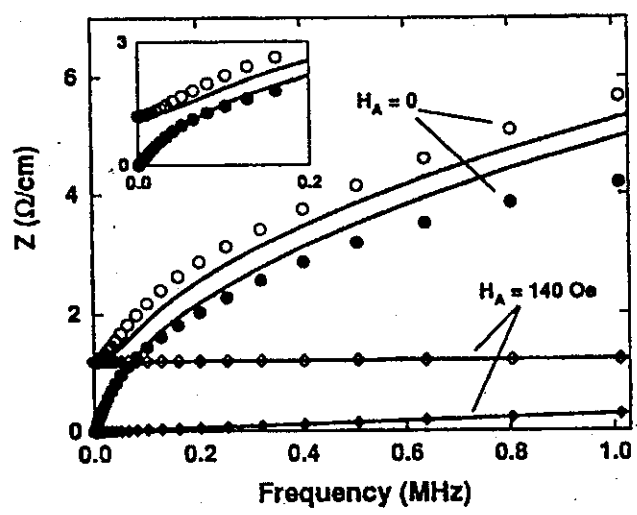


Figura II.13 [5]: Dependência da resistência e da reatância com a frequência para campo externo longitudinal $H_A=0$ e 140 Oe e amplitude de corrente de sonda $I=10\text{mA}$. $R(H_A=0)$ (O), $X(H_A=0)$ (●), $R(H_A=140 \text{ Oe})$ (○) e $X(H_A=140 \text{ Oe})$ (◆). As linhas cheias são o ajuste para o parâmetro μ_ϕ .

Tal ajuste posteriormente foi melhorado considerando a permeabilidade dependente da frequência f da corrente I [5].

A partir desta explicação, o efeito magnetoindutivo observado por Mohri *et al.*[57] passou a ser um caso particular da GMI para baixas frequências, onde não ocorre o efeito pele.

A expressão para a impedância dada pela equação 2.46 é bastante complexa e o seu comportamento com o comprimento de penetração δ não é explícito. Para se ter uma idéia qualitativa de como a impedância de um fio varia com o comprimento de penetração δ , pode-se fazer o seguinte raciocínio: a resistência de um fio de resistividade ρ , comprimento l e área de seção reta S pode ser escrita como segue:

$$R = \rho \frac{l}{S} \quad (2.49)$$

Como já dissemos, para valores de frequências e permeabilidades suficientemente altas, o comprimento de penetração pode tomar valores menores que o raio do fio, fazendo com que a área efetiva por onde está passando corrente diminua e, conseqüentemente, aumente a resistência do fio, como podemos perceber na equação 2.49. Quando um campo externo H é aplicado ao longo do eixo do fio, a permeabilidade circunferencial μ_ϕ cai bruscamente causando um aumento no comprimento de penetração δ (ver equação 2.47) acompanhado de uma diminuição na resistência R do fio.

Para visualizarmos a dependência da componente reativa X da impedância Z com a frequência f e com a permeabilidade circular μ_ϕ , consideraremos um modelo simples, apresentado por M. Knobel *et al* [13] em um trabalho onde estudaram a *GMI* em fios de estrutura nanocristalizada de $\text{Fe}_{73.5}\text{Si}_{13.5}\text{B}_9\text{Cu}_1\text{Nb}_3$. Partindo da hipótese inicial de que $\delta \gg a$, ou seja, de que a corrente flui uniformemente em toda a área reta do fio, temos que a componente fora de fase da tensão induzida nas extremidades da amostra pode ser escrita como segue [59]:

$$V_{90^\circ} = 0.35 \mu_0 a l \frac{\partial M_\phi}{\partial t} \quad (2.50)$$

Onde l é o comprimento do fio. Neste caso, o campo circular gerado pela corrente I é dado por:

$$H_\phi(r) = \frac{Ir}{2\pi a^2} \quad (2.51)$$

Onde r é a distância radial a partir do eixo do fio. Considerando o valor rms da componente em quadratura da tensão induzida, ou seja, a raiz quadrada do valor médio do quadrado da tensão, teremos a seguinte expressão para $V_{90^\circ}^0$:

$$V_{90}^0 = 0.7\pi\mu_0 a l f H_0 \chi_{\phi rms} \quad (2.52)$$

Onde f é a frequência da corrente senoidal I e H_0 é a amplitude do campo $H(t) = H_0 \exp(-i2\pi f t)$. Fazendo $H_0 = \langle H_{\phi}(r) \rangle = I/4\pi a$ teremos para a reatância X , definida como $X = V_{90}^0/I$:

$$X = 0.175\mu_0 l f \langle \chi_{\phi rms} \rangle \quad (2.53)$$

Onde:

$$\langle \chi_{\phi rms} \rangle = \sqrt{\frac{1}{T} \int_0^T \left(\frac{\partial M}{\partial H} \right)^2 dt} \quad (2.54)$$

E T é o período da corrente oscilatória I .

Para materiais magnéticos doces, podemos considerar desprezível a diferença entre a susceptibilidade relativa e a permeabilidade relativa ($\mu_r = \chi_r + 1$). Logo, quando a distribuição de corrente e a permeabilidade circular são consideradas homogêneas, temos a seguinte relação entre a reatância X e a permeabilidade circular relativa $\mu_{\phi} = \mu_{\phi}/\mu_0$ (onde abandonarei o subscrito r para facilitar a notação):

$$X = 0.175\mu_0 l f \mu_{\phi} \quad (2.55)$$

Vemos na equação 2.55 que a reatância X cresce com o aumento de f e de μ_{ϕ} . A partir desta expressão Knobel *et al* avaliaram a permeabilidade circular do fio seguindo o raciocínio que descreverei nos próximos parágrafos.

Eles consideraram, em primeira aproximação, que a variação da componente R da impedância, é devida apenas à mudança no valor da área efetiva pela qual a corrente flui no fio, devido ao efeito pele. Sendo assim, podemos considerar que a corrente I flui apenas em uma região próxima à superfície do fio dada por:

$$S = \pi[a^2 - (a - \delta)^2] \quad (2.56)$$

Podemos avaliar o valor do comprimento de penetração δ através da razão R_{dc}/R_{ac} , onde R_{dc} é a resistência do fio para $f=0$ e R_{ac} é a componente da impedância em fase com a corrente medida em uma dada frequência f . A partir da expressão 2.49 imediatamente chegaremos a seguinte expressão para o comprimento de penetração δ :

$$\delta = a \left(1 - \sqrt{1 - \frac{R_{dc}}{R_{ac}}} \right) \quad (2.57)$$

Agora podemos substituir o valor de δ obtido de 2.57 na equação para o comprimento de penetração 2.47 e, assim, avaliarmos a permeabilidade circular μ_ϕ . Knobel *et al* encontraram valores de permeabilidades da mesma ordem de grandeza dos encontrados por Beach e Berkowitz [5,13].

O raciocínio exposto acima foi totalmente desenvolvido para amostras na forma de fios, no entanto, no caso de fitas, desde sua descoberta [60], vem sido vastamente estudado. O fenômeno da *GMI* possui a mesma origem e o raciocínio é totalmente análogo (substituindo a permeabilidade circular μ_ϕ pela transversal μ_t). Não há uma concordância com respeito a geometria ideal a se usar para a obtenção de altos valores de *GMI* bem como altas sensibilidade. A diferença básica entre fios e fitas está na anisotropia transversal presente no material que, como veremos na próxima seção, exerce alta influência sobre a *GMI*. Sabe-se que para frequências até 6 MHz amostras em forma de fios possuem uma maior sensibilidade, mas a amplitude do efeito é similar a encontrada nas fitas [61]. Se por um lado, no caso de fitas, chegar a uma expressão analítica da impedância em função dos parâmetros pertinentes é bem mais complicado, por outro os cálculos baseados em estruturas de domínios específicas são facilitados devido a geometria plana [62]. No caso das fitas, também se estuda a magnetoimpedância transversal (*TGMI*), ou seja, o campo externo H é aplicado na direção perpendicular a da corrente I [63]. Foi verificado que o fenômeno da *TGMI* possui magnitude comparável ao longitudinal, porém, deve-se levar em conta contribuições importantes dos campos de desmagnetização para se explicar o efeito [63].

A partir do trabalho de Beach e Berkowitz [5] muitos autores publicaram resultados de medidas de *GMI* em fios e fitas e comprovaram a origem clássica descrita nos parágrafos anteriores [64,65,63] dentre muitos outros que mencionarei ao longo deste trabalho.

Resumindo, concluímos que o efeito da *GMI*, ou seja, a variação da impedância Z de uma amostra submetida à passagem de uma corrente elétrica alternada I , devido a aplicação de um campo dc externo H , está intimamente ligado a combinação do efeito pele (caracterizado pelo comprimento de penetração δ) juntamente com a variação da permeabilidade circunferencial μ_ϕ com o campo longitudinal H .

Os resultados de medida de magnetoimpedância gigante (*GMI*), na grande maioria das vezes, são apresentados como uma grandeza adimensional relativa, sendo necessária a definição de um ponto de referência, ou seja, um valor de impedância para um determinado campo de referência H_{ref} a partir do qual será tomado os valores da *GMI*. Podemos tomar as definições de *GMI* como sendo as que seguem:

$$GMI_R = \frac{R(H) - R(H_{ref})}{R(H_{ref})} \tag{2.58}$$

$$GMI_X = \frac{X(H) - X(H_{ref})}{X(H_{ref})} \tag{2.59}$$

$$GMI_Z = \frac{|Z(H)| - |Z(H_{ref})|}{|Z(H_{ref})|} \tag{2.60}$$

Como veremos no próximo capítulo, neste trabalho foi tomado $H_{ref}=0$.

Apesar da origem básica da *GMI* ser de fácil entendimento, existem muitos fatores que podem influenciar no comportamento da impedância de um material ferromagnético amorfo com campo *dc* *H* aplicado, sendo que todos estes fatores se refletem na dependência da permeabilidade (circular μ_ϕ , no caso de fios ou transversal μ_t , no caso de fitas) através das anisotropias magnéticas existentes no material. Tais anisotropias podem ser intrínsecas ou induzidas através de algum tipo de tratamento ou de tensão aplicada, no caso de materiais magnetostritivos (seção 2 deste capítulo). A próxima seção tratará exatamente da influência de anisotropias induzidas no efeito da *GMI*.

5.2 Influência de anisotropias magnéticas induzidas no comportamento da GMI

A variação de μ_ϕ com o campo externo *H* depende da resposta da estrutura de domínios da amostra à este campo. Por sua vez a estrutura de domínios é basicamente determinada pelas anisotropias magnéticas existentes no material. Como foi visto na seção 2, podemos alterar a estrutura de domínios de um material ao induzirmos, por meio de tratamentos térmicos, anisotropias magnéticas bem definidas. A influência de anisotropias magnéticas induzidas no comportamento da *GMI* de ligas amorfas tem sido motivo de constante estudo. Nos próximos

parágrafos apresentarei uma breve revisão na qual ilustrarei o efeito da anisotropia induzida no comportamento da *GMI* através de resultados encontrados por vários autores.

R. Sommer e C. L. Chien, em um artigo bastante didático [66] mostraram os resultados do estudo da influência da anisotropia induzida por tratamento térmico mediante a aplicação de campo magnético, em fitas de $\text{Co}_{70.4}\text{Fe}_{4.6}\text{Si}_{15}\text{B}_{10}$. Foram apresentados os resultados da *GMR* longitudinal (H paralelo à corrente I), ou seja da variação da componente resistiva da impedância Z (aqui definida em relação ao estado de saturação), para uma corrente de sonda de amplitude $I=10$ mA e frequência $f=100$ kHz, para quatro diferentes estados anisotrópicos da amostra: como fabricada, tratada termicamente a uma temperatura $T_{an}=300^{\circ}\text{C}$, tratada a $T_{an}=300^{\circ}\text{C}$ mediante a aplicação de um campo magnético de $H_{an}=2$ kOe paralelo ao eixo da amostra e tratada a $T_{an}=300^{\circ}\text{C}$ com $H_{an}=2$ kOe perpendicularmente ao eixo da amostra.

Os resultados encontrados por Sommer e Chien estão mostrados na Figura II.14.

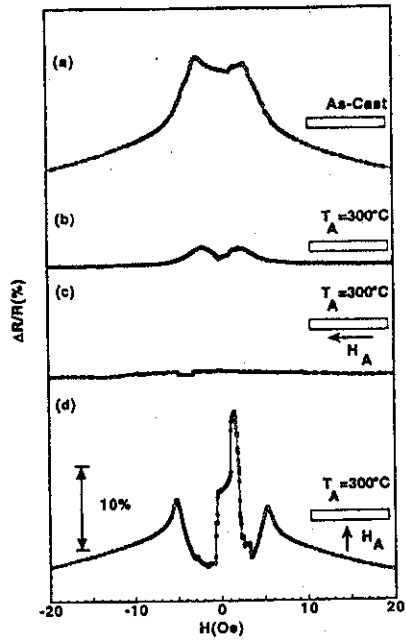


Figura II.14 : Comportamento da *GMR* para uma corrente $I=10$ mA e $f=100$ kHz. Temos aqui vários estados anisotrópicos: (a) como fabricada, (b) $T_{an}=300^{\circ}\text{C}$ sem campo, (c) $T_{an}=300^{\circ}\text{C}$ com H_{an} paralelo ao eixo da amostra e (d) $T_{an}=300^{\circ}\text{C}$ com H_{an} perpendicular ao eixo da amostra.

Como vemos na Figura II.14, enquanto a amostra como-fabricada apresenta um acentuado efeito de *GMR*, a amostra tratada na ausência de campo tem a *GMR* bastante reduzida. Mais significativamente, a amostra tratada na presença de campo longitudinal apresenta uma *GMR* quase imperceptível. Entretanto, a amostra tratada na presença de campo

na direção transversal novamente apresenta uma acentuada *GMR*, porém, seu comportamento em função do campo H aplicado é substancialmente diferente daquele apresentado pela amostra como-fabricada.

Como sabemos, mesmo amostras com magnetostrição de saturação λ_s próxima de zero apresentam, mesmo que em escala reduzida, uma anisotropia magnética residual, possivelmente devido ao processo de fabricação no qual foi submetida tal amostra. O tratamento térmico na ausência de campo magnético tem o efeito de relaxar as tensões residuais internas e, conseqüentemente, diminuir a anisotropia magnética. A redução da anisotropia causará um aumento na permeabilidade do material tornando-o mais doce do ponto de vista magnético. A drástica redução no efeito da *GMR* após o tratamento sem campo indica que altas permeabilidades não necessariamente implicam em grande efeitos de *GMI*. As amostras tratadas termicamente na presença de campo revelam a importância da anisotropia magnética, especialmente da anisotropia transversal, na *GMI*. Como já sabemos (seção 2 do capítulo II), tratamento térmico mediante aplicação de campo magnético induz um eixo de anisotropia paralelo ao campo aplicado. Tratamento na presença de campo longitudinal reduz drasticamente a componente transversal da anisotropia, praticamente eliminando o efeito da *GMI*. Por outro lado, tratamento na presença de campo perpendicular ao eixo da amostra induzirá um eixo de anisotropia transversal o que implicará no acentuado efeito de *GMI*, como observamos na Figura II.14(d). Tais resultados obtidos por Sommer e Chien concluem que a presença de anisotropia magnética transversal é essencial para se obter altos valores de *GMI*.

Resultados muito parecidos aos encontrados por Sommer e Chien são apresentados no trabalho de A. N. Medina *et al.* [67], onde eles estudaram o comportamento da *GMI* em fitas de $\text{Fe}_{4,6}\text{Co}_{70,4}\text{Si}_{15}\text{B}_{10}$ para quatro estados anisotrópicos diferentes: como-fabricada, tratada a 250°C durante 15 min sem a presença de campo, tratada a 250°C durante 15 min com campo de 2 kOe longitudinal e tratada nas mesmas condições das anteriores porém com o campo transversal.

Em um trabalho bastante interessante, A. D. Santos *et al.* [68] analisaram a dinâmica da estrutura de domínios de uma fita de $\text{Co}_{70,4}\text{Fe}_{4,6}\text{Si}_{15}\text{B}_{10}$ durante o processo de medida da *GMI* longitudinal, ou seja, H paralelo ao eixo da fita. Tal amostra foi previamente tratada à uma temperatura $T_{an}=300^\circ\text{C}$ durante 15 min sob a ação de um campo magnético $H_{an}=3$ kOe aplicado no plano da amostra na direção perpendicular ao seu eixo. Através da técnica do efeito Kerr magneto-óptico, Santos *et al.* obtiveram as curvas de magnetização da amostra em

função de H , para as direções paralela e perpendicular da magnetização M em relação ao campo H . A partir das duas componentes da magnetização, paralela e perpendicular ao eixo da fita, foi possível determinar a evolução da direção da magnetização em função da intensidade do campo externo H .

Usando o mesmo sistema de medidas, porém agora fazendo passar uma corrente senoidal de amplitude $I=10$ mA e frequência $f=10$ kHz ao longo do eixo da amostra, eles obtiveram a dependência da susceptibilidade transversal χ_t em função de H . Os resultados obtidos por Santos *et al.* estão mostrados na Figura II.15.

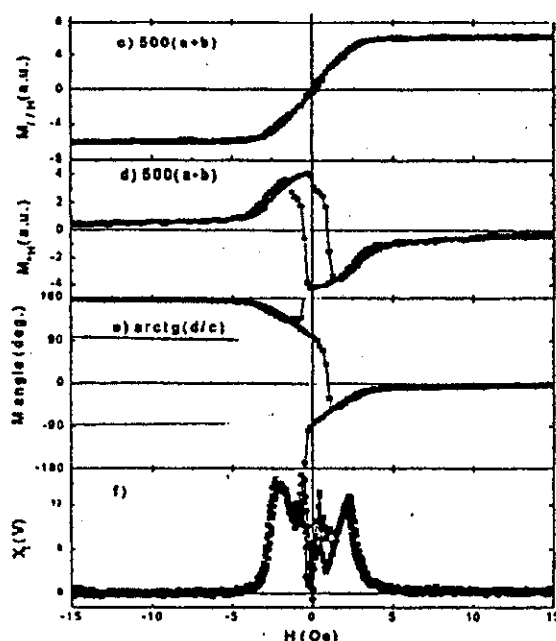


Figura II.15 : (a) curva de histerese para $M//H$, (b) para $M\perp H$, (c) direção de M com relação a H e (d) χ_t em função de H .

A curva de magnetização na direção paralela ao eixo da fita possui um comportamento linear com H , o que nos revela que a magnetização nesta direção está ocorrendo predominantemente por rotação de domínios, comprovando a existência de anisotropia transversal. Já a curva de magnetização na direção perpendicular ao eixo da amostra apresenta um valor de M máximo para campos próximos de zero o que nos revela que, na ausência de campo externo, a magnetização espontânea está na direção perpendicular ao eixo da fita, comprovando mais uma vez que a anisotropia magnética após o tratamento com campo é essencialmente transversal, ou seja, na direção do campo H_{an} .

O gráfico da evolução da direção de magnetização em função de H enfatiza mais uma vez que a magnetização longitudinal ocorre por rotação de domínios, uma vez que parte de 90° (em relação ao eixo da fita) para campo nulo e varia linearmente com H até atingir o valor 0° e, a partir deste ponto, não mais variar com o aumento de H .

O comportamento da susceptibilidade transversal χ_t em função de H , como já foi dito, foi obtido mediante a aplicação de uma corrente alternada I ao longo do eixo da amostra. Eles observaram que tal curva possui picos (cujas posições coincidem com as dos picos de GMI) nas posições nas quais a direção da magnetização possui um comportamento linear e atribuem ao movimento das paredes de domínio a existência dos picos na região de campo próximo de zero. Tais conclusões tiradas a partir das curvas de magnetização, juntamente com suas

comprovações através da observação direta da evolução da estrutura de domínios pelo efeito Kerr magneto-óptico longitudinal (LMOKE) [68], levaram Santos *et al.* a proporem um modelo para a dinâmica dos domínios (Figura II.16) em amostras com anisotropia transversal

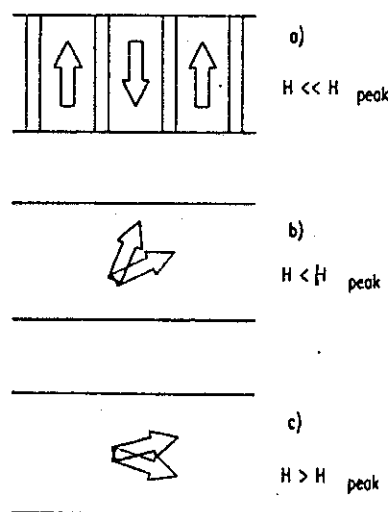


Figura II.16: Modelo, proposto por Santos *et al.* para a dinâmica da estrutura de domínios durante a medida de GMI .

Para H próximo de zero (Figura II.16 (a)), temos uma estrutura de domínios cujos momentos estão na direção perpendicular ao eixo da amostra. O efeito da corrente ac I é somente deslocar as paredes de domínio longitudinalmente, cujos limites estão marcados pelas linhas sólidas e tracejadas que representam os picos da corrente I . Já para $0 < H < H_{pico}$, onde H_{pico} é o campo para o qual temos GMI (ou χ_t máxima), a direção da magnetização oscilará em

torno de uma posição de equilíbrio próxima a direção transversal, porém um pouco deslocada na direção do campo H (ver Figura II.16 (b)). Finalmente, para $H > H_{pico}$, situação mostrada na Figura II.16 (c), a direção de equilíbrio se torna paralela à do campo H e a corrente I fará com que a magnetização oscile entre posições simétricas em torno da direção de equilíbrio.

As verificações encontradas no trabalho de Santos *et al.* [68] bem como o modelo proposto para a estrutura de domínios durante a medida de GMI , estão em completa concordância com os resultados encontrados por Sommer e Chien [66] e por A. N. Medina *et al.* [67] descritos no começo desta seção.

K. V. Rao *et al.* [6] estudaram o efeito de anisotropia induzida por tratamento térmico na presença de campo em fios de $(Co_{94}Fe_6)_{72.5}Si_{12.5}B_{15}$. Neste trabalho, quatro amostras deste fio foram submetidas a diferentes condições de tratamento com o objetivo de induzir, em cada uma, diferentes anisotropias magnéticas. Uma amostra permaneceu em seu estado como-fabricada enquanto as outras três foram submetidas a uma corrente I_{an} de 350 mA durante 30 min. Durante o tratamento, uma amostra foi submetida a um campo H_{an} paralelo ao seu eixo, induzindo assim uma anisotropia longitudinal. A segunda amostra foi tratada somente com a corrente I_{an} para favorecer a indução de anisotropia circunferencial (análoga a anisotropia transversal em fitas). Por fim, a terceira amostra foi submetida, durante o tratamento, a um campo H_{an} de intensidade tal que induzisse uma anisotropia helicoidal direcionada a 45° em relação ao eixo do fio na sua superfície.

As curvas de histerese axial mostraram que a magnetização mediante um campo H paralelo ao eixo do fio segue um comportamento semelhante ao verificado no caso das fitas, ou seja, o fio tratado com campo perpendicular ao eixo apresenta um curva de magnetização cuja dependência com H é praticamente linear, revelando que a magnetização ocorre predominantemente por rotação de domínios e que, realmente, a anisotropia neste caso é circunferencial. Já o fio tratado com campo paralelo ao eixo apresenta uma curva de magnetização retangular com $M_r/M_s \cong 1$, revelando um eixo de fácil magnetização na direção longitudinal, ou seja, apresenta anisotropia longitudinal. Os fios como-fabricado e com anisotropia helicoidal apresentam um comportamento intermediário [6]. O comportamento da GMI também foi o mesmo encontrado para as fitas, ou seja, o maior efeito foi encontrado para o fio com anisotropia circunferencial. Vários outros trabalhos estudaram o efeito da anisotropia induzida por campo no comportamento da GMI e chegaram sempre em resultados semelhantes aos apresentados nesta seção [69,70,71,72,73].

Como visto na seção 2 do capítulo II, outra maneira de se induzir anisotropia magnética é submeter a amostra ao tratamento térmico mediante a aplicação de tensão σ . Embora anisotropia induzida por tratamento térmico mediante tensão não ser completamente entendida, encontramos vários trabalhos onde se estudou a influência da anisotropia magnetoelástica no comportamento da *GMI*.

M. Knobel *et al.* [58], em um trabalho bastante ilustrativo, estudaram detalhadamente a influência da aplicação de tensão à amostra no efeito da *GMI* em fios amorfos a base de cobalto com constantes de magnetostricção de saturação λ_s próximas de zero, positivas e negativas. Para os fios com $\lambda_s > 0$ foi observado que, ao aplicarem uma tensão de 164 MPa, o valor inicial da componente resistiva sofria uma drástica redução em relação ao seu valor no estado não tensionado (65% do seu valor inicial), enquanto que para a componente reativa a redução ocorria com maior continuidade, chegando a sofrer uma redução de 300% do seu valor inicial quando uma tensão de 656 MPa foi aplicada.

Deve-se observar que neste caso ($\lambda_s > 0$) tanto a tensão quanto o campo axial H tendem a induzirem uma anisotropia longitudinal, favorecendo uma configuração axial de domínios, e assim, reduzindo a permeabilidade circular μ_ϕ . Podemos ver os resultados encontrados por Knobel *et al.* para o fio com $\lambda_s > 0$ nas Figuras II.17 e II.18

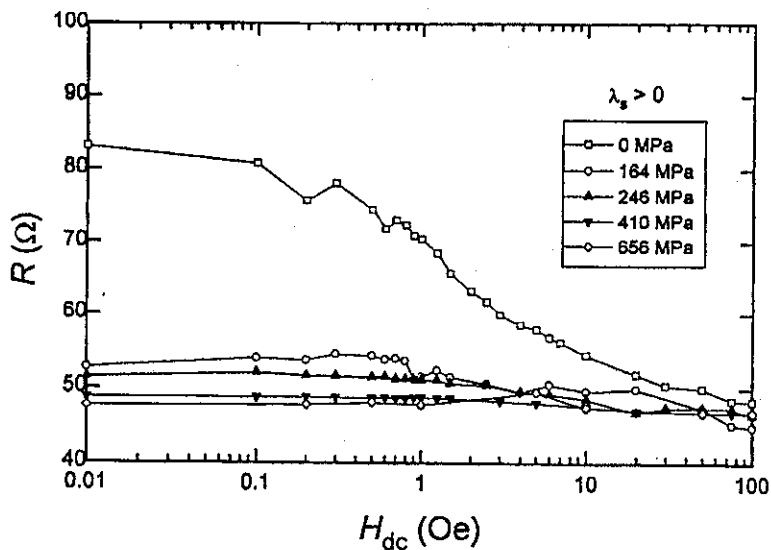


Figura II.17 [58]: Dependência com o campo aplicado da componente resistiva da impedância para o fio amorfo de $\text{Fe}_{4.9}\text{Co}_{71.8}\text{Nb}_{0.8}\text{Si}_{7.5}\text{B}_{1.5}$ no caso de diferentes tensões aplicadas. A frequência da corrente I foi de $f=100$ kHz.

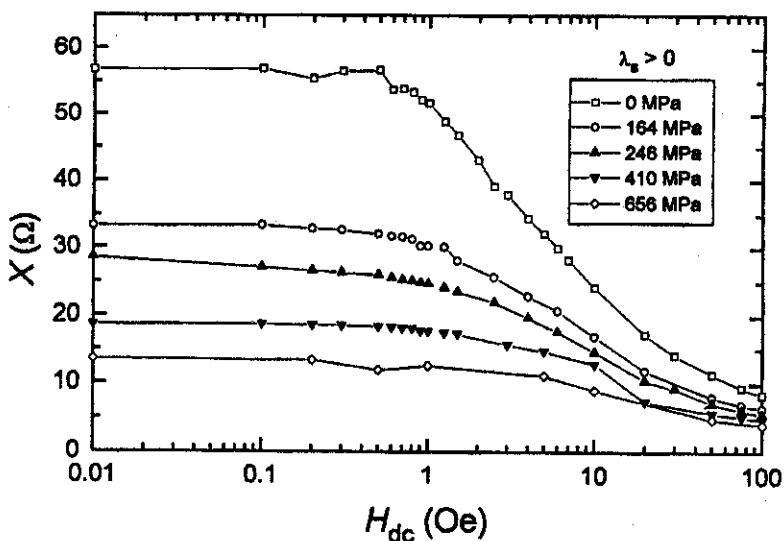


Figura II.18 [58]: Dependência com o campo aplicado da componente reativa da impedância para o mesmo fio da Figura II.17 no caso de diferentes tensões aplicadas. $f=100\text{kHz}$.

Para fios com magnetostricção negativa ($\lambda_s < 0$), o comportamento da *GMI*, encontrado por Knobel e colaboradores, perante tensões aplicadas à amostra se revelou um pouco diferente.

No estado não tensionado, o valor do módulo da impedância Z cai continuamente com o campo axial H sofrendo uma variação relativa que chega a 270%. A medida que a tensão aplicada à amostra cresce, um ponto de máximo surge vagarosamente e sua posição se desloca para valores crescentes de campo a medida que a tensão aplicada aumenta. As Figuras II.19 e II.20 mostram, para o fio de $\text{Co}_{68.1}\text{Fe}_{4.4}\text{Si}_{12.5}\text{B}_{15}$, os resultados encontrados por Knobel e colaboradores, dos comportamentos das componentes resistiva e reativa, respectivamente, em função do campo axial H tendo como parâmetro a tensão aplicada.

Percebeu-se que a componente imaginária, mesmo no estado não tensionado, possui um ponto de máximo que se desloca para valores crescentes de campo a medida de a tensão aumenta. Percebeu-se também que os valores de reatância são drasticamente reduzidos mediante a aplicação de tensão, refletindo o forte efeito da anisotropia magnetoelástica na permeabilidade circular μ_ϕ .

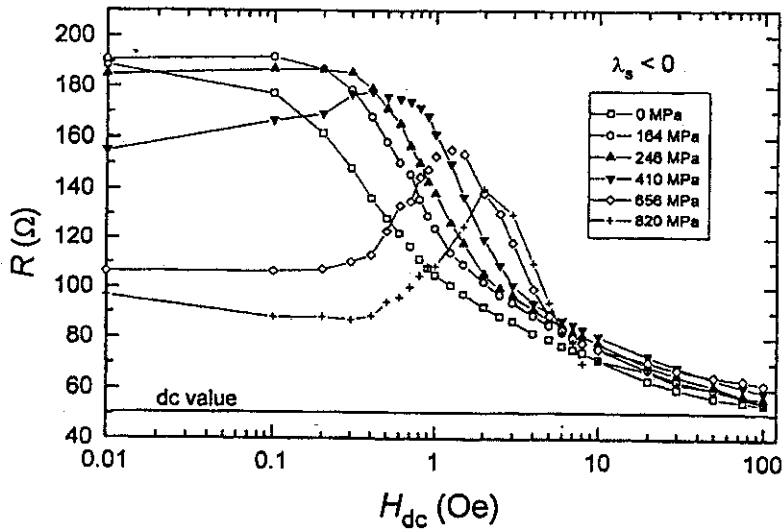


Figura II.19 [58]: Análoga a Figura II.17, porém para magnetostricção negativa. A linha horizontal indica o valor da resistência dc . $f=100$ kHz.

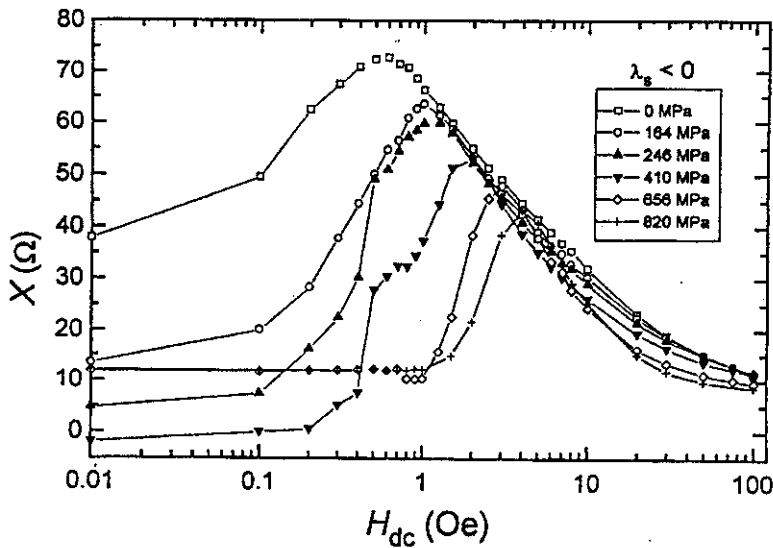


Figura II.20 [58]: Análoga a Figura II.18 para magnetostricção negativa. $f=100$ kHz.

Neste caso ($\lambda_s < 0$), o efeito da anisotropia magnetoelástica favorece uma estrutura de domínios circular com direções de magnetização no sentido horário para um domínio e no sentido anti-horário para o domínio adjacente sendo que a magnetização circular será dada predominantemente por deslocamento de paredes de domínios. O campo dc H possui o efeito de aumentar o volume da região mais interna, onde a estrutura de domínios possui

magnetização direcionada longitudinalmente, diminuindo o volume da região mais externa, onde a magnetização é circular. Para altos valores de campo H a permeabilidade circular é drasticamente reduzida e o processo de magnetização é realizado basicamente por rotações de domínios. Este fato fica claro quando analisamos a dependência da parte imaginária da impedância com a tensão aplicada a qual está diretamente relacionada com a permeabilidade circular (ver equação 2.55).

Foi observado que, em primeira aproximação (ver equações 2.47, 2.49, 2.55 e 2.56), a reatância é diretamente proporcional a μ_ϕ e a resistência, através do comprimento de penetração, é proporcional a raiz quadrada de μ_ϕ . Logo esperaríamos que tanto a resistência quanto a reatância apresentassem o mesmo comportamento qualitativo com relação as mudanças na permeabilidade μ_ϕ , ou seja, deveriam apresentar os respectivos pontos de máximo na mesma posição. Entretanto, observando as Figuras II.17-II.20, percebe-se que, em algumas regiões, este fato não é verificado. A explicação para o fenômeno, proposta por Knobel *et al.*, é baseada no modelo de Panina *et al.* [64] para a permeabilidade complexa μ^* , possuindo uma componente imaginária que influenciará tanto na reatância quanto na resistência da amostra. Neste caso, para altos valores de permeabilidade e de frequência, teríamos [64]:

$$Z(f, H) = R_{dc} \left(\frac{a}{2\delta'} \right) \mu^* \quad (2.61)$$

Onde R_{dc} é o valor da resistência medida a corrente contínua, δ' é a profundidade de penetração não magnética dada por:

$$\delta' = \frac{c}{2\pi} \sqrt{\frac{\rho}{f}} \quad (2.62)$$

E μ^* é a permeabilidade complexa dada por:

$$\mu^* = \sqrt{|\mu_{\phi eff}| + \mu_\phi''} - i \sqrt{|\mu_{\phi eff}| - \mu_\phi''} \quad (2.63)$$

Onde ainda temos que $\mu_{\phi eff}$ é a permeabilidade efetiva da amostra e, por sua vez é dada por:

$$\mu_{\phi eff} = \mu_\phi' + i\mu_\phi'' \quad (2.64)$$

Devemos observar que a permeabilidade efetiva considerada é dinâmica e que sua dependência com a frequência f e com o campo H não determina apenas a magnitude do efeito da GMI mas também a estrutura de pico observada [58]. Ambas as componentes, real e imaginária, da permeabilidade, possuem uma forma complicada que depende da susceptibilidade devido a deslocamento de domínios (χ^{dw}) e da susceptibilidade devido a rotação de domínios (χ^{ro}) [65]. Podemos encontrar um pouco mais de detalhes a respeito desta abordagem no Apêndice A.

X. L. Yang *et al.* [74] também estudaram a GMI em fitas amorfas de $\text{Fe}_{73}\text{Cu}_1\text{Nb}_{1.5}\text{Mo}_2\text{B}_9$ tratadas na presença de campo ou de tensão para se obter uma anisotropia magnética com eixo fácil de magnetização na direção perpendicular ao eixo da amostra, e chegaram a já esperada conclusão de que o fenômeno é altamente influenciado pela anisotropia transversal induzida. Eles encontraram as condições ótimas de tratamento ($T_a=540^\circ\text{C}$ durante $t=30$ min com campo transversal $H_{an}=0.25$ T) nas quais obtiveram $GMI=600\%$ (com referência no campo nulo) e uma sensibilidade de $660\%/\text{Oe}$.

Mais recentemente, L. Kraus *et al.* [62] estudaram o efeito da GMI em fitas de $\text{Co}_{67}\text{Fe}_4\text{Cr}_7\text{B}_{14}$ com uma anisotropia transversal induzida por tratamento com tensão. Eles variaram a tensão aplicada a fim de conseguir valores diferentes de campo de anisotropia H_K . Verificou-se, através das curvas de magnetização das amostras, que H_K é maior quanto maior for o valor da tensão aplicada. Os resultados observados foram semelhantes aos descritos nos parágrafos acima, ou seja, observou-se picos na GMI para valores de campo muito próximos aos campos de anisotropias das amostras. Foi observado também que, quanto maior H_K maior é o efeito da GMI . Neste trabalho encontramos também um modelo teórico relativamente simples, baseado nas susceptibilidades devido a rotação de domínios (χ^{ro}) e devido a deslocamento de paredes (χ^{dw}), que descreve razoavelmente bem os resultados obtidos.

Em suma, por ser um fenômeno cuja descoberta é muito recente, não foi possível ainda chegar a uma revisão teórica satisfatória, na qual pode-se encontrar compilados todos os resultados importantes encontrados pelos vários autores citados no decorrer desta seção. Muito pelo contrário o que se encontra são mais e mais abordagens diferentes do fenômeno. Como exemplo, podemos citar uma muito interessante, baseada no fenômeno da ressonância ferromagnética [86], a qual não entrarei em detalhes nesta tese porém, pretendo abordá-la no meu doutorado.

Detalhes Experimentais

1. Impedância, considerações gerais

Consideremos um resistor R , um indutor L e um capacitor C conectados em série e submetidos a um sinal de corrente senoidal I como é mostrado na Figura III.21.

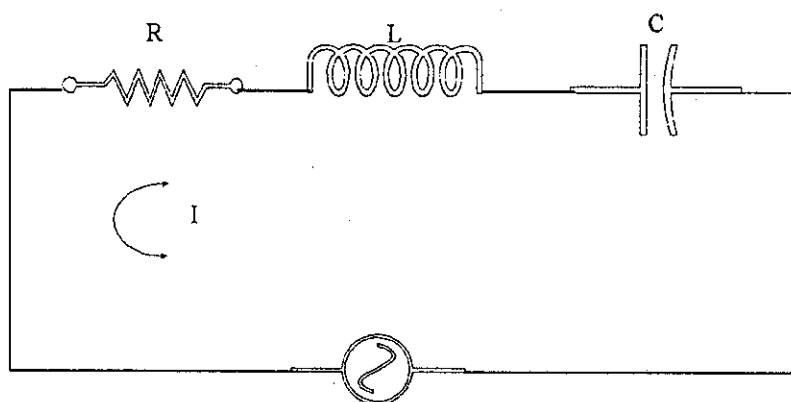


Figura III.21 : Esquema de um circuito RLC série alimentado por uma corrente alternada, senoidal, I .

A corrente do circuito e a tensão nos extremos de cada componente elétrico são dadas por:

$$I = I^0 \cos \omega t \quad (3.1)$$

$$V_R = IR = I^0 R \cos \omega t ; \quad (3.2)$$

$$V_L = L \left(\frac{dI}{dt} \right) = -\omega L I^0 \sin \omega t = \omega L I^0 \cos(\omega t + \pi / 2) ; \quad (3.3)$$

$$V_C = \frac{Q}{C} = \frac{1}{C} \int_0^t I dt' = \frac{1}{\omega C} I^0 \sin \omega t = \frac{I^0}{\omega C} \cos(\omega t - \pi/2), \quad (3.4)$$

onde V_R é a tensão sobre o resistor, V_L sobre o indutor e V_C sobre o capacitor.

Podemos perceber, através das expressões acima, que V_R está em fase com a corrente, V_L está 90° adiantada e V_C 90° atrasada, ou seja, se tomarmos como referência a fase da corrente, os máximos de V_R e de I acontecem no mesmo instante de tempo enquanto que o máximo de V_C e de V_L acontecem um quarto de ciclo antes e um quarto de ciclo depois, respectivamente.

De acordo com as considerações acima, é muito útil representarmos as grandezas I , V_R , V_L e V_C , como sendo quantidades complexas que possuem um módulo, que será a amplitude do sinal, e uma fase, que será o argumento $\omega t + \phi$, onde ϕ é o ângulo de defasagem do sinal em relação a corrente. Desta maneira, as expressões para tais grandezas se tornam:

$$I^c = I^0 e^{i(\omega t + 0)} = I^0 e^{i\omega t} \quad (3.5)$$

$$V_R^c = I^c R \quad (3.6)$$

$$V_L^c = L \frac{dI}{dt} = i\omega L I^0 e^{i\omega t} = i\omega L I^c \quad (3.7)$$

$$V_C^c = \frac{1}{C} \int_0^t I dt' = \frac{I^0}{i\omega C} e^{i\omega t} = \frac{1}{i\omega C} I^c \quad (3.8)$$

onde o superescrito c indica que a quantidade é complexa e $i = (-1)^{1/2}$.

A Figura III.22 nos mostra a representação das quantidades acima no plano complexo.

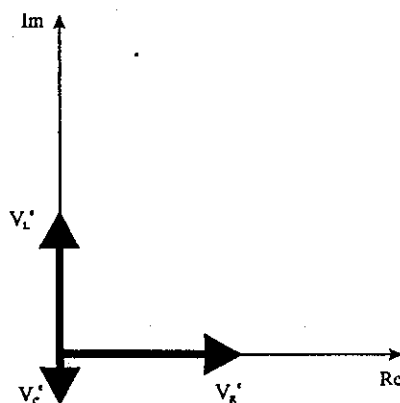


Figura III.22 : Representação dos sinais V_R^c , V_L^c e V_C^c no plano complexo.

Seguindo tal formalismo, a tensão total no circuito V é dada por:

$$V^c = V_R^c + V_L^c + V_C^c = (R + i\omega L + \frac{1}{i\omega C})I^c \quad (3.9)$$

Onde definimos a seguinte quantidade, denominada de impedância complexa do circuito:

$$Z = R + i(\omega L - 1/\omega C) = R + iX, \quad (3.10)$$

onde $X = (\omega L - 1/\omega C)$ leva o nome de reatância do circuito. Finalmente obtemos:

$$V = ZI \quad (3.11)$$

Onde abandonamos o sobrescrito c para facilitar a notação.

Percebemos que o resistor contribui para a componente real de Z enquanto que a parte imaginária se deve ao indutor e ao capacitor.

Nas referência [75] encontramos uma análise um pouco mais detalhada baseada na equação diferencial do circuito. Encontramos, também, a solução de circuitos mais complexos, tais como circuitos ressonantes em paralelo e circuitos ressonantes acoplados. No entanto, as considerações acima já são suficientes para a compreensão dos conceitos relevantes que serão expostos no decorrer deste trabalho.

2. Uma idéia de como se medir Impedância

Para medir a impedância, fazemos passar uma corrente senoidal I , de frequência f , no circuito composto pela amostra e um resistor padrão conectados em série (Figura III.23). A medida da tensão no resistor fornece o valor da corrente aplicada, pois conhecemos o valor da resistência R_p ,

$$I = \frac{V_p}{R_p} \quad (3.12)$$

Uma vez conhecida a corrente, a medida da tensão na amostra fornece o valor do módulo da impedância:

$$|Z| = \frac{V_a}{I} \quad (3.13)$$

A diferença de fase, ϕ , entre a corrente no circuito e a tensão na amostra nos dá a parte real e imaginária da impedância ($Z=R+iX$):

$$R = \Re(Z) = |Z| \cos \phi; \quad (3.14)$$

$$X = \Im(Z) = |Z| \sin \phi, \quad (3.15)$$

onde R é conhecida como a resistência e X é chamada de reatância da amostra.

A medida de ϕ pode ser realizada através de um amplificador *lock-in*, que compara o sinal V_a , proveniente da amostra, com o sinal senoidal de referência V , aplicado no circuito pelo próprio *lock-in*.

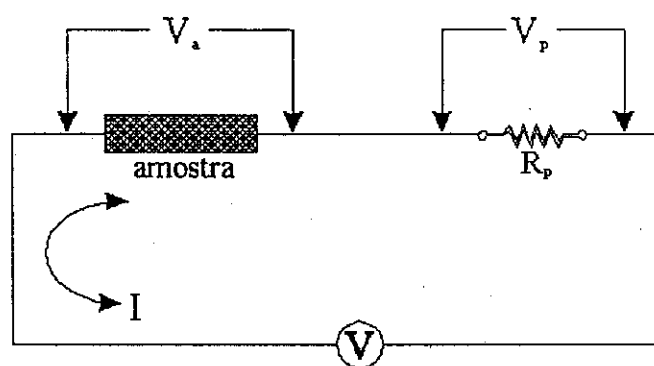


Figura III.23 : circuito ilustrativo utilizado na medida da impedância.

Como visto na seção 1 do capítulo III, a parte imaginária da impedância está sempre associada a efeitos indutivos ou capacitivos. No caso de fios condutores comumente utilizados, tais como o fio de cobre, onde a permeabilidade magnética relativa é próxima da unidade, são observados efeitos indutivos apenas para frequências da ordem de Gigahertz, enquanto que para fios e fitas amorfs ($\mu \leq 10^4$) já podemos observar um valor significativo da parte imaginária para f a partir de 100 kHz. O cálculo da impedância de um fio condutor está apresentado em detalhes no Apêndice A. Neste apêndice podemos constatar claramente como surgem as componentes imaginárias bem como avaliar, com respeito a permeabilidade magnética μ da amostra, quão significativos são tais efeitos em função da frequência da corrente I .

3. Medida de Magnetoimpedância Gigante (GMI)

3.1 Considerações gerais sobre a medida

Para medir a magnetoimpedância gigante, submetemos a amostra a um campo magnético externo dc (H) e observamos, através do sistema de medidas, variações na sua impedância. O campo H é aplicado através de um sistema de bobinas de Helmholtz alimentado por uma fonte de corrente. Tal sistema é vantajoso, pois nos garante um campo magnético razoavelmente uniforme em quase toda a região compreendida pelas bobinas [16]. No presente estudo, como mostra a Figura III.24, o campo H foi aplicado na mesma direção da corrente elétrica I , suprida pelo *lock-in* e utilizada na medida da impedância. É importante lembrar que a magnetoimpedância gigante, definida pela equações 2.58-2.60, também depende de outros parâmetros experimentais, tais como a amplitude da corrente I e sua frequência f , como discutimos na seção 5 do capítulo II..

Para fazer a medida de *GMI*, a fita é acomodada em um porta amostras situado no centro do sistema de bobinas. Os dois contatos elétricos na amostra são feitos com tinta prata e estão a uma distância de 8 cm um do outro.

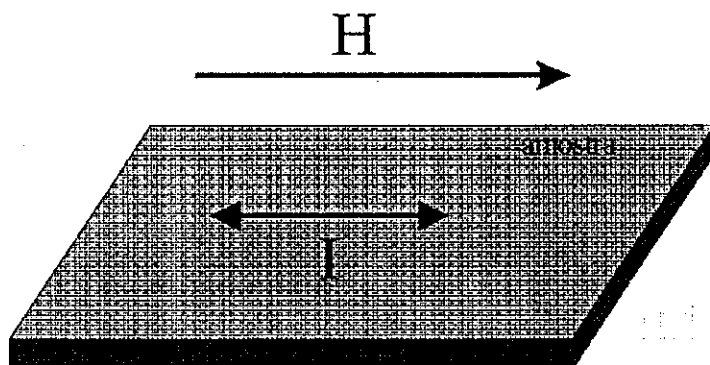


Figura III.24 : Disposição da amostra em relação ao campo H .

Devido ao fato de estarmos trabalhando com materiais magnéticos muito duros o eixo principal da bobina de Helmholtz, que coincide com o eixo longitudinal da fita, foi posicionado perpendicularmente à direção do campo magnético terrestre. Este procedimento elimina a possibilidade de influência do campo terrestre nos processos de magnetização das fitas.

3.2 Descrição do equipamento de medidas

O diagrama de blocos do sistema de medidas da magnetoimpedância gigante é mostrado na Figura III.25.

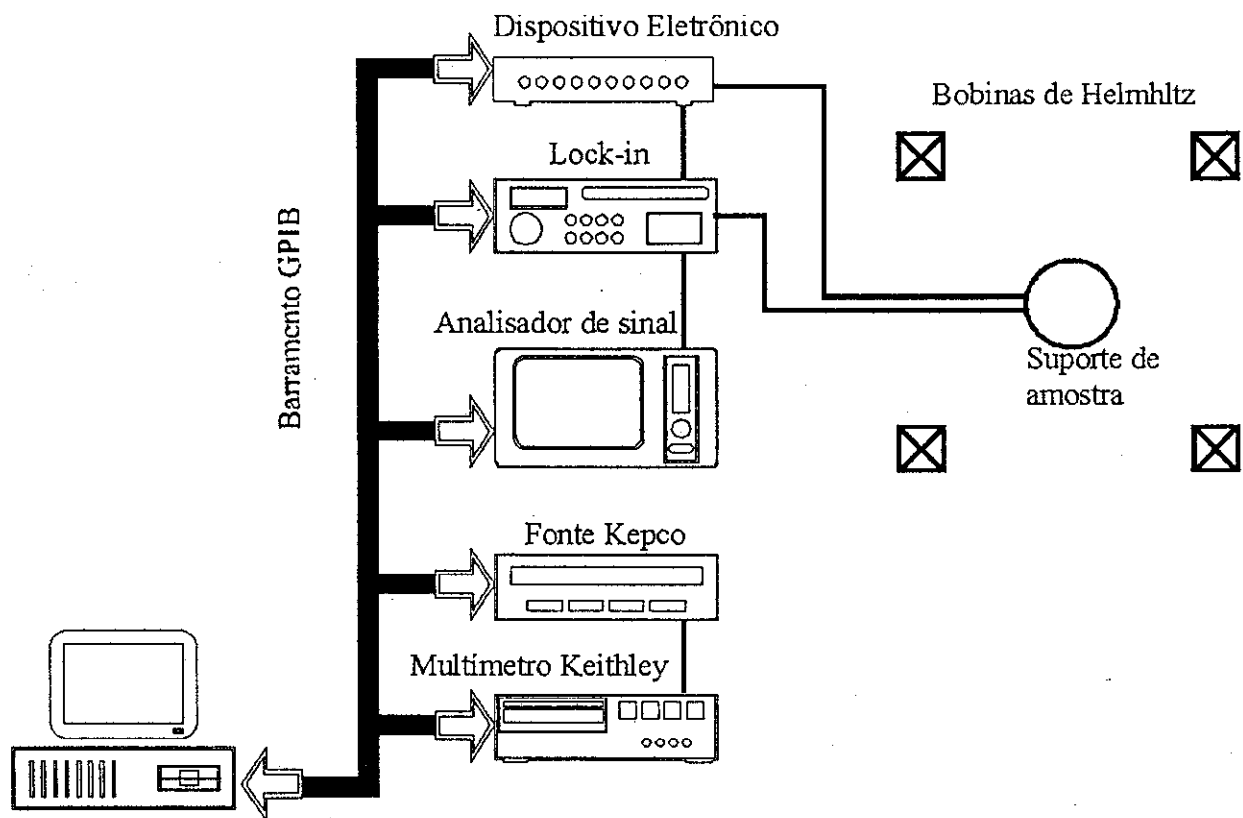


Figura III.25 : Diagrama de blocos do sistema de medidas.

Como já vimos, o campo H é gerado por um par de bobinas de Helmholtz alimentadas por uma fonte de corrente (KEPCO, modelo BOP 20-20M) que pode nos fornecer até 20 A. A corrente que passa pelo sistema de bobinas é controlada por um multímetro (Keithley, modelo 195A). O *lock-in* (EG&G, modelo 5302) é responsável por gerar o sinal V e medir as componentes real e imaginária da tensão sobre a amostra. Como o *lock-in* trabalha como uma fonte de tensão e não de corrente, devemos controlar o valor da corrente I através de medidas de V_p feitas pelo *lock-in* nos extremos do resistor padrão, que no nosso caso é de $100\ \Omega$.

Um dispositivo eletrônico foi desenhado para controlar, antes da aquisição de cada ponto experimental, tanto o módulo quanto a fase de referência (ajustada em zero) da corrente I na amostra. Tal dispositivo possui um relé que pode assumir duas posições, “calibração” e “medida”. O diagrama esquemático das conexões elétricas é mostrado na Figura III.26.

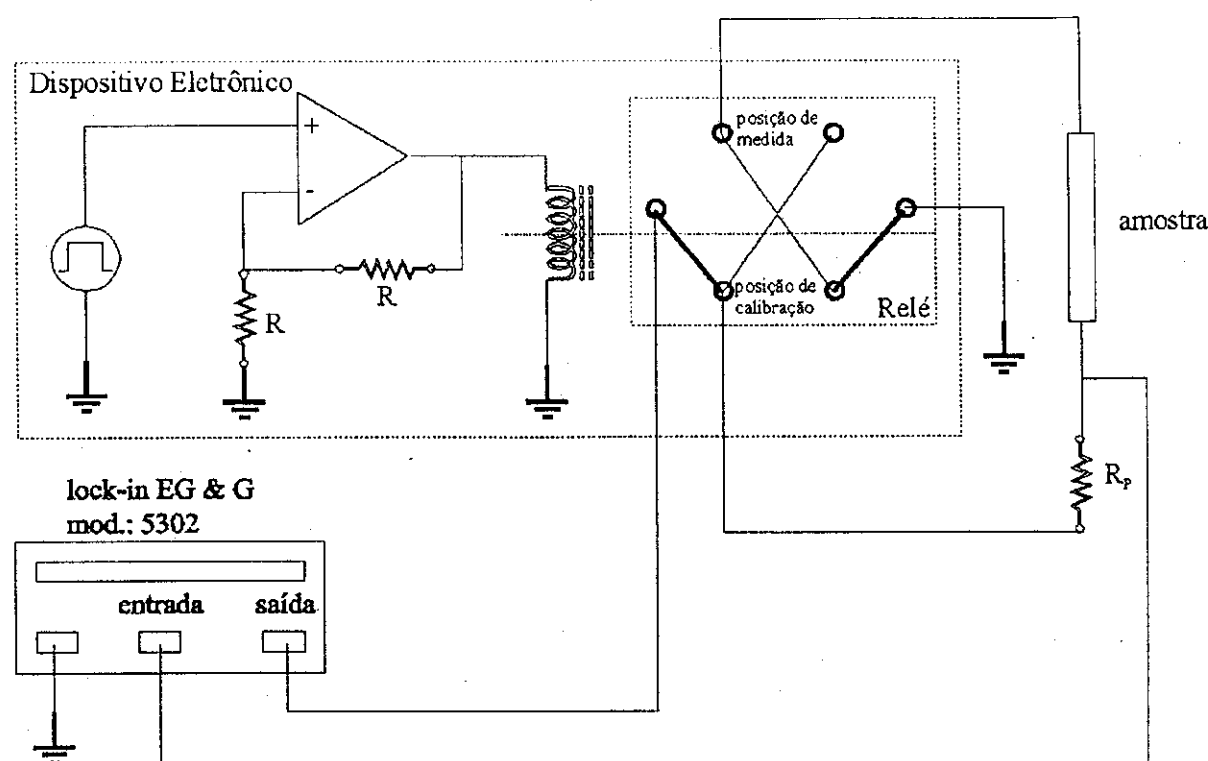


Figura III.26 : Diagrama esquemático das conexões elétricas.

Na posição “calibração” (Figura III.26), o resistor está aterrado e o sinal proveniente do amplificador *lock-in* passa primeiramente pela amostra. Nesta posição o *lock-in* mede a tensão sobre o resistor, a qual pode ser mantida constante. Na posição de “medida” (Figura III.26) o relé inverte as posições do terra e do sinal de modo que agora a amostra está aterrada e o sinal passa primeiramente pelo resistor. O *lock-in* agora mede a tensão sobre a amostra.

Todos os equipamentos do nosso sistema de medidas estão conectados a um PC 486 através de uma placa GPIB/IEEE488. Um programa, desenvolvido pelo então aluno de doutoramento João Paulo Sinnecker controla todo o experimento.

Cada bobina de Helmholtz, que foi construída pelo aluno de iniciação científica Jeroen Schoenmaker, possui 12,7 cm de raio e 3 cm de largura. Foram enroladas, em cada bobina, 78 espiras com um fio de 2 mm de diâmetro. As duas bobinas são dispostas uniaxial e paralelamente, de modo que a distância entre elas seja igual ao raio da bobina. Dispostas desta maneira e conectadas eletricamente em série, conseguimos um campo magnético de até 120 Oe

(devido ao limite de corrente da fonte Kepco) razoavelmente uniforme em quase todo o volume envolvido pelas duas bobinas [76]

O porta amostras consiste de um disco de acrílico posicionado no centro da bobina de Helmholtz. Tal disco pode girar, de modo que o ângulo entre o eixo da amostra e a direção do campo magnético pode tomar qualquer valor dentro de 360° . Neste trabalho como já foi dito, foi feita apenas medidas de *GMI* longitudinal, ou seja, campo H e corrente I paralelos.

Para controlarmos o valor da corrente I , o *lock-in*, que trabalha como uma fonte de tensão, faz medidas de V_p e ajusta o sinal V , de maneira que o valor da corrente I seja mantido constante da fim de que tenhamos um campo magnético transversal H , de amplitude também constante.

A sequência do funcionamento do sistema experimental está descrita na próxima seção (3.3).

3.3 Descrição do funcionamento do programa de comando e aquisição de dados

J. P. Sinnecker desenvolveu um programa[77], em linguagem Turbo Pascal, destinado tanto para comandar os aparelhos do sistema de medidas via GPIB quanto para fazer a aquisição de dados. Tal programa permite, através da escolha em um menu principal, medir *GMI* ou sua relaxação temporal.

Após selecionarmos a medida como sendo de magnetoimpedância gigante, o programa nos permite determinar os valores do módulo do campo máximo H (H_{max}) ao qual a amostra será submetida, o passo de variação de tal campo, a frequência f e o valor da corrente I .

Uma vez escolhidos todos os parâmetros pertinentes, o sistema começa efetuar a medida. Primeiramente, o programa seleciona a posição “calibração” no relé e aciona a fonte de corrente de modo a submeter a amostra, através da bobina de Helmholtz, ao campo máximo (100 Oe) em um determinado sentido (negativo por convenção). A corrente necessária para atingir este valor de campo é calculada conhecendo-se o fator da bobina de Helmholtz. A amplitude do sinal senoidal de saída do amplificador *lock-in* é ajustada em $1 V_{rms}$ e a tensão nos extremos do resistor padrão é medida. O *lock-in* então ajusta o valor do sinal de saída até que

a corrente I , determinada pela lei de Ohm (equação 3.12), tenha atingido seu valor pré estabelecido no menu inicial. Neste ponto o procedimento de *auto measure* é acionado no *lock-in* a fim de ajustar a sensibilidade pertinente de leitura e fase da corrente em zero. É selecionada a posição “medida” no relé e as componentes em fase e de quadratura da tensão sobre a amostra são medidas. Através das equações 3.14 e 3.15 o valor da impedância complexa da amostra é determinada. Temos então a primeira medida experimental, que nos é mostrada na tela do computador em três gráficos: um do módulo da impedância ($Z(-H_{max})$), outro da componente resistiva ($R(-H_{max})$) e outro da componente reativa ($X(-H_{max})$). O programa segue continuamente mudando o valor do campo H de acordo com o parâmetro determinado no menu inicial, ajustando o valor da corrente I , medindo a tensão sobre a amostra e desenhando os pontos na tela do computador. A medida termina após o campo H ter varrido toda a curva de histerese do material, ou seja, de $-H_{max}$ até H_{max} e voltado a $-H_{max}$. Uma medida leva em torno de 10 min.

É importante salientar que necessitamos de maior concentração de pontos na região central das curvas de GMI , pois a variação da impedância com o campo externo nesta região (campos baixos) é bem maior do que nos extremos da curva (campos altos). Partindo desta observação, o parâmetro de variação do campo, mencionado nos parágrafos acima, na verdade varia de medida para medida para medida, tendo um valor menor para campos próximos de zero e mais alto para campos próximos da região de saturação. A forma com que o campo varia é dada por $H = \tan(2b\pi v/T) / \tan(b\pi/2)$ [78], onde b é o parâmetro de ajuste (o mesmo que escolhemos no menu inicial) e varia de 0 a 1, sendo que quanto maior b , maior será a concentração de pontos na região central.

3.4 Considerações na análise dos dados

A Figura III.27 nos mostra o comportamento das componentes real, imaginária e do módulo da impedância em função do campo H , para a fita de composição $(\text{Fe}_{0.047}\text{Co}_{0.953})_{70}\text{Si}_{12}\text{B}_{18}$, obtidas por nós no Laboratório de Materiais e Baixas Temperaturas da Unicamp. Esta medida foi feita para uma corrente de amplitude $I=5$ mA e frequência $f=900$ kHz. Podemos perceber claramente como varia a impedância complexa desta amostra ao ser submetida à aplicação de um campo H *dc* longitudinal.

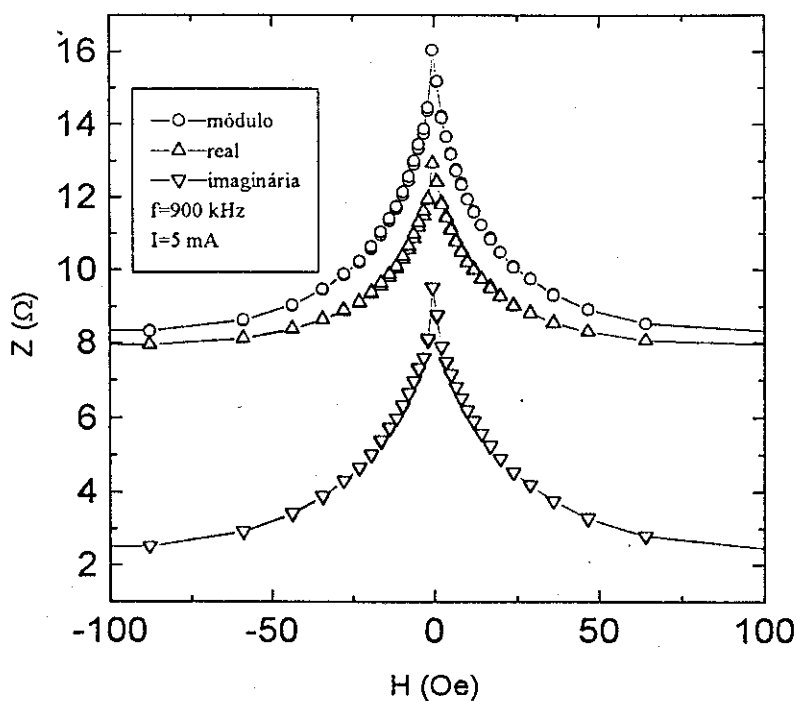


Figura III.27: Módulo, parte real e parte imaginária da impedância de uma amostra de $(\text{Fe}_{0.047}\text{Co}_{0.953})_{70}\text{Si}_{12}\text{B}_{18}$ para $f=900$ kHz e $I=5$ mA.

Uma vez tendo em mãos o comportamento da impedância em função do campo aplicado, podemos então levantar o gráfico da GMI vs. H para tal amostra. Para tanto, sabemos da seção 5 do capítulo II, equações 2.58-2.60, que devemos primeiramente definir um campo de referência H_{ref} . A Figura III.28 mostra o gráfico da GMI em função de H para a fita da Figura III.27. Aqui utilizou-se como referência o campo magnético nulo, ou seja $H_{ref}=0$. Nestas condições as expressões para a GMI (ver equações 2.58-2.60, seção 5 do capítulo II) tomam a seguinte forma:

$$GMIR = \frac{R(H) - R(H=0)}{R(H=0)} \quad (3.16)$$

$$GMLX = \frac{X(H) - X(H=0)}{X(H=0)} \quad (3.17)$$

$$GMIZ = \frac{|Z(H)| - |Z(H=0)|}{|Z(H=0)|} \quad (3.18)$$

Nas expressões acima, e de acordo com as definições apresentadas na seção 5 do capítulo II, $GMIR$ é a magnetoimpedância da resistência, $GMLX$ da reatância e $GMIZ$ do módulo da impedância.

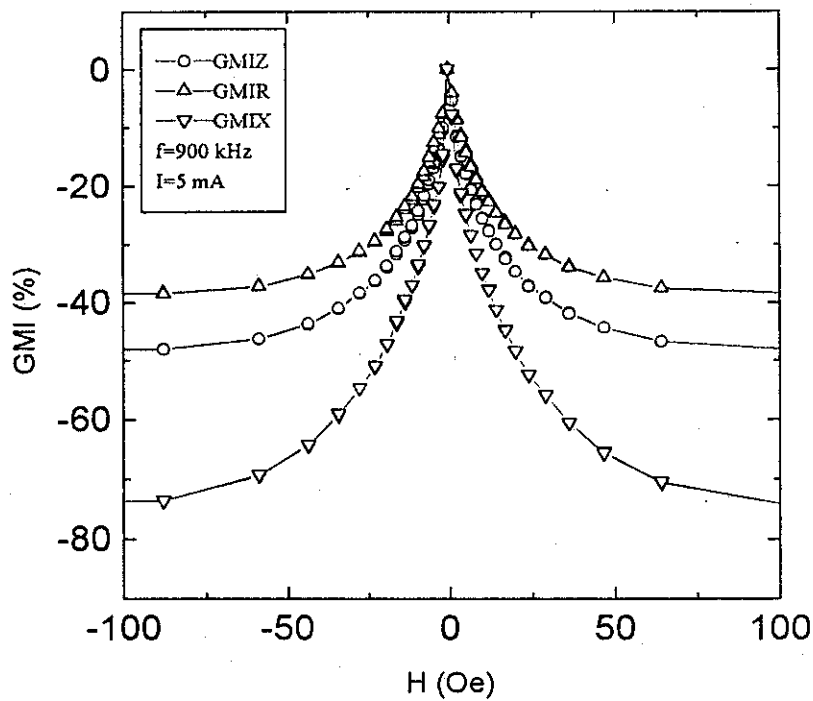


Figura III.28 : $GMIZ$, $GMIR$ e $GMLX$ em função do campo H , para a amostra de $(Fe_{0.047}Co_{0.953})_{70}Si_{12}B_{18}$, considerando $H_{ref}=0$.

Os valores de GMI negativos apresentados na Figura III.28 significam que (de acordo com as expressões 3.16, 3.17 e 3.18), quando submetemos a amostra à presença de um campo magnético, sua impedância diminui, fato já constatado na Figura III.27.

Como podemos perceber, o comportamento da GMI está vinculado à escolha do campo de referência H_{ref} . Uma outra possibilidade seria considerar H_{ref} como sendo o campo máximo H_{max} , ao qual a amostra é submetida, o que no nosso caso seria de 100 Oe. Se fizemos tal escolha obteremos o gráfico mostrado na Figura III.29 e as seguintes expressões para a GMI :

$$GMIR = \frac{R(H) - R(H = 100Oe)}{R(H = 100Oe)}$$

(3.19)

$$GMIX = \frac{X(H) - X(H = 100Oe)}{X(H = 100Oe)} \tag{3.20}$$

$$GMIZ = \frac{|Z(H)| - |Z(H = 100Oe)|}{|Z(H = 100Oe)|} \tag{3.21}$$

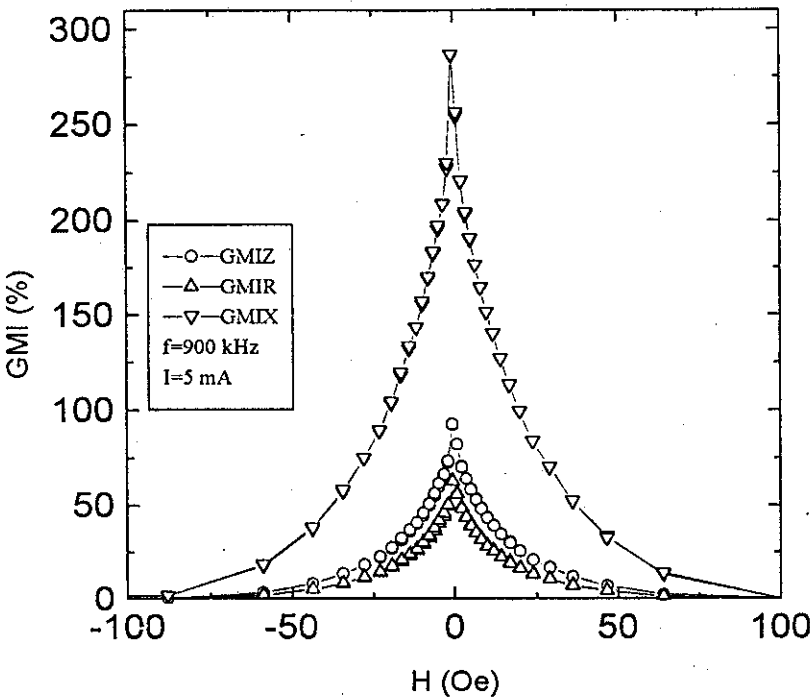


Figura III.29 : *GMIZ*, *GMIR* e *GMIX* em função do campo *H*, para a amostra de $(Fe_{0.047}Co_{0.953})_{70}Si_{12}B_{18}$, considerando $H_{ref}=H_{max}$.

Desta maneira observamos apenas valores positivos de *GMI*, uma vez que para o campo H_{max} corresponde o menor valor da impedância (Figura III.27).

Analisando as Figuras III.28 e III.29, percebemos que a definição do campo de referência como sendo o campo máximo ao qual a amostra é submetida nos leva a maiores valores de *GMI* e de sua sensibilidade ao campo (inclinação da curva *GMI* vs. *H*). De fato, com a referência no campo nulo observamos um decréscimo de, no máximo, 72% no valor da reatância da amostra (Figura III.28) enquanto que, com a referência no campo máximo, o acréscimo chega a aproximadamente 300% (Figura III.29) Como o eixo de variação do campo *H* permanece inalterado, é obvio que o gráfico de *GMI* vs. *H* terá maior inclinação no caso em que a referência é o campo máximo.

A magnetoimpedância gigante depende então do campo de referência considerado. Entretanto, como o próprio nome já diz, a referência deveria ser um estado magnético bem determinado, como por exemplo, a saturação magnética do material. Porém, como nosso sistema não fornece campo suficiente para saturar as amostras, optamos por considerar a ausência de campo como referência, pois ao menos é um estado magnético similar em todas as amostras. Além disso, o nosso interesse maior é observar mudanças no comportamento da amostra, ou seja, na forma da curva da magnetoimpedância gigante, e não tanto no seu módulo.

Levando em conta as considerações acima, todos os gráficos de magnetoimpedância gigante apresentados daqui para frente terão como referência o campo nulo, $H_{ref}=0$.

4. Medida do Aftereffect da GMI (MIAE)

4.1 Considerações gerais sobre a medida

A medida de relaxação da *GMI*, ou do *Aftereffect* da *GMI*, consiste em observar a evolução temporal da impedância após a aplicação de um pulso de campo magnético, H_p , na amostra (no presente trabalho o pulso de campo tem amplitude de 100 Oe e duração de 3s). Após a remoção do campo, o sistema de medidas, através do analisador de espectro (HP, modelo 35660), controla as componentes da impedância como função do tempo até 16s. O sistema de medidas guarda os valores da impedância em dois tempos fixos, $Z_1=Z(t_1)$ e $Z_2=Z(t_2)$, e o *Aftereffect* da *GMI* é definido como:

$$\frac{\Delta Z}{Z} (\%) = \frac{|Z_1| - |Z_2|}{|Z_1|} \times 100 \quad (3.22)$$

Tal valor é medido em função da corrente I , de frequência f constante, que está passando pela amostra. No nosso sistema de medidas temos $t_1=0.25s$ e $t_2=16s$. A corrente I varia de 0.1, a aproximadamente, 8.0mA, e com um amplificador (Philips, modelo 5175) pode chegar até 15 mA.

O motivo pelo qual escolhemos este método de medida para o *aftereffect* da *GMI* está relacionado ao fato de acreditarmos que o *aftereffect* da *GMI* e o da permeabilidade magnética

(seção 4 do capítulo II) estão intimamente relacionados. Maiores explicações se encontra na seção 4.4 deste capítulo.

4.2 Descrição do equipamento de medidas

O equipamento utilizado para as medidas de *MIAE* é exatamente o mesmo destinado para as medições de *GMI* e está completamente descrito na seção 3.2 deste capítulo (ver Figuras III.25 e III.26). A única novidade é que, para as medidas de *aftereffect* da *GMI*, o analisador de espectros HP 35660 é posto em funcionamento possuindo a finalidade de controlar os valores das componentes resistiva (R) e reativa (X) da impedância Z ($Z=R+iX$) da amostra em função do tempo, a partir da aplicação do pulso de campo H_p (seção 4.1 deste capítulo).

4.3 Descrição do funcionamento do programa de comando e aquisição de dados

Uma vez selecionada a medida de *MIAE* no menu principal, o programa nos permite escolher o valor da corrente inicial (I_0), o valor da corrente final (I_f), a amplitude do pulso do campo H (H_p), o tempo de duração do pulso e o passo de variação da corrente.

Uma vez iniciada a medida o programa fixa a corrente I no seu valor inicial I_0 e, da mesma maneira que na medida de *GMI*, calibra a fase do sinal no resistor. Neste momento um pulso campo H_p , que no nosso caso é de 100 Oe, é aplicado na amostra durante 3s. A queda temporal do campo acontece continuamente atingindo o valor zero em menos de 5ms. A partir daí, ambas componentes da impedância são monitoradas pelo analisador de espectro HP, como função do tempo, até 16s. A fim de amenizar os erros estatísticos, este procedimento se repete diversas vezes (de três a dez) quando é tomada uma média das medidas. O *Aftereffect* da *GMI*, $\Delta Z/Z$, é então desenhado na tela do computador como função da corrente I . No próximo passo o programa aumenta o valor da corrente de acordo com o incremento escolhido no menu inicial e repete todo o procedimento anterior. A medida termina quando o valor I_{max} da corrente é atingido. Uma medida simples de *aftereffect* leva em torno de 3 horas.

4.4 Considerações na análise dos dados

A escolha do método descrito acima para o estudo da relaxação da *GMI*, está ligada ao fato de estarmos relacionando a origem do *aftereffect* da *GMI* à da relaxação da permeabilidade inicial, descrita na seção 4 do capítulo II. No caso do *aftereffect* da permeabilidade (*MAE*) é usado o método impulsivo que consiste em aplicar um pulso de campo magnético à amostra de modo a saturá-la, e assim medir a indução magnética B (mediante a aplicação de um campo oscilante H_e bem menor que o campo coercivo da amostra) entre dois tempos fixos (t_1 e t_2) após o campo ser desligado. Como vimos, o máximo da curva $\Delta B/B$ em função de H_e , onde $\Delta B = B(t_1) - B(t_2)$ e $B = B(t_1)$, corresponde ao deslocamento $\xi = 0.45A$ das paredes de domínio de 180° , onde A é a largura da parede. Deste modo podemos comparar o *aftereffect* para vários materiais com diferentes constantes de magnetostricção de saturação λ_s . Como vimos no modelo, é esperada uma dependência quadrática de $\Delta B/B = \Delta\mu/\mu$ máximo com a magnetostricção ($\Delta\mu/\mu = A + B\lambda_s^2$).

No caso do *aftereffect* da *GMI* é feita a simples analogia de $\Delta\mu/\mu$ com $\Delta Z/Z$ e de H_e com I , pois $B = \mu H$ e $V = ZI$ pois a corrente I é responsável pela geração do campo excitante transversal H_t .

A Figura III.30 mostra um comportamento típico da evolução temporal das componentes resistiva e reativa da impedância de uma fita amorfa utilizada no estudo da *GMI*. Neste caso a fita possui a composição $(\text{Fe}_{0.05}\text{Co}_{0.95})_{70}\text{Si}_{12}\text{B}_{18}$ e a corrente para qual foi tomada a medida teve uma amplitude $I = 5.1$ mA e uma frequência $f = 100$ kHz. Na figura estão assinalados os tempos t_1 e t_2 para os quais são tomados os respectivos valores do módulo da impedância Z_1 e Z_2 , que serão substituídos na equação 3.22 a fim de que possamos calcular o valor de $\Delta Z/Z$ para tal valor da amplitude da corrente I .

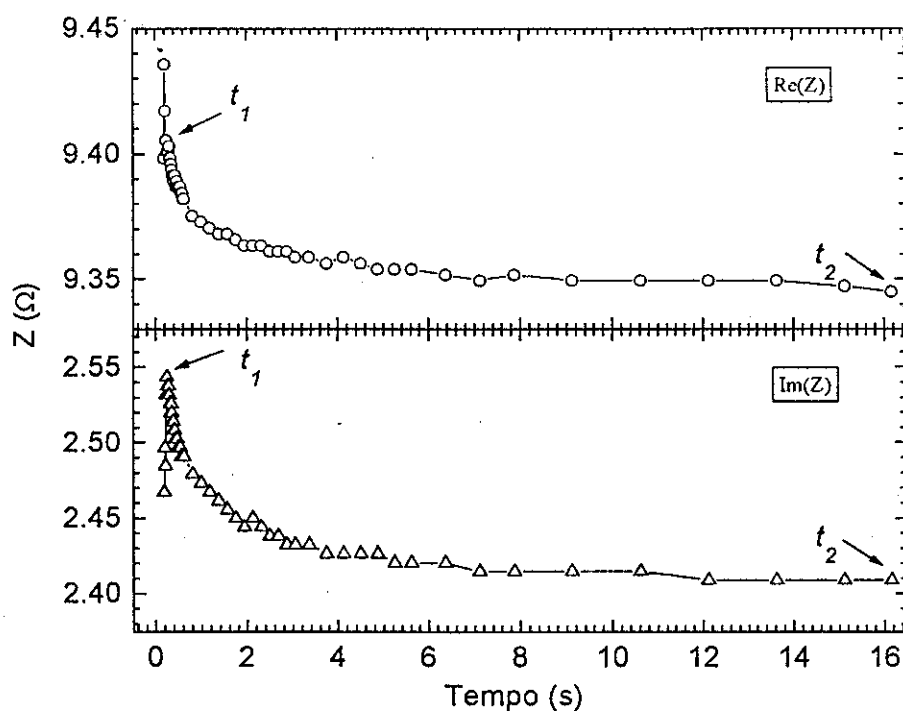


Figura III.30 : Evolução temporal das componentes da impedância para uma fita de $(\text{Fe}_{0.05}\text{Co}_{0.95})_{70}\text{Si}_{12}\text{B}_{18}$. A corrente de sonda possui uma amplitude de $I=5.1$ mA e uma frequência $f=100$ kHz. O (componente real) e Δ (componente imaginária).

Para tempos menores que t_1 ocorrem fenômenos muito complicados tais como estabilização de paredes de domínios, que queremos evitar pois torna a análise do problema muito complicada. O aumento da permeabilidade se deve provavelmente a multiplicação do número de paredes de domínio após o pulso de campo ser desligado.

Tendo calculado os valores de $\Delta Z/Z$ para todo o intervalo de corrente considerado (no nosso caso de 0.1 a 8.5 mA) pode-se obter a curva do *aftereffect* da *GMI* propriamente dito, ou seja, o gráfico que relaciona $\Delta Z/Z$ com a amplitude da corrente I .

A Figura III.31 nos mostra o comportamento do *MIAE* para a mesma amostra considerada na Figura III.30 onde está destacado o máximo mencionado nos parágrafos anteriores. Nesta medida a frequência da corrente I é de $f=100$ kHz.

Como podemos notar, o gráfico da Figura III.31 apresenta claramente a existência do máximo esperado pela teoria. Este fato nos deixa seguro de que o *aftereffect* da *GMI* (*MIAE*) e o da permeabilidade magnética (*MAE*) estão intimamente ligados. Agora bastamos

comprovar a aplicabilidade da teoria de Allia e Vinai [11] (ver seção 4 do capítulo II), ou seja, se a curva de $\Delta Z/Z_{\text{máximo}}$ vs. λ_s apresenta um comportamento parabólico.

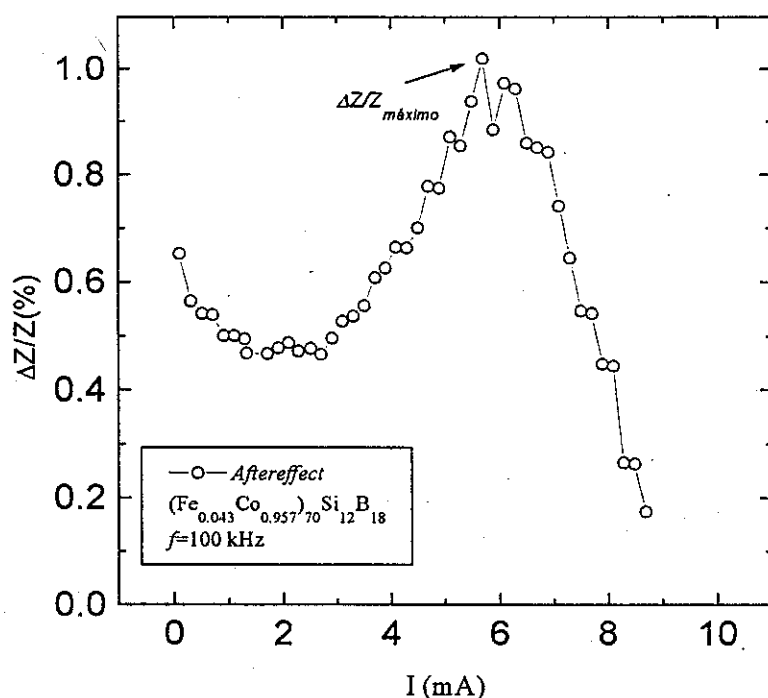


Figura III.31: Comportamento do Aftereffect da GMI em função da amplitude da corrente I , $f=100$ kHz, para a amostra de $(\text{Fe}_{0.05}\text{Co}_{0.95})_{70}\text{Si}_{12}\text{B}_{18}$.

5. Amostras utilizadas

Foram feitas medidas de *GMI* e *Aftereffect* em fitas amorfas de $(\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x})_{70}\text{Si}_{12}\text{B}_{18}$ com, aproximadamente, 10 cm de comprimento, como fabricadas e após terem sofrido um tratamento térmico nas seguintes condições [44]: 1 h de pré-tratamento a 360°C seguido de 1 h de tratamento a 340°C porém submetidas a uma tensão longitudinal de 400 MPa. Tal tratamento foi feito por Jon Gutierrez (*Dpto. de Eletricidad y Electronica da Universidad del País Vasco, Bilbao, Espanha*), durante um estágio na Universidade Técnica da Dinamarca, sob supervisão do Prof. O. V. Nielsen.

Todas as amostras não tratadas possuem constante de magnetostricção de saturação negativa ($\lambda_s < 0$). Como já foi visto na seção 2 do capítulo II, tal tratamento tem o efeito de

induzir anisotropias magnéticas na amostra. Neste caso, em todas as amostras foi induzida uma anisotropia magnética com eixo fácil de magnetização na direção perpendicular ao eixo das fitas. Este fato é comprovado analisando as curvas de histerese das amostra que, em todos os casos, apresentavam, até atingirem a saturação, um comportamento linear com da magnetização com o campo aplicado, revelando que a magnetização longitudinal ocorre basicamente por rotação de domínios ou, em outras palavras, que a magnetização dos domínios estão orientadas na direção transversal (ver seção 5 do capítulo II). Originalmente, o tratamento ao qual foram submetidas as amostras consideradas neste trabalho tinha o intuito de conseguir fitas com magnetostricção próximas de zero, especialmente para aplicações em sensores, devido a necessidade de deformação. Em um estudo prévio [79] foi comprovado que a magnetostricção depende da história térmica do material. Foi estudado então a influência do tratamento térmico na constante de magnetostricção de saturação das amostras. Os resultados encontrados por Nielsen *et al.* estão mostrados na Figura III.32.

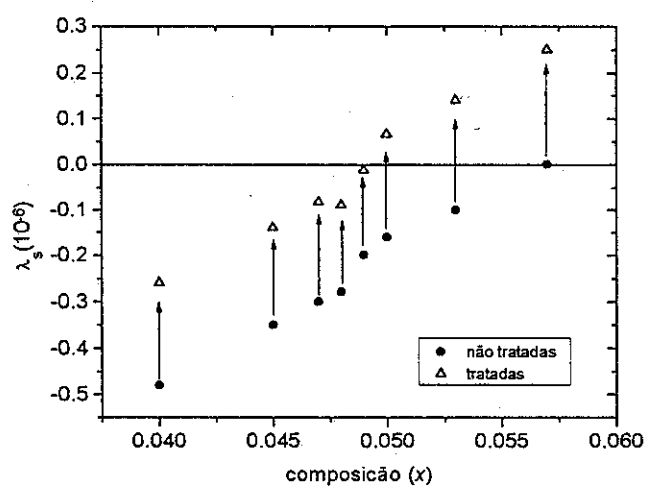


Figura III.32 : Dependência da constante de magnetostricção de saturação λ_s com a composição da amostra para as fitas de $(Fe_xCo_{1-x})_{70}Si_{12}B_{18}$ não tratadas (O) e tratadas (Δ). Condições do tratamento: 1 h de pré-tratamento a 360°C seguido de 1 h de tratamento a 340°C com uma tensão de 400 MPa aplicada longitudinalmente à amostra.

Os valores de x e das constantes de magnetostricção de saturação λ_s antes e após o tratamento térmico estão mostrados na tabela III.1 (medidas feitas por J. Gutierrez em Bilbao).

AMOSTRA	COMPOSIÇÃO (x)	$\lambda_s (10^{-6})$ (NÃO TRATADA)	$\lambda_s (10^{-6})$ (TRATADA)
1	0.04	-0.48	-0.26
2	0.045	-0.35	-0.14
3	0.047	-0.30	-0.083
4	0.048	-0.28	-0.09
5	0.049	-0.20	-0.013
6	0.050	-0.16	0.065
7	0.053	-0.10	0.14
8	0.057	~0	0.25

Tabela III.1: Composição (x) e constantes de magnetostricção de saturação (λ_s) nas amostras de $(\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x})_{70}\text{Si}_{12}\text{B}_{18}$.

6. Medidas realizadas

Foram feitas medidas de *GMI*, nas amostras de $(\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x})_{70}\text{Si}_{12}\text{B}_{18}$, nas frequências de 100, 500 e 900 kHz da corrente de sonda *I*. Para cada valor da frequência *f*, a amplitude da corrente *I* tomou os valores de 1, 5 e 8 mA. Logo, para cada amostra (tratada e não tratada), foram feitas nove medidas diferentes de *GMI*, tomando um total de aproximadamente 50 pontos por medida. Em cada medida de *GMI* o valor do campo H_{max} foi de 100 Oe e o passo de variação, $b=0.9$ (ver seção 3.3 deste capítulo). Para algumas amostras, cada medida foi repetida várias vezes, inclusive refazendo os contatos. Tanto o comportamento qualitativo quanto o quantitativo da *GMI* não apresentaram diferenças significativas, sendo que máxima variação observada para o valor máximo da *GMI* foi menor que 0.5%.

Para cada amostra, foram feitas duas medidas diferentes de *Aftereffect* da *GMI*, uma com a frequência da corrente *I* de $f=100$ kHz e outra com $f=900$ kHz. A amplitude da corrente variou de 0.1 a 8.5 mA com um incremento de 0.2 mA. O pulso de campo H_p teve valor de 100 Oe e duração de 3 s. Em todas as amostras as medidas foram feitas novamente dois meses após as primeiras, retirando as amostras do suporte e refazendo os contatos, para verificar problemas de tensão mecânica nos contatos e no posicionamento da amostra. Não se verificou

diferença qualitativa significativa no comportamento do *MIAE* das amostras cujas medidas foram repetidas, ou seja, as curvas de $\Delta Z/Z$ vs. I possuíam os mesmos aspectos, com os máximos nas mesmas posições e com mesmas ordens de grandeza.

Resultados e discussões

1. Introdução

Neste capítulo mostraremos os resultados das medidas de *GMI* e *MIAE* nas amostras de $(\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x})_{70}\text{Si}_{12}\text{B}_{18}$ antes e depois do tratamento térmico descrito na seção 5 do capítulo III.

Primeiramente serão apresentados os resultados das medidas de *GMI* nas amostras não tratadas, bem como uma discussão, baseada nos conceitos teóricos apresentados no capítulo II, a respeito das possíveis causas dos efeitos observados. Depois, análises semelhantes serão apresentadas a respeito das amostras tratadas. A partir daí, apresentaremos uma seção onde serão comparados os comportamentos da *GMI* nos estados tratado e não tratado de cada amostra, bem como serão discutidos os efeitos do tratamento térmico na *GMI*. Mais adiante, os resultados das medidas de *MIAE* serão apresentados seguindo a mesma disposição dos da *GMI*, ou seja, primeiramente consideraremos as amostras não tratadas, depois as amostras tratadas e, finalmente, uma comparação entre os dois estados será apresentada mediante uma discussão do efeito do tratamento térmico sobre o fenômeno.

A respeito do *MIAE* é importante salientar que ainda é muito cedo para apresentarmos uma análise completa do efeito da relaxação da *GMI*, mesmo porque, como já vimos (Capítulo II, seção 5 e Capítulo IV, seção 1), o comportamento da *GMI* com respeito às mudanças ocorridas na permeabilidade transversal μ_t , ainda não está completamente entendido. Além disso, os modelos propostos para explicar o *aftereffect* da permeabilidade (*MAE*) dependem de uma série de parâmetros que, além de serem de difícil acesso experimental, são altamente sensíveis à história térmica do material (ver Capítulo II, seção 4). Apresentaremos os resultados que comprovam a existência da relaxação temporal da impedância e expor os aspectos que indicam sua estreita ligação com a relaxação da permeabilidade. Além disso

vamos mostrar que é possível, através de tratamentos térmicos específicos, diminuir drasticamente o $MIAE_x$, o que é relevante para eventuais aplicações tecnológicas.

2. Magnetoimpedância Gigante (GMI)

2.1 Amostras não tratadas

As medidas de GMI para as amostras não tratadas comprovam sua clara dependência com o valor da frequência f da corrente de sonda I . A Figura IV.33 nos mostra os gráficos de $GMIZ$ para as amostras 1, 2, 6 e 7. As respectivas composições e constantes de magnetostricção de saturação λ_s estão na tabela I.1 no capítulo III. Nestas medidas utilizamos frequência f de 100, 500 e 900 kHz enquanto que a amplitude da corrente foi mantida constante em $I=1$ mA. Este tipo de comportamento foi encontrado para todas as amostras medidas e para todos os valores da corrente I considerados.

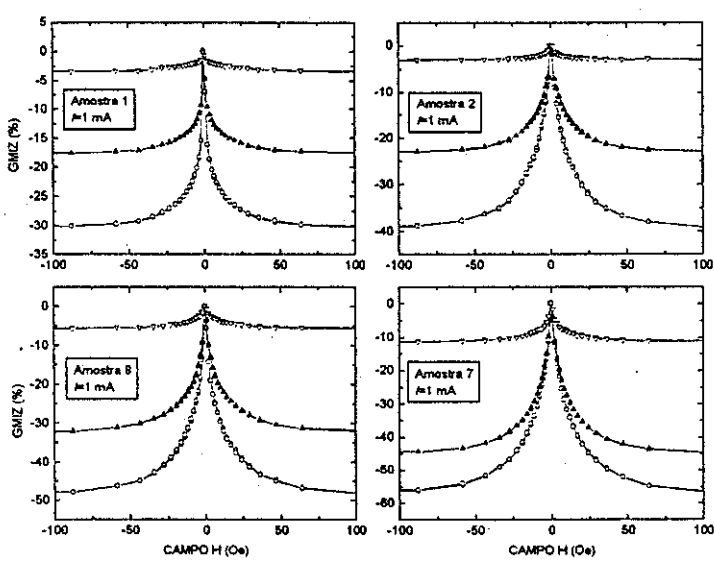


Figura IV.33 : Comportamento da curva $GMIZ$ vs. H para as amostras 1, 2, 6 e 7, em função de f . Aqui temos: $\circ$ (900 kHz), $\blacktriangle$ (500 kHz) e ∇ (100 kHz). Tais medidas foram feitas para $I=1$ mA.

A Figura IV.34 nos mostra o gráfico do valor da $GMIZ$ para campo máximo de 100 Oe, denominado de $GMIZ_{MAX}$, em função da frequência f da corrente I , para todas as amostras medidas. A amplitude da corrente de sonda permaneceu em $I=1$ mA. Notar que o efeito da GMI aumenta com o aumento da frequência, em concordância com diversos resultados encontrados na literatura [5,56,64]. Este comportamento se deve ao fato de que, ao se aumentar a frequência da corrente de sonda, ocorre a diminuição do comprimento de penetração δ (δ é inversamente proporcional a raiz quadrada de f), acentuando o efeito pele e assim diminuindo a área efetiva por onde a corrente flui, fazendo com que a impedância da amostra aumente (ver seção 5 do capítulo II)

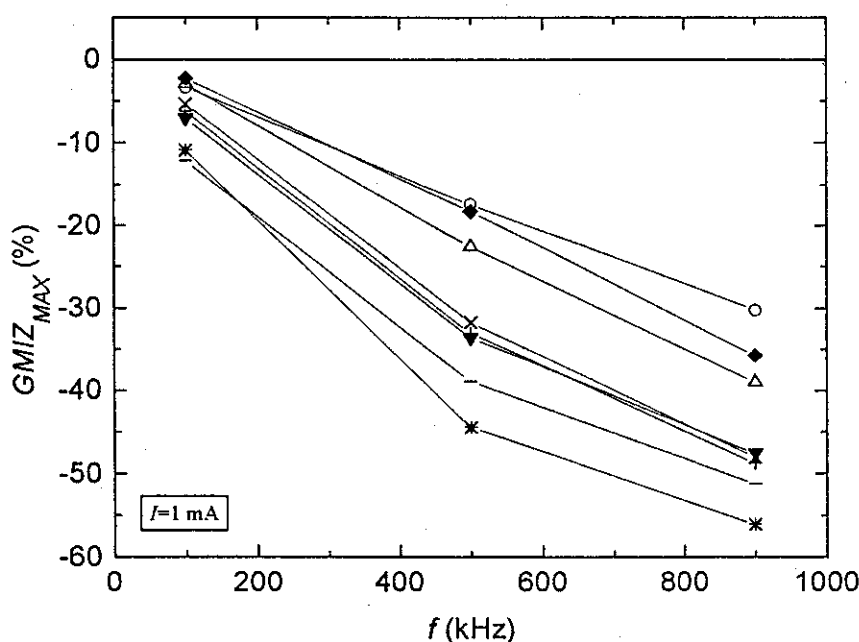


Figura IV.34 : Comportamento do valor da $GMIZ$ para campo máximo de 100 Oe ($GMIZ_{MAX}$) em função da frequência f , para todas as amostras medidas: O (amostra 1), Δ (amostra 2), $\blacktriangledown$ (amostra 3), $\blacklozenge$ (amostra 4), + (amostra 5), $\times$ (amostra 6), * (amostra 7) e - (amostra 8). A amplitude da corrente de sonda foi de $I=1$ mA.

Percebemos também uma dependência da GMI com a amplitude da corrente I . Tal fenômeno é muito interessante pois, a medida que aumentamos a frequência f , tal dependência diminui e tende a se anular para frequências da ordem de um MegaHertz. A Figura IV.35 nos

mostra os gráficos da $GMIZ$ para a amostra 7 tendo como parâmetro a amplitude da corrente I . Na Figura IV.35 (d) encontramos o comportamento do valor máximo da $GMIZ$ como função da corrente I , tendo agora como parâmetro a frequência f . Foi observado o mesmo tipo de comportamento em todas as amostras não tratadas.

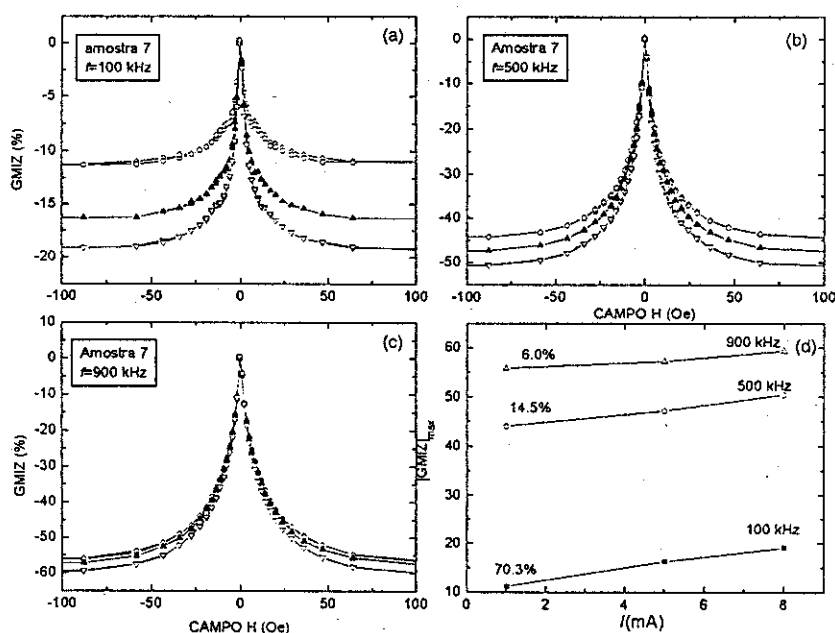


Figura IV.35 : Dependência da $GMIZ$ com a amplitude da corrente I para a amostra 7, sendo $f=100$ (a), 500 (b) e 900 kHz (c). Para as Figuras (a), (b) e (c) temos: $\circ$ (1 mA), $\blacktriangle$ (5 mA) e ∇ (8 mA). Na Figura (d) temos o módulo do valor máximo da $GMIZ$ em função da amplitude da corrente I para os três valores de frequência: $\blacksquare$ (100 kHz), $\circ$ (500 kHz) e $\triangle$ (900 kHz). Os valores assinalados são indicam a variação relativa entre os valores a 8 e a 1 mA.

Na Figura IV.35 (d), os valores apresentados nas curvas se referem a variação relativa entre os valores da $GMIZ_{MAX}$ para as corrente de 1 e 8 mA ($[GMIZ_{MAX}(I=8 \text{ mA}) - GMIZ_{MAX}(I=1 \text{ mA})]100/GMIZ_{MAX}(I=1 \text{ mA})$). Percebemos na Figura IV.35 que para $f=900$ kHz o valor do módulo da GMI máxima sobe de 6.0 % quando a amplitude da corrente vai de 1 para 8 mA, enquanto que para $f=100$ kHz esta diferença é de 70.3%.

Como já sabemos, o comprimento de penetração δ é inversamente proporcional a raiz quadrada do produto $f\mu_t$, ou seja, $\delta \propto (f\mu_t)^{-1/2}$ (seção 5 do capítulo II). Logo, quando a frequência aumenta de 100 para 900 kHz temos que o comprimento de penetração é reduzido por um fator de 1/3, considerando que a permeabilidade transversal permaneceu constante. Porém, como estamos trabalhando na região inicial da curva de magnetização, ou seja, na região reversível da magnetização, quando aumentamos a amplitude da corrente de sonda ou, indiretamente, aumentamos o campo transversal oscilante H_t , observamos como resultado um acréscimo na permeabilidade μ_t . Supondo que estamos trabalhando em condições nas quais a permeabilidade não depende da frequência, a variação provocada pelo acréscimo da amplitude da corrente será igual (para a mesma variação de corrente) para ambos os valores de frequência. Logo, como a impedância depende da profundidade de penetração δ que, por sua vez depende do produto $f\mu_t$, teremos uma maior variação na impedância quanto menor for o valor de f . Tal fato pode ser comprovado na Figura IV.36, onde temos o comportamento do módulo da impedância Z da amostra 7 em Função da amplitude I da corrente de sonda, para campo externo H nulo, que reflete a curva da dependência qualitativa da permeabilidade μ_t com o campo transversal H_t .

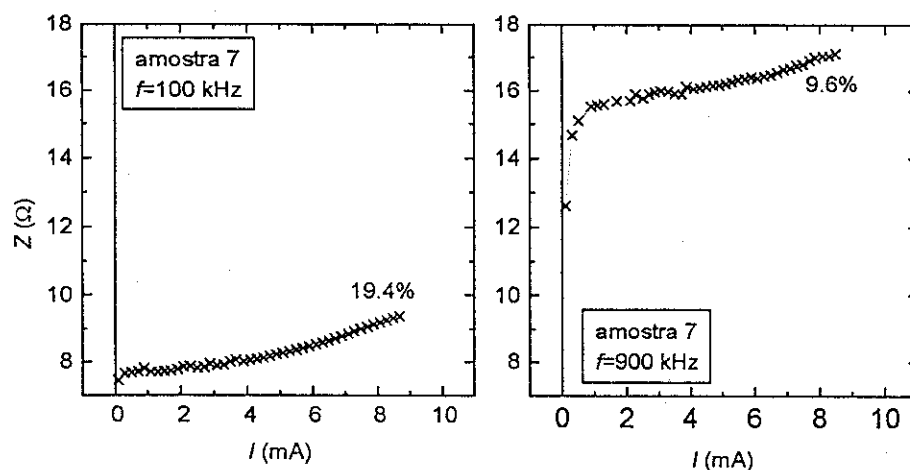


Figura IV.36 : Módulo da impedância Z em função da amplitude da corrente de sonda I para as frequências de 100 e 900 kHz e campo H nulo. A porcentagem anotada se refere ao acréscimo sofrido pela impedância quando a corrente sobe de 1 para 8 mA.

Percebemos na Figura IV.36 uma variação de 19.4% no valor de Z para $f=100$ kHz. Por outro lado, para $f=900$ kHz tivemos uma variação de 9.6%, concordando com as considerações feitas nos parágrafos anteriores. É importante salientar que, apesar de

apresentarmos apenas o resultado referente a amostra 7, este tipo de efeito foi encontrado em todas as amostras estudadas antes do tratamento.

Conseguimos observar também, para as amostras medidas, uma dependência da GMI com a composição, ou seja, com o valor de x em $(Fe_xCo_{1-x})_{70}Si_{12}B_{18}$. Como a constante de magnetostricção λ_s é determinada basicamente pela composição da amostra como fabricada, podemos dizer que encontramos uma dependência da GMI com λ_s . Tal dependência pode ser vista na Figura IV.37, onde estão consideradas as amostras 1, 2, 5, 6 e 7. Tais medidas foram feitas para uma frequência f de 900 kHz e uma corrente I de 8 mA, sendo que para outros valores de f e I encontramos o mesmo tipo de comportamento.

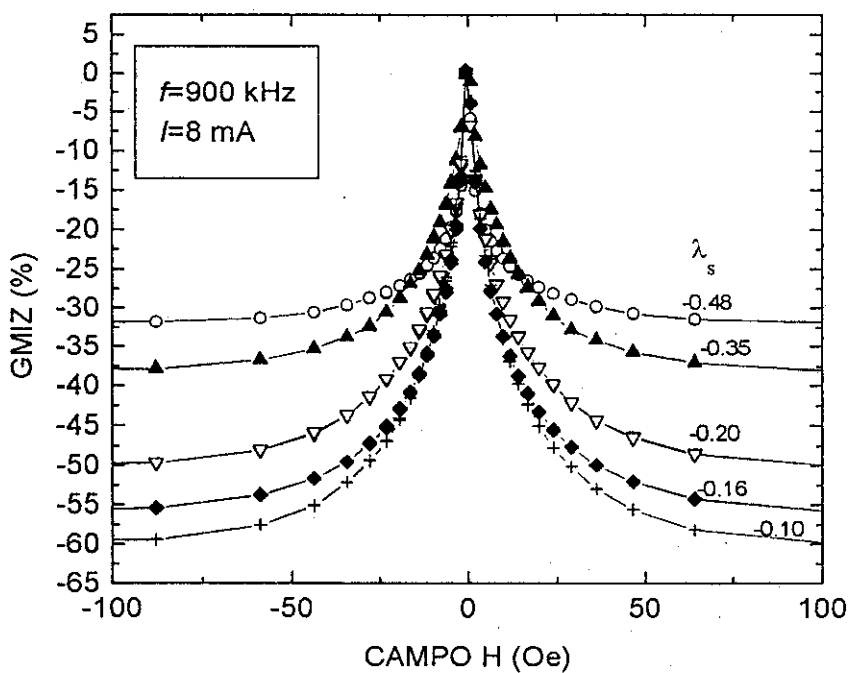


Figura IV.37 : Dependência da GMI com λ_s para $I=8$ mA e $f=900$ kHz. Estão consideradas nesta figura: $\circ$ (amostra 1), $\triangle$ (amostra 2), ∇ (amostra 5), $\diamond$ (amostra 6) e $+$ (amostra 7). Estão marcados os valores de $\lambda_s \cdot 10^6$ para cada amostra considerada.

Percebemos que o efeito da GMI é maior quanto menor é o módulo da constante de magnetostricção λ_s . Este resultado é realmente esperado, uma vez que o material terá uma permeabilidade μ_i maior, ou seja, será magneticamente mais mole, quanto menor for o módulo de λ_s [15] (ver também a equação 2.19 que relaciona a susceptibilidade com o inverso da constante de anisotropia K_u , que por sua vez é proporcional a constante de magnetostricção λ_s).

Ou seja quanto menor λ_s , menor será K_u e, por sua vez, maior será a susceptibilidade do material). O fato do material ser magneticamente mais mole reflete o acréscimo da impedância, devido, novamente, ao efeito pele. Pois, se agora a frequência está sendo mantida constante, por outro lado a permeabilidade transversal μ_t está aumentado, fazendo com que a profundidade de penetração diminua, aumentando assim os valores da impedância das fitas (ver seção 5 do capítulo II). De fato, a partir da Figura IV.37, observamos que, a fita com $\lambda_s = -0.48 \cdot 10^{-6}$ possui um decréscimo máximo de 32% na impedância medida a 900 kHz, enquanto que para a fita com $\lambda_s = -0.1 \cdot 10^{-6}$ tal decréscimo é de 60%.

A Figura IV.38 nos mostra o comportamento geral do valor de $GMIZ$ quando o campo aplicado é de $H=100$ Oe ($GMIZ_{MAX}$) em função da constante de magnetostricção de saturação λ_s , para uma corrente de sonda de amplitude $I=5.0$ mA e frequência $f=100, 500$ e 900 kHz.

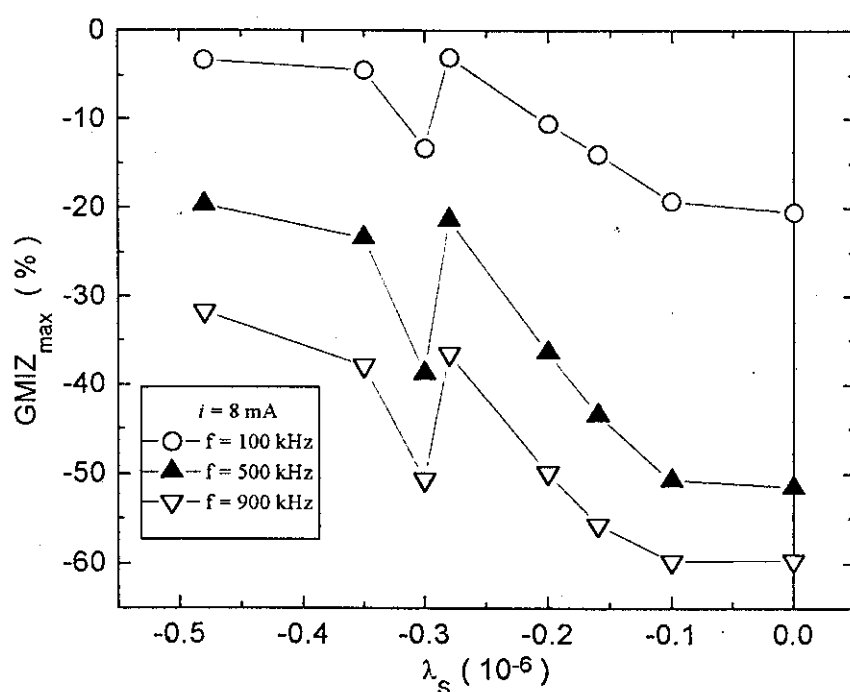


Figura IV.38 : Comportamento do valor da $GMIZ$ para H máximo de 100 Oe, em função de λ_s das amostras analisadas, para os seguintes valores de f : $\circ$ (100 kHz), $\blacktriangle$ (500 kHz) e ∇ (900 kHz). A amplitude da corrente é de $I=8$ mA.

Podemos perceber na Figura IV.38 que, apesar do comportamento geral da GMI indicar que seu efeito tende a ser maior para as amostras menos magnetostrivas, dois pontos, relativos às amostras 3 e 4, não obedecem este tipo de comportamento. Sabemos que incertezas nas medidas, induzidas por vários fatores, sendo que o mais provável está descrito

ainda neste parágrafo, certamente são a causa deste desvio do comportamento geral esperado. Os valores da ordenada ($GMIZ_{MAX}$) de cada ponto do gráfico foram determinados a partir da média tomada sobre várias medidas repetidas, apresentando um desvio padrão menor que 0.5%. Porém, entre uma medida e outra não houve a remoção da amostra do porta amostras nem tão pouco a troca dos contatos (procedimento utilizado nas medidas de *aftereffect*, como veremos na próxima seção). Logo, não foi verificado a influência de tensões no processo de medida, principal suspeita de ser a causa do comportamento inesperado das amostras 3 e 4.

2.2 Amostras tratadas

O perfil do gráfico da GMI para as amostras tratadas difere totalmente do obtido para as amostras não tratadas. A Figura IV.39 nos mostra, como exemplo, o comportamento da $GMIZ$ para a amostra 7 após o tratamento térmico. A medida foi feita com uma corrente de amplitude $I=5$ mA e frequência $f=900$ kHz.

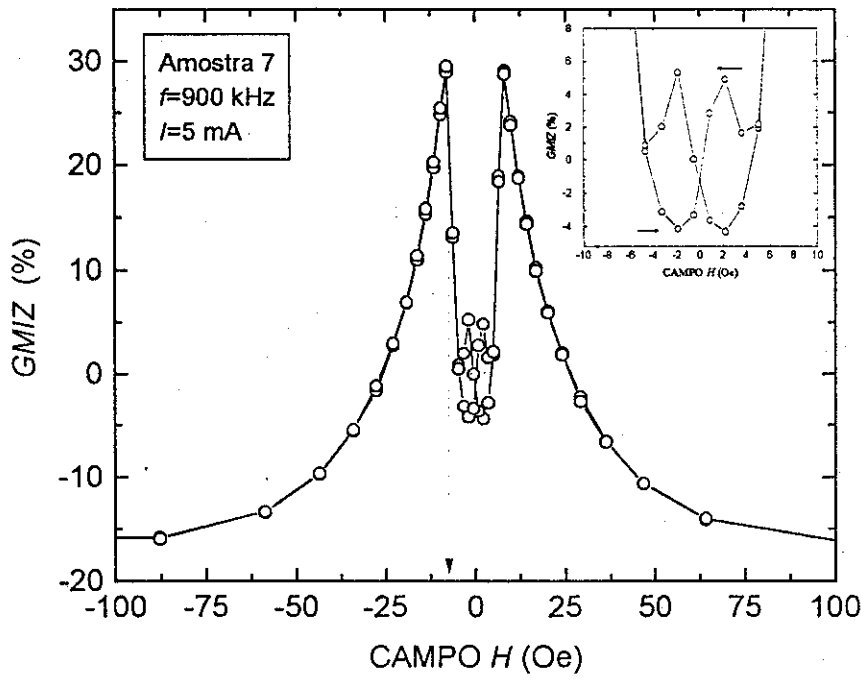


Figura IV.39 : Gráfico da $GMIZ$ vs. H para a amostra 7. A medida foi feita para uma frequência $f=900$ kHz e uma amplitude de corrente $I=5$ mA. No destaque temos o comportamento histerético característico do centro da curva. A seta indica a posição do máximo da curva.

Percebemos que o comportamento da *GMI* para a amostra 7 tratada apresenta uma estrutura de dois picos principais posicionados em, aproximadamente, ± 8.0 Oe (observar seta no gráfico). Tal estrutura de picos não existia antes do tratamento, como podemos ver na Figura IV.37. Observamos também, na Figura IV.39 (destaque), a existência de uma outra estrutura de picos bem menores, com um comportamento histerético, posicionados em ± 2.0 Oe.

Estas estruturas de picos apareceram em todas as amostras após o tratamento e já foram encontradas por vários autores [66,80,81], estando intimamente ligada a mudanças ocorridas no processo de magnetização que, por sua vez, estão relacionadas com a anisotropia magnética induzida na amostra através do tratamento térmico, como detalharemos nos próximos parágrafos.

A curva de magnetização para a amostra 7 nos estados não tratados e tratados pode ser vista na Figura IV.46 da seção 1.3 deste capítulo. Observamos uma dependência linear da magnetização M com o campo aplicado H para valores de campo menores do que o campo de anisotropia H_K da amostra (estado não tratado). Este fato demonstra que a magnetização longitudinal ocorre praticamente por rotação de domínios apenas, evidenciando uma anisotropia induzida cujo eixo fácil está na direção transversal ao eixo da amostra.

O campo de anisotropia H_K é aquele para o qual há uma rotação coerente dos domínios na direção do campo aplicado H . Tal rotação causará uma queda brusca na permeabilidade magnética transversal μ_t , fazendo com que apareça um máximo na curva da magnetoimpedância. De fato, observando a curva de magnetização da amostra 7, temos que o campo de anisotropia H_K está em torno de 6.0 Oe concordando com as posições dos picos no gráfico da *GMI* (Figura IV.39).

Todas as amostras tratadas apresentam curvas de magnetização semelhantes à da amostra 7, ou seja, um comportamento linear de M vs. H até que seja atingido o campo de anisotropia H_K , evidenciando que em todas as amostras, após o tratamento, os domínios estão orientados preferencialmente na direção perpendicular ao eixo da amostra. Outro fato interessante é que, para todas as amostras, os valores do campo de anisotropia H_K e da magnetização de saturação M_s são praticamente constantes, como pode ser vistos na Tabela IV.1, de onde podemos concluir que em todas as amostras foi induzida uma anisotropia com valores da constante de anisotropia K_u semelhantes, concordando com o esperado, uma vez que todas as amostras, além de possuírem composições semelhantes, foram submetidas as

mesmas condições de tratamento, ou seja, 1 h de pré tratamento a 360°C seguido de 1 h de tratamento a 340°C sob a aplicação de tensão longitudinal de 400 MPa.

A Tabela IV.1 nos mostra o módulo do campo para o qual ocorrem os picos da *GMI* para os três valores de frequências f da corrente I ($I=5.0$ mA) considerados, os valores do campo de anisotropia H_k e os valores da magnetização de saturação M_s para todas as amostras consideradas. Podemos dizer que as posições onde ocorrem os picos da *GMI*, apesar de variarem um pouco, praticamente não dependem da frequência f da corrente de sonda I , pois estas pequenas variações são devido a resolução do nosso sistema de medidas, ou seja, se o passo de variação do campo fosse menor, a região próxima aos picos teriam uma maior densidade de pontos e, provavelmente, não observaríamos tais variações, bem como, muito provavelmente, observaríamos uma maior concordância entre as posições dos picos da *GMI* e as do campo de anisotropia H_k .

AMOSTRA TRATADA	$ H_{PICO} $ (Oe) 100 kHz	$ H_{PICO} $ (Oe) 500 kHz	$ H_{PICO} $ (Oe) 900 kHz	$ H_k $ (Oe)	M_s (T)
1	5.6	6.4	6.4	5.8	0.7
2	6.4	8.0	8.0	6.6	0.5
3	8.0	8.9	9.8	9.5	0.6
4	6.4	8.0	8.0	6.9	0.6
5	6.4	8.0	8.0	8.1	0.5
6	8.0	8.0	8.0	7.8	0.6
7	6.4	8.0	7.8	5.8	0.6
8	6.4	8.0	8.0	8.4	0.6

Tabela IV.1: Valores de H_k , M_s e de H_{PICO} da *GMI* para as amostras tratadas.

Apesar de enfatizarmos o comportamento linear das curvas de magnetização das amostras tratadas, percebemos que tais curvas apresentam, na verdade, para campos próximos de zero, uma pequena bifurcação evidenciando um comportamento histerético e um pequeno campo coercivo H_c , como pode ser constatado na Figura IV.46 na próxima seção. Tal efeito indica que, para campos próximos de zero, outros mecanismos de magnetização, que não apenas rotação de domínios, estão contribuindo para a magnetização da amostra. Tais contribuições podem ser, por exemplo, devido a deslocamentos irreversíveis de paredes de domínio, indicando a existência de componentes longitudinais de magnetização nas amostras tratadas. Através da Figura IV.46 da próxima seção, percebemos que a distância entre os pontos onde se inicia a bifurcação na curva de magnetização da amostra 7 coincide com as posições dos picos menores no comportamento da GMI (≈ 4 Oe) (Figura IV.39) indicando que a permeabilidade transversal μ_t apresenta estes mesmos picos quando medida como função de H . Logo, o comportamento histerético observado nas curvas de GMI para as amostras tratadas está correlacionado a mudanças no processo de magnetização das amostras para valores de campos próximos de zero, e que se reflete no comportamento da permeabilidade transversal, fator principal na determinação da GMI . Este fato se repete para todas as amostras analisadas. Sinneker *et al.* [81] encontraram o mesmo comportamento histerético para fitas de CoFeCrSiB.

Para as amostras não tratadas, a definição de $GMIZ_{MAX}$ como sendo o valor da $GMIZ$ para campo H de 100 Oe coincide com a variação máxima da $GMIZ$ pois, o gráfico partia do zero para $H=0$ e decrescia monotonicamente com o acréscimo do campo. Já para as amostras tratadas esta definição não é boa pois não representa a variação máxima da $GMIZ$, uma vez que o gráfico parte do zero para $H=0$, cresce até atingir um pico (positivo) e depois decresce monotonicamente até que o campo H atinja seu valor máximo de 100 Oe. A fim de preservar a quantidade $GMIZ_{MAX}$ como sendo a variação máxima da $GMIZ$, tal definição, para as amostras tratadas, será um pouco diferente daquela para as amostras não tratadas, e está na equação 4.1.

$$GMIZ_{MAX} = GMIZ(H = 100Oe) - GMIZ_{PICO}, \quad (4.1)$$

Onde $GMIZ_{PICO}$ é o valor de pico da $GMIZ$.

As medidas de GMI nas amostras tratadas revelam um comportamento semelhante ao das não tratadas no que diz respeito a sua dependência com a frequência f e amplitude da corrente I .

Na Figura IV.40 (a) aparecem os gráficos da $GMIZ$ para a amostra 3 após ser submetida ao tratamento térmico. Utilizamos uma frequência f com os valores de 100, 500 e 900 kHz enquanto que a amplitude de corrente foi mantida constante em $I=5$ mA. Tal comportamento, ou seja, o acréscimo da $GMIZ$ com o aumento da frequência f , se reproduziu em todas as amostras tratadas a para todos os valores de corrente I considerados. Já a Figura IV.40 (b) nos mostra o comportamento da quantidade $GMIZ_{MAX}$, definida anteriormente na equação 4.1, em função da frequência f . Foram consideradas, nesta figura, todas as 8 amostras medidas.

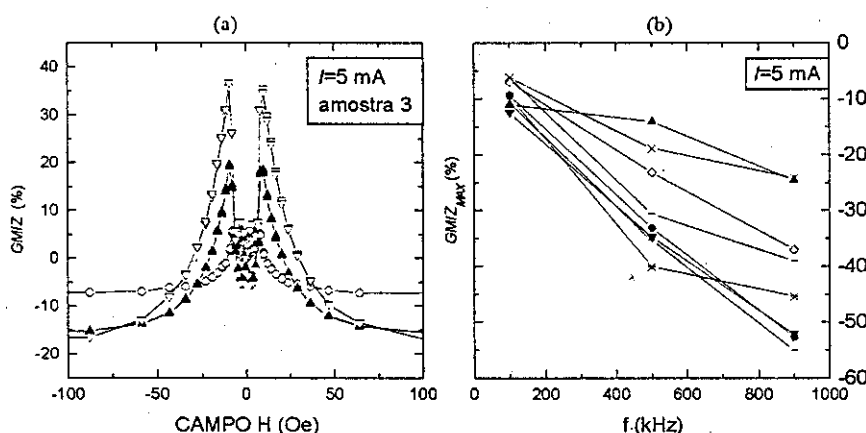


Figura IV.40 : a) Comportamento da $GMIZ$ em função do campo H para a amostra 3 tratada, a corrente de sonda foi de $I=5$ mA e foram consideradas as seguintes frequências f : $\circ$ (100 kHz), $\blacktriangle$ (500 kHz), ∇ (900 kHz). b) Gráfico que mostra a variação máxima da $GMIZ$ ($GMIZ_{MAX}$) como função da frequência f para todas as amostras analisadas, após o tratamento: $\bullet$ (amostra 1), $\blacktriangle$ (amostra 2), ∇ (amostra 3), $\diamond$ (amostra 4), $+$ (amostra 5), $\times$ (amostra 6), $*$ (amostra 7), $-$ (amostra 8).

Podemos perceber que a variação total da $GMIZ$ ou, equivalentemente, o efeito da GMI , assim como para as amostras não tratadas, cresce com o aumento da frequência, resultado que pode ser explicado da mesma maneira que nas amostras não tratadas, uma vez que, como já foi vastamente discutido, o comprimento de penetração diminui com o aumento

da frequência (seção 5 do capítulo II). Porém, estas considerações devem ser revistas e consideradas com maior cuidado no caso das amostras tratadas.

A Figura IV.41 mostra a curva do módulo da impedância em função do campo H externo para as frequências de 100, 500 e 900 kHz da corrente I bem como, nos dois destaques, as curvas das dependências Z para H nulo e para H_{PICO} com a frequência da corrente I (que teve amplitude de 5 mA) para a amostra 3 tratada.

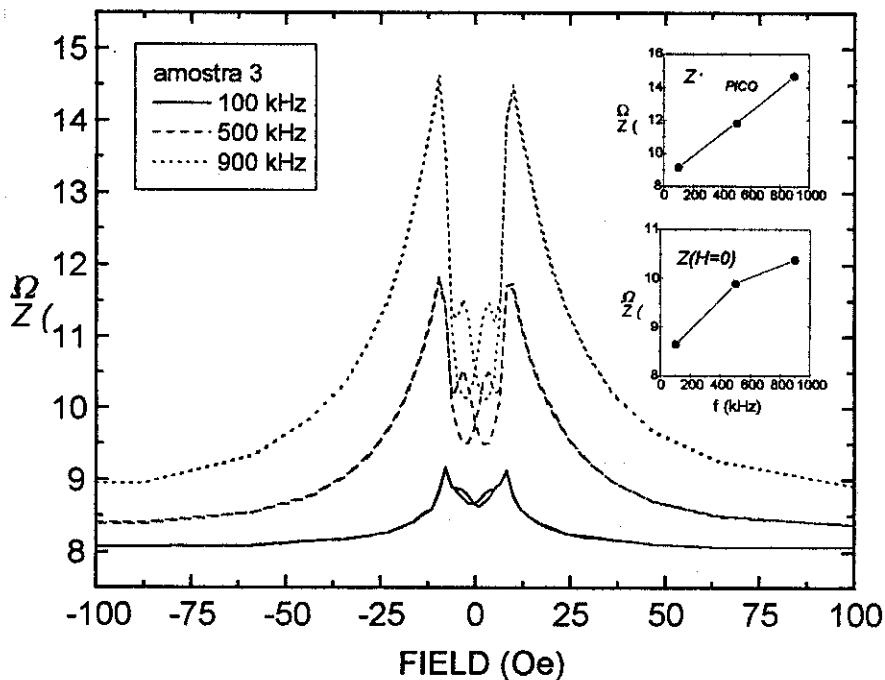


Figura IV.41 : Dependência de Z com H para a amostra 3 tratada. Foram consideradas os três valores de frequência (100, 500 e 900 kHz). Nos destaques temos a dependência de Z para campo nulo ($Z(H=0)$) e de Z máximo Z_{PICO} . A amplitude da corrente foi de $I=5$ mA.

Percebemos que o valor de Z_{PICO} cresce linearmente com a frequência enquanto que o valor de Z para campo nulo apresenta um comportamento cuja taxa de crescimento diminuiu quando a frequência f passou de 500 para 900 kHz. Este comportamento foi apresentado por todas as amostras tratadas sendo que, a título de informação, para a amostra 6, o valor de Z para campo nulo decresceu de 18.8 para 13.1 Ω quando a frequência f passou de 100 para 900 kHz, enquanto que o valor de $GMIZ_{MAX}$, definida pela equação 4.1, continuou aumentando para esta mesma variação em f . Sugere-se que este efeito, ou seja, a queda da taxa de aumento, ou até mesmo a redução do valor de Z para H nulo, quando aumentamos o valor de f , ocorre devido a dependência de μ_t com a frequência, ou seja, no caso das amostras tratadas e para

devido a dependência de μ_t com a frequência, ou seja, no caso das amostras tratadas e para $H=0$, estamos trabalhando em uma região onde o aumento de f reflete na redução de μ_t . Este fato será abordado novamente nos parágrafos seguintes.

A Figura IV.42 considera a dependência da quantidade $GMIZ$ em função de H tendo como parâmetro a amplitude da corrente de sonda I para a amostra 5 tratada. Percebemos o mesmo tipo de comportamento das amostras não tratadas, ou seja, a dependência diminui com o acréscimo de f e tende a se anular para frequências da ordem de megahertz. Sugere-se que a explicação para este efeito seja a mesma apresentada no caso das amostras não tratadas, ou seja, a variação da permeabilidade transversal com o aumento da amplitude da corrente causa um efeito menor no valor de Z quando a frequência é de $f=900$ kHz. Porém, quando analisamos a curva de dependência do módulo da impedância em função da amplitude da corrente para campo nulo, da amostra 5 tratada, ou seja a curva análoga a da Figura IV.36 para a amostra 7 não tratada, não observamos diferença significativa na variação de Z para os dois valores de frequências (100 e 900 kHz), quando I sobe de 1 para 8 mA, como podemos comprovar na Figura IV.43.

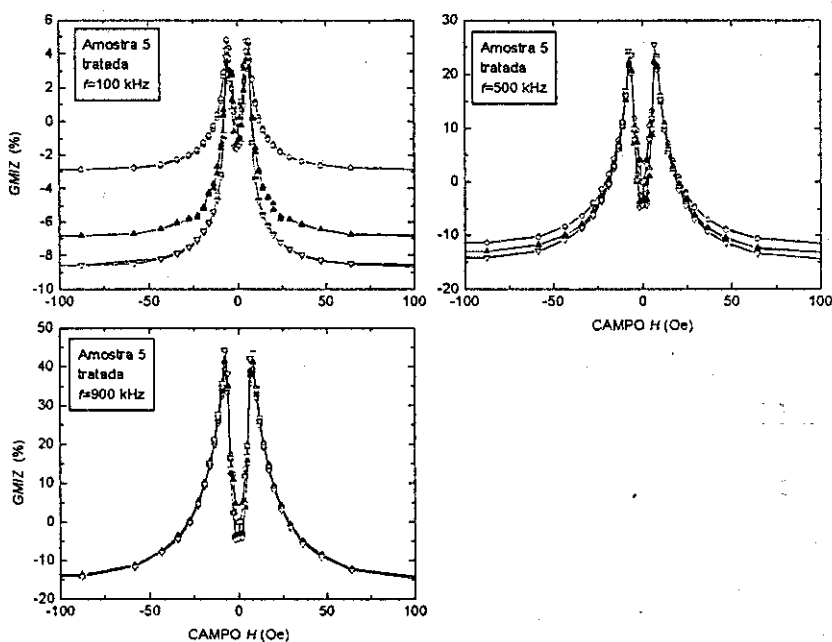


Figura IV.42 : Dependência da $GMIZ$ com a amplitude da corrente I para a amostra 5 tratada. As frequências foram $f=100$, 500 e 900 kHz. Temos aqui: $\circ$ (1mA), $\blacktriangle$ (5 mA) e ∇ (8 mA).

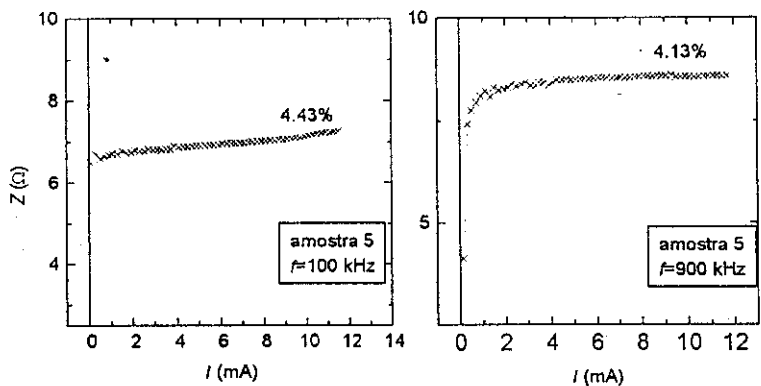


Figura IV.43 : Análoga a Figura IV.36, porém para a amostra 5 tratada.

Este fato não invalida a explicação pois, devemos lembrar que a definição de $GMIZ_{MAX}$ no caso das amostras tratadas, como sabemos da equação 4.1, difere da definição para as amostras não tratadas ($GMIZ_{MAX}=GMIZ(H=100\text{ Oe})$). No caso das amostras tratadas, $GMIZ_{MAX}$ se refere a diferença entre os valores de $GMIZ$ para $H=0$ e $H=H_{PICO}$. Como já foi discutido, o campo para o qual a $GMIZ$ passa por um máximo é aproximadamente igual ao campo de anisotropia da amostra, ou seja, $H_{PICO}\cong H_K$. Logo, quando dissemos que o aumento da amplitude da corrente causa um aumento da permeabilidade transversal da amostra, no caso de amostras tratadas, estamos falando do valor da permeabilidade para campo externo $H=H_K\neq 0$ e não como no caso das amostras tratadas quando nos referíamos a $H=0$.

Quando comparamos as Figuras IV.36 e IV.43 percebemos que, para a amostra 7 não tratada, considerando $I=5\text{ mA}$, a impedância para $f=100\text{ kHz}$ é de $Z(f=100\text{ kHz})=8.2\text{ }\Omega$ enquanto que para $f=900\text{ kHz}$ e $I=5\text{ mA}$ temos $Z(f=900\text{ kHz})=16.2\text{ }\Omega$, ou seja, o dobro do valor para $f=100\text{ kHz}$. Tal fato é natural, uma vez que o aumento da frequência acarreta diretamente o aumento da componente imaginária e, através do efeito pele, o aumento da componente real da impedância da amostra (seção 5 do capítulo II). Tal comportamento é observado para todas as amostras não tratadas. Já para a amostra 5 tratada tal efeito não é observado (Figura IV.43). De fato, no caso da amostra 5 tratada temos $Z(f=100\text{ kHz})=7.0\text{ }\Omega$ e $Z(f=900\text{ kHz})=8.5\text{ }\Omega$, o que representa uma variação muito menor se comparada a amostra 7 não tratada. Este comportamento se observou para todas as amostras tratadas e reflete novamente o fato de que o aumento de f é contrabalanceado com o decréscimo da permeabilidade transversal. Uma boa abordagem da dispersão da permeabilidade com o aumento da frequência se encontra na referência [82]. De fato, como já foi estudado por

Knobel *et al.* [83], o valor da frequência para a qual começamos a observar uma queda no valor da impedância para campo nulo é menor quanto maior for a anisotropia transversal induzida.

O fato pelo qual não observamos uma queda brusca da taxa de crescimento de Z com o acréscimo de f , na região próxima a H_K , pode ser devido ao fato de, para campo externo não nulo, estarmos trabalhando em uma região onde não ocorre a dispersão de μ . De fato, vamos considerar que a permeabilidade a qual estamos tratando seja uma permeabilidade efetiva que pode ser tratada como a associação, não muito simples (algumas considerações estão dadas no Apêndice A), de duas contribuições: μ_{tdw} devido aos movimentos das paredes de domínio e μ_{trot} devido a rotação de domínios [83].

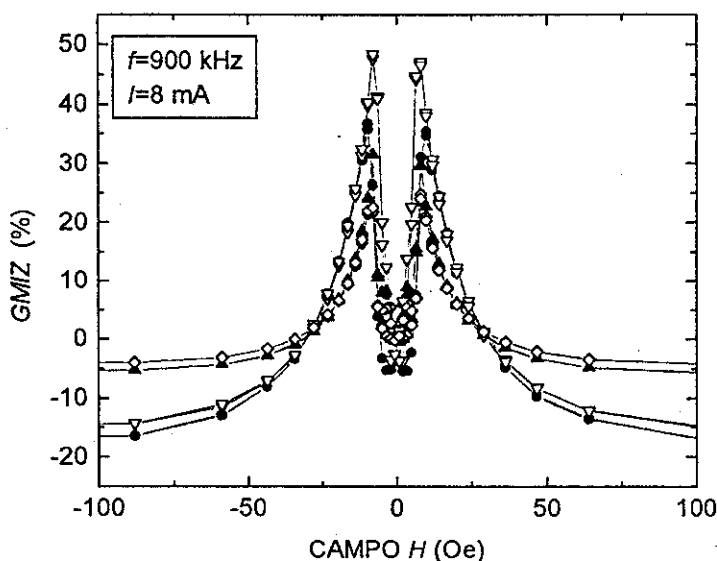


Figura IV.44 : Dependência da GMIZ com λ_s para $I=5$ mA e $f=900$ kHz. Estão consideradas nesta figura: ● (amostra 3), ▲ (amostra 4), ▽ (amostra 5) e ○ (amostra 6) tratadas.

Para altas frequências os movimentos das paredes de domínios são fortemente amortecidos devido as correntes de *Eddy* e a contribuição rotacional da permeabilidade se torna dominante. Como as fitas tratadas apresentam uma estrutura de domínios transversal devido a anisotropia induzida pelo tratamento, teremos uma brusca queda na permeabilidade para campo externo longitudinal nulo, como comprovamos anteriormente. Um campo $H \neq 0$ aplicado ao longo do eixo da fita terá o efeito de aumentar a contribuição da permeabilidade

devido a rotação de domínios fazendo com que a permeabilidade efetiva aumente e, consequentemente, tornando o efeito do aumento da frequência novamente importante na determinação da profundidade de penetração do material. Concluimos assim, que a análise experimental deste problema é muito complicada, uma vez que a impedância da amostra depende da frequência f da corrente I e da permeabilidade transversal efetiva μ_{eff} que, por sua vez, depende não apenas das anisotropias existentes no material como também da própria frequência f (ver Apêndice A).

O comportamento da GMI com a constante de magnetostricção de saturação λ_s das amostras tratadas pode ser visto nas Figuras IV.44 e IV.45 onde são mostrados, respectivamente, o comportamento da $GMIZ$ como função do campo H , tendo como parâmetro λ_s , para as amostras 3, 4, 5 e 6 e os valores de $GMIZ_{\text{MAX}}$ definido em 4.1, como função de λ_s para todas as amostras tratadas e para os três valores de frequências considerados (100, 500 e 900 kHz).

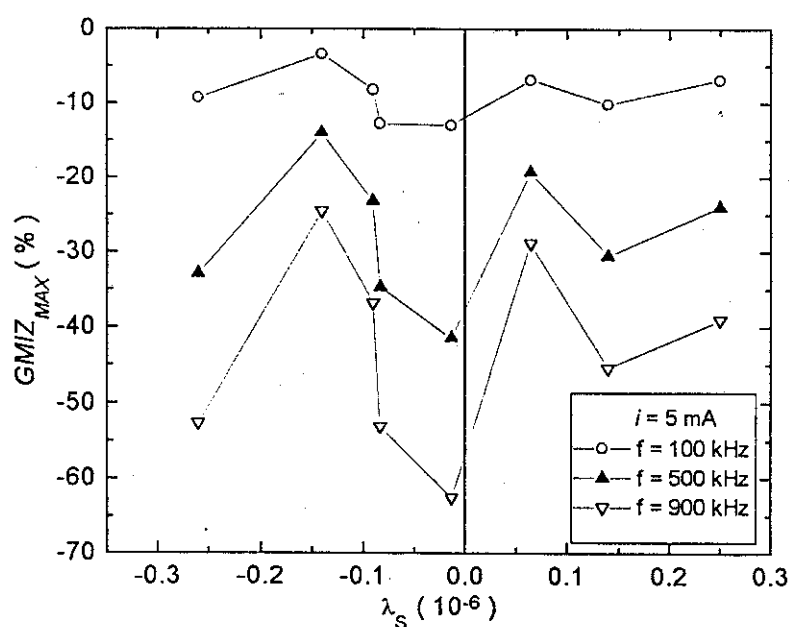


Figura IV.45 : Comportamento do valor máximo da $GMIZ$ ($GMIZ_{\text{MAX}}$) em função de λ_s , para as amostras tratadas: $\circ$ (100 kHz), $\blacktriangle$ (500 kHz) e ∇ (900 kHz).

Percebemos novamente que o efeito da GMI é maior para as amostras com magnetostricção mais próximas de zero, fato já constatado nas amostras não tratadas. Novamente encontramos pontos, como por exemplo o primeiro e o penúltimo, que não obedecem este comportamento esperado, ou seja, quanto maior λ_s , menor o efeito da GMI . A

causa de tal desvio é atribuída, assim como nas amostras não tratadas, aos possíveis efeitos de tensões presentes no processo de medida, como por exemplo nos pontos de fixação da fita no porta amostras e também nos pontos onde foram feitos os contatos elétricos, uma vez que eles não foram refeitos entre uma medida e outra.

2.3 Comparação entre as amostras

A diferença mais marcante entre os comportamentos da *GMI* para as amostras tratadas e não tratadas é o surgimento da estrutura de picos e do comportamento histerético para campos próximos de zero nos gráficos de todas as amostras tratadas. Como foi discutido na seção 1.2 do capítulo IV, as posições dos picos na curva da *GMI* são aproximadamente as mesmas dos campos de anisotropia H_K (para os picos maiores) e coercivo H_c (para os picos histeréticos menores) nas curvas de magnetização das amostras, e estão relacionados a mudanças no processo de magnetização para campos próximos de zero.

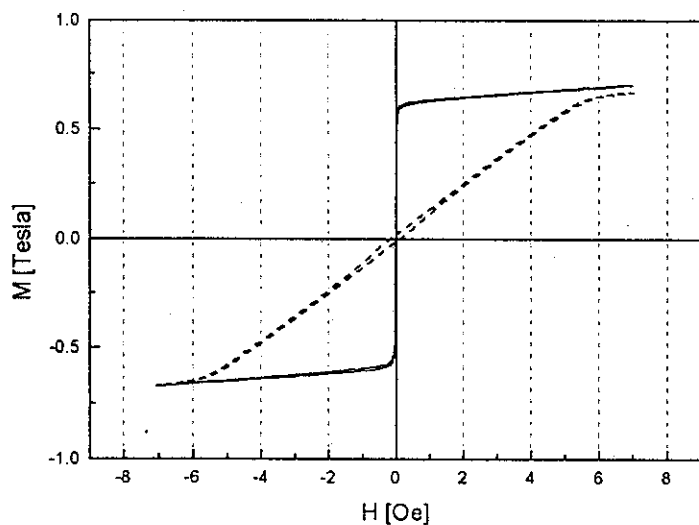


Figura IV.46 : Curva de magnetização da amostra 7 tratada (linha segmentada) e não tratada (linha cheia)

O provável motivo pelo qual não observamos tal comportamento para as amostras não tratadas pode ser entendido partindo do fato de que os valores do campo de anisotropia H_K e do campo coercivo H_c serem aproximadamente iguais e muito próximos de zero, e o sistema de medidas não possuir resolução suficiente para detectar o vale existente também para as

amostras não tratadas. Tal fato pode ser comprovado através da curva de histerese da amostra 7 para os estados tratado e não tratado apresentadas na Figura IV.46.

Na Figura IV.46 fica evidente a diferença na estrutura de domínios dos dois estados (tratado e não tratado) da mesma amostra. No destaque notamos o comportamento histerético pouco acentuado apresentado pela amostra tratada bem como a semelhança nos valores de H_K e H_c para a amostra não tratada.

Todas estas observações refletem os efeitos da anisotropia transversal induzida pelo tratamento térmico pelo qual passaram todas as amostras. As Figuras IV.47 e IV.48 mostram, respectivamente, o comportamento da GMI para as amostras não tratadas e tratadas nas frequências de 100 e 900 kHz. Os valores assinalados nas curvas representam o módulo da variação máxima da GMI (GMI_{MAX}) e as setas indicam se o efeito aumentou (seta para cima) ou se diminuiu (seta para baixo) após o tratamento térmico.

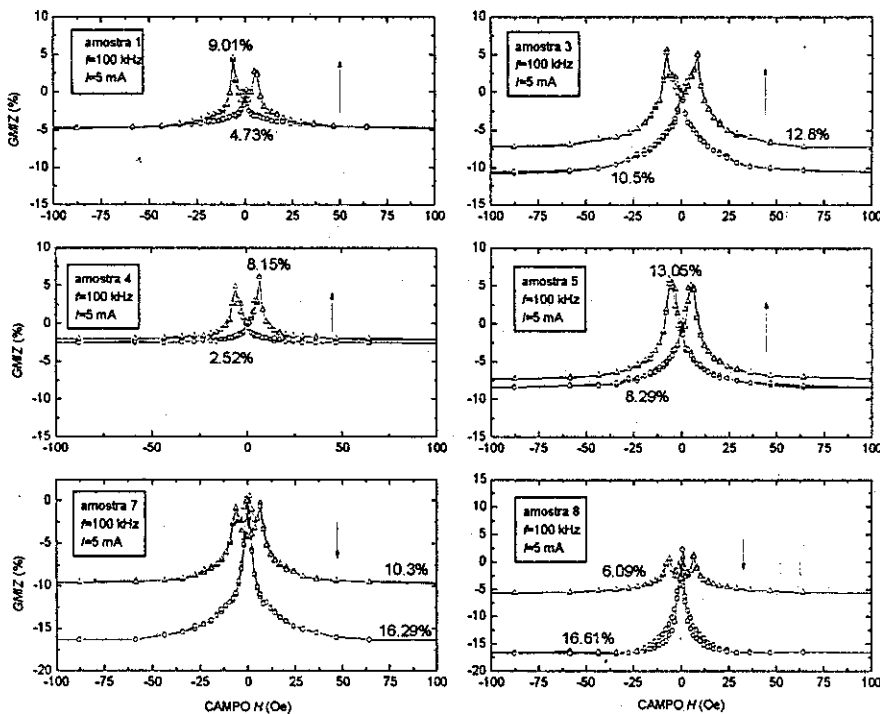


Figura IV.47: Comportamento da GMI para as amostras 1, 3, 4, 5, 7 e 8 não tratadas (O) e tratadas (Δ). Tais medidas foram feitas com uma corrente de amplitude $I=5$ mA e frequência $f=100$ kHz. Os valores assinalados, indicam o módulo da GMI_{MAX} em cada caso (tratada e não tratada). As setas apontando para cima (baixo) indicam que o efeito aumentou (diminuiu) após o tratamento.

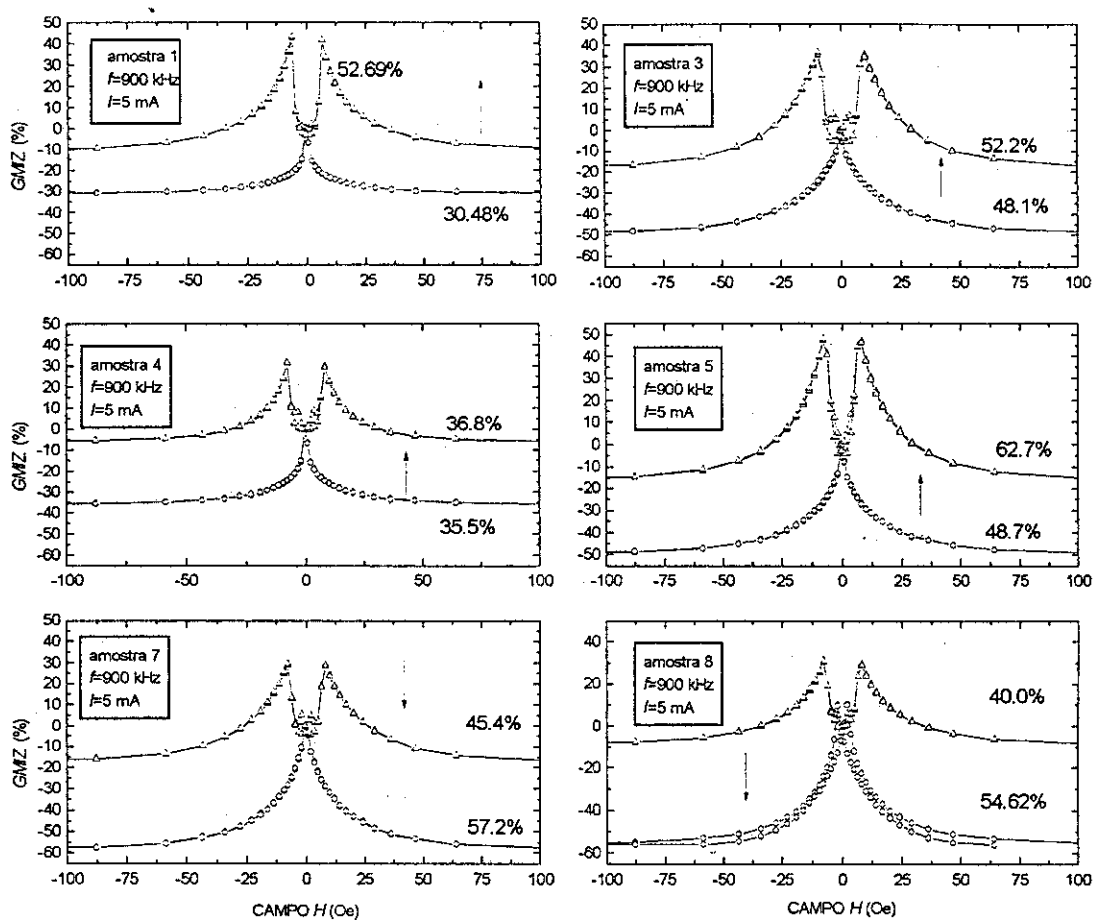


Figura IV.48 : Análoga a Figura IV.47 porém para $f=900$ kHz.

Percebemos nas Figuras IV.47 e IV.48 que o efeito da *GMI* aumentou, após o tratamento térmico, para as amostras 1, 3, 4 e 5 enquanto que diminuiu para as amostras 7 e 8. Podemos comprovar através da tabela III.1 da seção 5 do capítulo III e na Figura III.32 da mesma seção, que o módulo da constante de magnetostricção diminuiu para as amostras 1, 3, 4 e 5 enquanto que aumentou para as amostras 7 e 8.

Outro aspecto interessante é encontrado quando comparamos amostras tratadas e não tratadas com valores de magnetostricção semelhantes. A Figura IV.49 mostra o gráfico de $GMIZ_{MAX}$ contra o módulo de λ_s considerando todas as amostras tratadas e não tratadas. Os círculos cheios correspondem as amostras tratadas enquanto os triângulos abertos representam as amostras não tratadas. As amostras com magnetostricção de saturação positiva estão indicadas por “pos”.

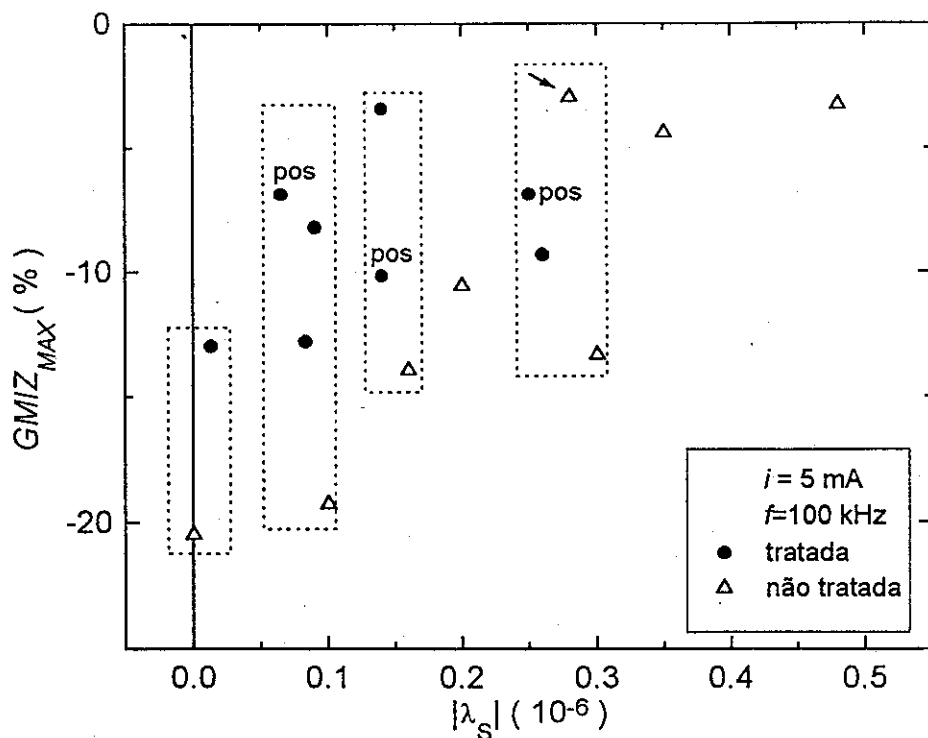


Figura IV.49 : Comparação do valor máximo da $GMIZ$ para amostras tratadas (●) e não tratadas (Δ). Estão indicadas as amostras com magnetostricção positiva. Aqui a frequência foi de $f=100$ kHz e a amplitude de corrente de $I=5$ mA.

Observamos que amostras com valores de λ_s semelhantes (cercadas pelas linhas tracejadas para guiar os olhos) não possuem os mesmos valores de $GMIZ$, indicando que o valor da magnetostricção não é o único fator determinante da GMI . Por outro lado podemos observar que, na maioria dos casos (exceto para a amostra 4 indicada pela seta), o efeito da GMI é menor para as amostras tratadas.

Resumindo, os resultados revelam que, para a mesma amostra, a mudança na intensidade do efeito da GMI tende a acompanhar a mudança no valor da magnetostricção devido ao tratamento térmico, enquanto que, para amostras com valores de magnetostricção semelhantes, o efeito da GMI tende a ser menor para as amostras tratadas, devido a anisotropia transversal induzida pelo tratamento térmico.

Na próxima seção mostraremos os resultados referentes as medidas de $MIAE$, bem como a influência do tratamento térmico e da magnetostricção no efeito, para todas as amostras consideradas nesta seção.

3. Aftereffect da Magnetoimpedância Gigante (MIAE)

3.1 Amostras não tratadas

A Figura IV.50 mostra a dependência temporal, após a aplicação do pulso de campo, das componentes real e imaginária da impedância para a amostra 6. A medida foi feita com uma corrente de sonda de amplitude $I=5.1$ mA e frequência $f=100$ kHz. Observamos que, imediatamente após o campo ser desligado, em $t=0$, a impedância cresce até um valor máximo e depois decresce monotonicamente até um valor aproximado de equilíbrio, em $t=16$ s.

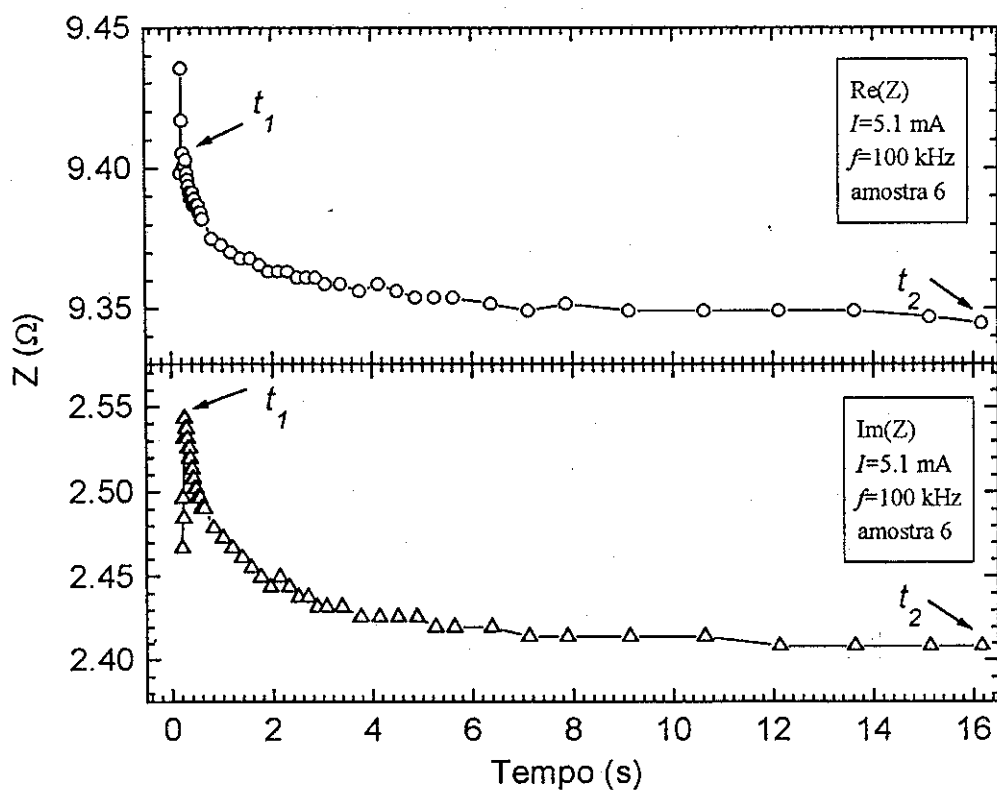


Figura IV.50 : Evolução temporal das componentes da impedância da amostra 6 após o pulso de campo H . Aqui foi considerada uma corrente de amplitude $I=5.1$ mA e frequência $f=100$ kHz. O (parte real) e Δ (parte imaginária).

O pulso de campo magnético aplicado à amostra é suficiente para saturá-la, ou seja, tal pulso “varre” as paredes de domínio e, durante os primeiros instantes após o campo ser removido, uma nova estrutura de domínios se formará no material. A formação desta nova estrutura de domínios será acompanhada do surgimento de paredes de Bloch, o que acarretará, em princípio, o acréscimo da permeabilidade magnética transversal μ_t . Como estamos mantendo a amplitude e a frequência da corrente de sonda constantes, as mudanças sofridas pela impedância após o pulso de campo ser removido acompanha as mudanças ocorridas na permeabilidade magnética transversal μ_t , como podemos constatar através das expressões para a impedância encontradas na seção 5 do capítulo II. Logo, o acréscimo sofrido pela permeabilidade nos primeiros instantes após a remoção do pulso de campo irá refletir no acréscimo da impedância, como podemos comprovar através do início das curvas da Figura IV.50. A formação das paredes ocorre em tempos brevíssimos (10^{-5} - 10^{-4} s) e, possivelmente, o rearranjo da configuração de domínios leve até alguns milissegundos.

Imediatamente após o rearranjo da estrutura de domínios do material, as paredes estarão se movimentando livremente, pois o reordenamento dos defeitos, responsáveis pelo amortecimento das paredes de Bloch (ver seção 4 do capítulo II), ocorre gradualmente. A medida que o tempo vai passando, movimentos de defeitos irão ocorrer de modo a baixar a energia do sistema correspondente a nova estrutura de domínios e, com isso aprisionar as paredes de Bloch em um mínimo de potencial, amortecendo assim seu movimento, o que acarretará o decréscimo da permeabilidade magnética transversal μ_t . Como resultado, teremos um correspondente decréscimo no valor da impedância do material. Tal decréscimo ocorrerá até que os defeitos estabilizem o movimento das paredes fazendo com que a permeabilidade e a impedância chegam aos seus valores de equilíbrio.

Os instantes de tempo assinalados nos gráficos da Figura IV.50 (t_1 e t_2) são os instantes considerados para o cálculo da quantidade $\Delta Z/Z$ descrita na seção 4 do capítulo III. Aqui foram considerados $t_1=0.25$ s e $t_2=16$ s. Não considerarmos $t_1=0$ pois queremos exatamente evitar os fenômenos iniciais muito complicados, provavelmente relacionados a estabilização da estrutura de domínios, como foi mencionado nos parágrafos acima.

Todas as considerações feitas para o *MIAE* estão baseadas no *aftereffect* da permeabilidade magnética, uma vez que acreditamos que ambos os fenômenos possuem a mesma origem.

A Figura IV.51 (a) mostra os gráficos de $\Delta Z/Z$ vs. I para as amostras 3, 4 e 6, considerando uma frequência $f=100$ kHz. Tal gráfico, como já dissemos na seção 4.4 do capítulo III, é levantado devido a analogia feita entre o *aftereffect* da permeabilidade e o da *GMI*. Enquanto que nas medidas de *MAE* procuramos um máximo na curva $\Delta B/B$ vs. H_e , onde H_e é o campo aplicado, nas medidas de *MIAE* procuramos um máximo na curva $\Delta Z/Z$ vs. I . Podemos perceber na Figura que, para $f=100$ kHz, observamos um máximo para as três amostras mostradas, comprovando a estreita ligação entre os efeitos *MAE* e *MIAE*.

Já os resultados apresentados na Figura IV.51 (b), mostram o comportamento de $\Delta Z/Z$ vs. I também para as amostras 3, 4 e 6, porém para uma frequência $f=900$ kHz. Percebemos que para tal valor de frequência não observamos os máximos previstos pela teoria quando a magnetização ocorre predominantemente por deslocamento de paredes, e que aparecem para $f=100$ kHz. Este fato evidencia que a dinâmica de domínios para $f=900$ kHz é muito complicada e o amortecimento por correntes parasíticas (*Eddy*) pode estar contribuindo de modo predominante para o *aftereffect* da permeabilidade transversal [84]. Este efeito é caracterizado por um comportamento temporal quase-exponencial e não está relacionado a processos ativados como no caso do *aftereffect* convencional descrito na seção 4 do capítulo II, no qual a cinética é logarítmica. [84]

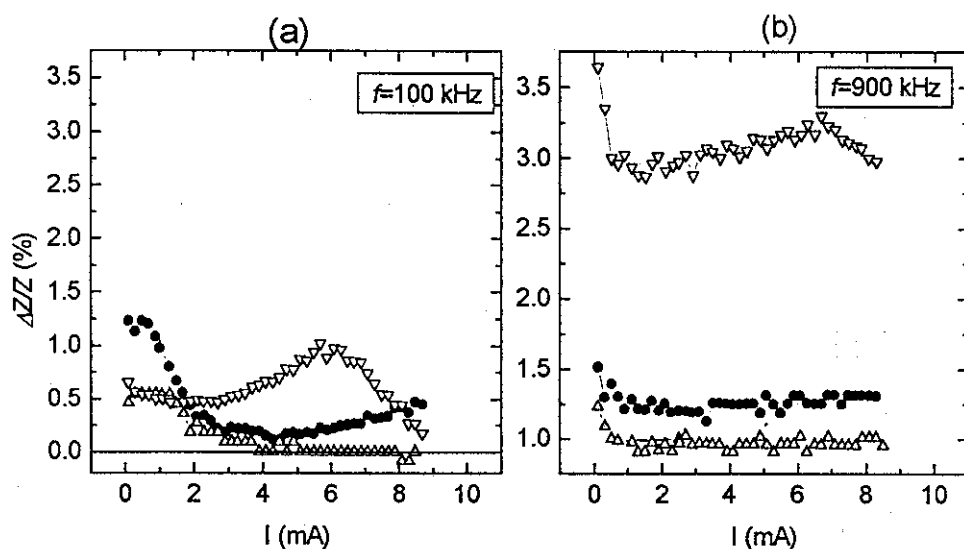


Figura IV.51 : Comportamento do *aftereffect* da *GMI* ($\Delta Z/Z$) em função da corrente de sonda I para as seguintes amostras: ● (amostra 3), Δ (amostra 4) e ▽ (amostra 6). Foram consideradas as seguintes frequências: a) 100 kHz e b) 900 kHz.

A explicação qualitativa para o *aftereffect* em altas frequências é baseado no fato de que o movimento de paredes de domínio de 180° é dominado basicamente por efeitos dissipativos. A equação de movimento para tais paredes nesta condição de alta frequência é dada por [85]:

$$m^* \ddot{x} + \beta \dot{x} + f(x) = 2M_s H_0 \cos(\omega t) \quad (\text{A.45})$$

Onde H_0 é a amplitude do campo oscilante, $\omega = 2\pi f$, β é a constante de amortecimento, $f(x)$ é uma força restauradora generalizada e m^* é a massa efetiva da parede de domínio por unidade de área. Sendo a massa efetiva m^* muito pequena, o primeiro termo de A.45 pode ser desprezado nesta região de frequência. O coeficiente de amortecimento é dominado pelos efeitos da corrente de *Eddy*. Devido a alta frequência, as velocidades das paredes de domínios são altas suficiente para que o termo relativo ao amortecimento devido as corrente de *Eddy* ($\beta dx/dt$) predomine sobre $f(x)$. Sendo assim, o efeito da relaxação observado deve ser atribuído a variação temporal do termo $\beta dx/dt$ e não mais a $f(x)$ relacionado a processos de ordenamento de defeitos, ou seja, ao *aftereffect* convencional.

Sendo assim, teremos o seguinte valor para o coeficiente β :

$$\beta = 4M_s^2 d / \pi^2 \rho \quad (\text{A.2})$$

Sendo ρ a resistividade da amostra e d sua espessura. A partir das equações A.1 (desprezando o primeiro e terceiro termos do lado direito) e A.2 podemos determinar a indução B :

$$B \approx (\rho \pi^2 n_w / l d \omega) H_0 \quad (\text{A.3})$$

Onde l é a largura da fita e n_w é o número de paredes de domínios de 180° que estão efetivamente contribuindo para o *aftereffect*. Podemos perceber que B e, consequentemente μ_t , decresce quando n_w diminui se todos os outros parâmetros permanecerem constantes. A partir destas considerações, a mudança dissipativa observada entre t_1 e t_2 , para baixos campos se deve exclusivamente a variação temporal de n_w .

A Figura IV.52 mostra a cinética do comportamento da parte imaginária da impedância (diretamente relacionada com a permeabilidade transversal pela equação 2.55) a 100 e a 900 kHz, onde podemos perceber que (observar a escala logarítmica do eixo do tempo) o

decaimento temporal a 100 kHz é “mais logarítmico”, ou seja, possui um desvio menor do comportamento logarítmico, do que o decaimento a 900 kHz.

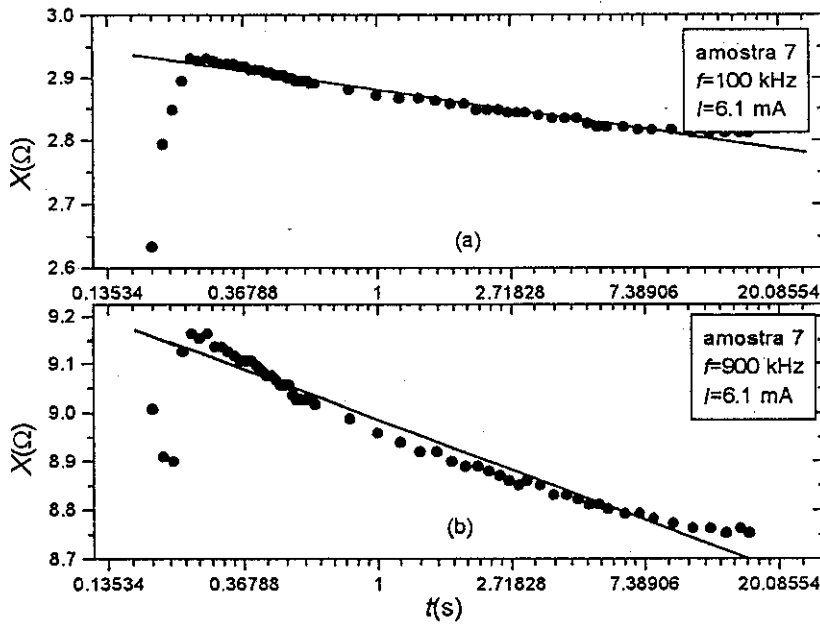


Figura IV.52 : Decaimento temporal da parte imaginária da impedância da amostra 7 após o pulso de campo *dc H*. A amplitude da corrente de sonda é de $I=6.1$ mA e sua frequência é de $f=100$ kHz (a) e 900 kHz (b). Observar a escala logarítmica do tempo.

Por outro lado, como podemos observar na Figura IV.53, um decaimento exponencial descreve satisfatoriamente os dados da Figura IV.52 (b), comprovando a estreita conexão do fenômeno a 900 kHz com mecanismos dissipativos mencionados nos parágrafos anteriores.

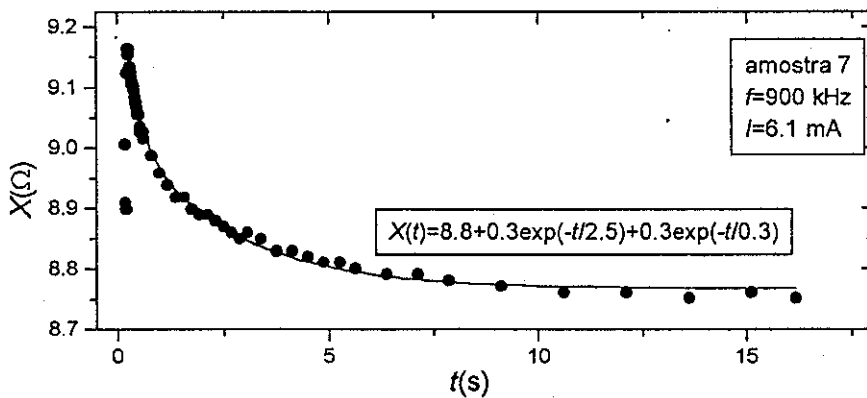


Figura IV.53 : Análoga a Figura IV.52 (b), porém a escala do tempo é linear e está sendo mostrado o ajuste exponencial que melhor descreve os dados experimentais.

O decaimento exponencial mostrado na Figura IV.53 apresentou um desvio quadrático médio de $8.0.10^{-5}$, ou seja, é um ajuste suficientemente satisfatório para o propósito qualitativo da abordagem.

A predominância deste tipo de *aftereffect* dissipativo pode ser atribuído ao fato de que, após a remoção do campo H , há uma nucleação aleatória das paredes acompanhada de uma rápida movimentação a fim de minimizar a energia da amostra. Durante esta movimentação, muitas paredes atingem uma velocidade crítica e se quebram tendo como consequência um aumento no número de paredes efetivas oscilando. A medida em que o tempo passa o número de paredes em excesso vai diminuindo causando o amortecimento do seu movimento.

Na Figura IV.54 podemos ver o comportamento do máximo da curva ΔZ vs. I em função da constante de magnetostricção de saturação λ_s , para $f=100$ kHz. O fato pelo qual consideramos os valores de ΔZ e não os de $\Delta Z/Z$ na Figura IV.54 é devido a análise estatística do erro envolvido na medida, uma vez que, se considerarmos um erro associado a ΔZ e outro associado a Z , a teoria de propagação de erros, no caso em que $\Delta Z=0$, prevê um erro infinito para a quantidade $\Delta Z/Z$. Sendo a resistência das fitas semelhantes, as duas curvas devem seguir o mesmo comportamento qualitativo. A teoria (ver seção 4 do capítulo II) espera um comportamento parabólico tanto para a curva $\Delta Z/Z$ vs. λ_s quanto para a ΔZ vs. λ_s .

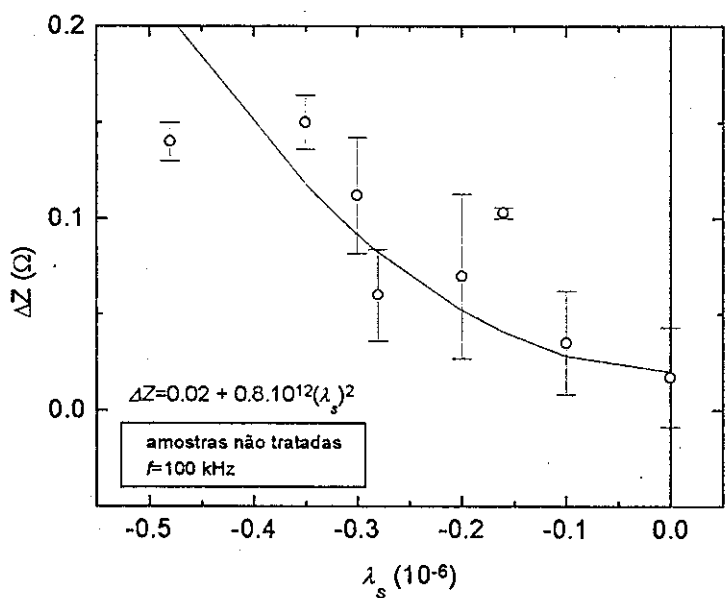


Figura IV.54 : Valor máximo de ΔZ em função da constante de magnetostricção λ_s . Frequência $f=100$ kHz. A linha cheia mostra o ajuste dos pontos pela função quadrática mostrada no gráfico.

Apesar dos dados estarem um pouco espalhados, uma dependência do *MIAE* com a magnetostrição das amostras é claramente observada, nos assegurando que a proposta de íntima relação entre o fenômeno do *MIAE* e do *MAE* é o caminho certo para se entender os dados.

As barras de erros apresentadas no gráfico foram obtidas a partir do desvio padrão da média de uma série de medidas, sendo que, entre algumas medidas foi feita a troca de contatos.

O ajuste polinomial mostrado na Figura IV.54 nos forneceu um valor de $A=0.02$ e de $B=0.8 \cdot 10^{12}$ (ver equações 2.42-2.45).

3.2 Amostras tratadas

As amostras tratadas foram submetidas às mesmas medidas das não tratadas. A Figura IV.55 é análoga à Figura IV.51, ou seja, apresenta as curvas de $\Delta Z/Z$ vs. I das amostras 3, 4 e 6 para as frequências f de 100 e 900 kHz. Porém, agora os resultados são referentes as amostras submetidas ao tratamento térmico descrito na seção 6 do capítulo III.

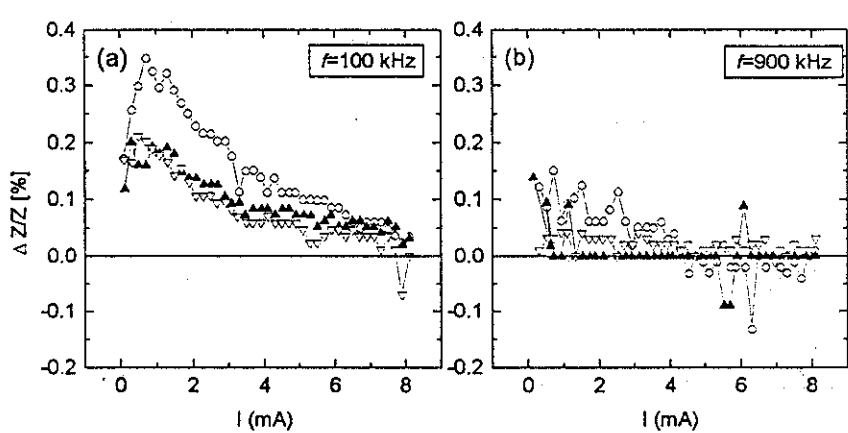


Figura IV.55 : Comportamento do aftereffect da GMI ($\Delta Z/Z$) em função da corrente de sonda I para as seguintes amostras tratadas: O (amostra 3), $\blacktriangle$ (amostra 4) e ∇ (amostra 6). Foram consideradas as seguintes frequências: a) 100 kHz e b) 900 kHz.

Podemos perceber, na Figura IV.55 (a), que os máximos ainda existem para $f=100$ kHz enquanto que, para $f=900$ kHz (Figura IV.55(b)), não conseguimos identificar nenhuma estrutura de picos, e sim apenas um comportamento bastante reduzido para o *MIAE* em

relação as amostras não tratadas (Figura IV.51). Notar a diminuição da amplitude do efeito, chegando a apenas 0.35% (amostra 3, 100 kHz) após o tratamento térmico, enquanto que para a mesma amostra e mesma frequência, antes do tratamento, era de 1.2% (ver Figura IV.51). Já para 900 kHz o efeito do tratamento é ainda mais notável. Antes do tratamento tínhamos um efeito de 3% para a amostra 6 que, após ser tratada, teve seu *aftereffect* reduzido para 0.05%, ou seja, praticamente se anulou.

Notar ainda que após os tratamentos, os máximos ocorrem praticamente nas mesmas posições em todas as amostras, evidenciando o efeito do tratamento térmico na organização da estrutura de domínios e na espessura das paredes de Bloch, pois sabemos (seção 4, capítulo II) que o máximo ocorre quando o deslocamento da parede é de aproximadamente metade da espessura da mesma.

A Figura IV.56 é análoga à IV.54, ou seja, mostra o máximo *aftereffect* ($MIAE_{max}$) em função da constante de magnetostricção de saturação λ_s para as amostras tratadas. Também era de se esperar, de acordo com a teoria, um comportamento parabólico para tal curva. Porém, o que percebemos é uma drástica redução do efeito do *aftereffect* para as amostras tratadas.

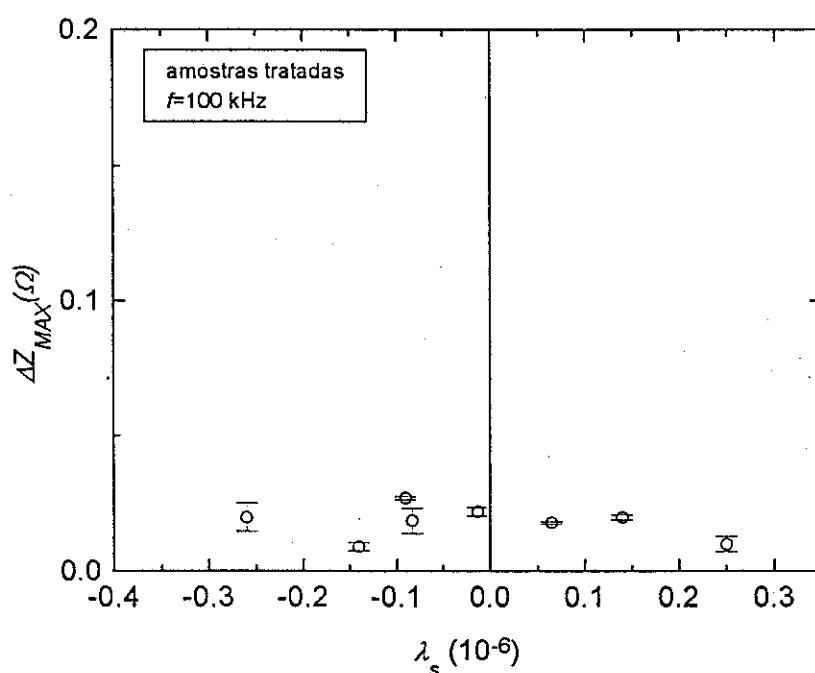


Figura IV.56: Valor máximo do aftereffect da GMI ($MIAE_{MAX}$) em função da constante de magnetostricção de saturação λ_s . Frequência $f=100$ kHz.

Podemos interpretar o efeito da redução do *MAE* para $f=100$ kHz, nas amostras tratadas, à luz das informações apresentadas na seção 4.2 do capítulo II. Sabemos, da seção 1.2 deste capítulo, que o tratamento sofrido pelas amostras teve o efeito de induzir uma anisotropia cujo eixo fácil de magnetização é perpendicular ao eixo da fita. Como a impedância da amostra está diretamente relacionada a permeabilidade transversal μ_t (seção 5 do capítulo II), temos que a anisotropia transversal produzirá o aumento do número das paredes de domínio de 180° na direção da magnetização, principal fator responsável pelo surgimento do *MAE*, e, a princípio deveríamos observar o aumento do *MAE*. Porém, devido ao longo tempo de pré-tratamento a uma temperatura de 360°C na ausência de tensão (1 *h*) seguido de mais 1 *h* de tratamento a uma temperatura de 340°C sob tensão (ver seção 5 do capítulo III), o efeito da relaxação estrutural certamente teve uma maior importância, reduzindo o número de defeitos móveis e consequentemente reduzindo o efeito do *MAE*. A redução do *aftereffect* a 900 kHz pode ser atribuída, em princípio, a possível redução do número de paredes que efetivamente contribui para o *aftereffect* da permeabilidade. Por outro lado, devido a anisotropia induzida após o tratamento térmico, as paredes se encontram mais “travadas”, ou seja, oferecendo uma maior resistência ao movimento.

3.3 Comparação entre as amostras

A Figura IV.57 compara o *aftereffect* (para uma frequência f de 100 kHz) entre os estados não tratados e tratados das amostras 1, 3, 4, 5, 6 e 7. Observamos que o *aftereffect* diminuiu com o tratamento térmico para todas as amostras consideradas. Este fato nos faz concluir que a relaxação estrutural, responsável pela redução dos defeitos de cisalhamento móveis à temperatura ambiente, se revela mais importante que o efeito da anisotropia induzida na influência sobre o fenômeno do *MAE*, fato já discutido na seção passada.

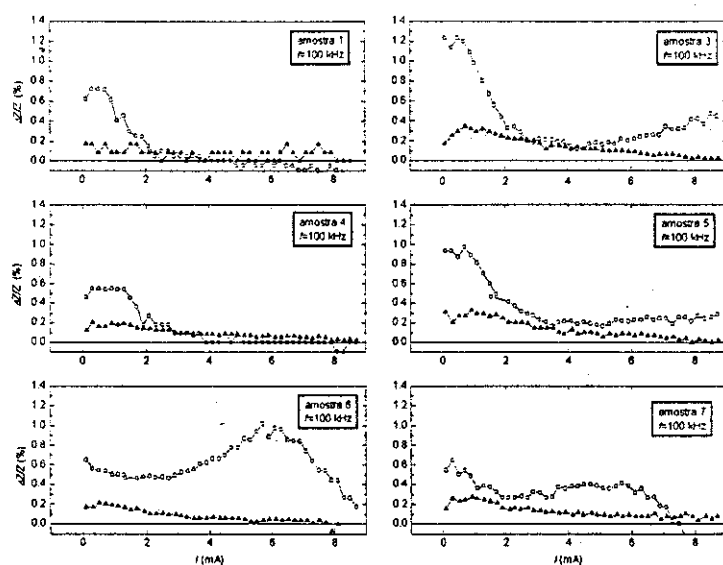


Figura IV.57 : Comparação do comportamento de $\Delta Z/Z$ em função da amplitude da corrente I para as amostras não tratadas (O) e tratadas (▲). A frequência da corrente foi de $f=100$ kHz. Nesta figura foram consideradas as amostras 1, 3, 4, 5, 6 e 7.

Através da Figura IV.58 constatamos também uma drástica redução do *aftereffect* nas amostras tratadas para uma frequência de $f=900$ kHz.

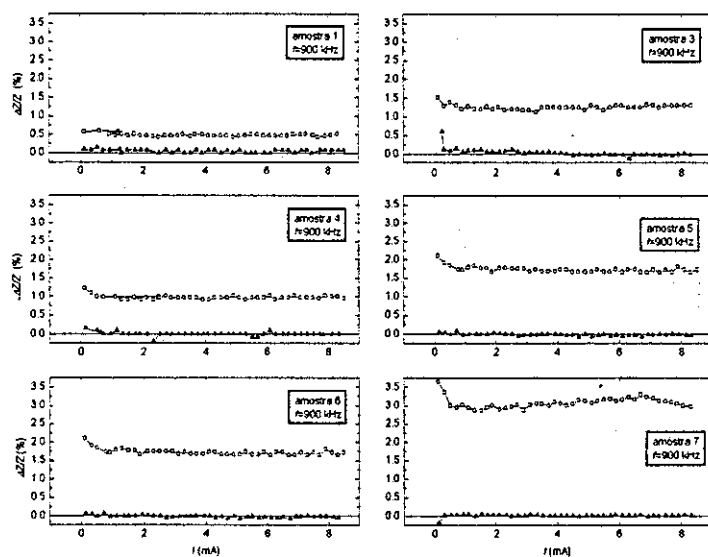


Figura IV.58 : Comparação do comportamento de $\Delta Z/Z$ em função da amplitude da corrente I para as amostras não tratadas (O) e tratadas (▲). A frequência da corrente foi de $f=900$ kHz. Nesta figura foram consideradas as amostras 1, 3, 4, 5, 6 e 7.

M. Knobel *et al.* [10] estudaram o efeito do *MIAE* em fios de $\text{Co}_{68,25}\text{Fe}_{4,5}\text{Si}_{12,25}\text{B}_{15}$ para as frequências acima de 100 kHz e amplitude da corrente até 15 mA. Foi encontrado um valor máximo de 1% no decaimento da impedância para altas frequências e baixas amplitudes da corrente de sonda, valor da mesma ordem de grandeza dos apresentados nesta seção, onde observamos um efeito máximo de 3% para a amostra 7, para uma frequência de 900 kHz.

M. L. Sartorelli *et al.*[87] publicaram um trabalho onde estudaram o *MIAE* em fitas amorfas a base de cobalto com constante de magnetostricção de saturação entre +3.5 e -3.5 ppm como fabricadas, dentre as quais fazia parte o conjunto de amostras utilizadas nesta tese. Eles comprovaram que o maior efeito se dava exatamente para a fita com menor valor de magnetostricção, concordando com os resultados mostrados nesta seção. Também em concordância com os resultados desta tese, eles obtiveram valores de até 1% para o *MIAE*. A Figura IV.59 apresenta os resultados obtidos por Sartorelli *et al.*

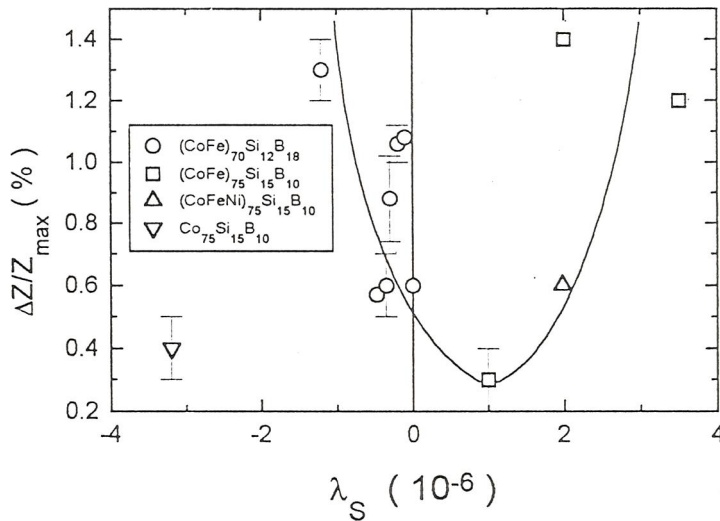


Figura IV.59 : Resultados de *MIAE* encontrados por Sartorelli *et al.*[87]. As amostras apresentadas por um círculo fechado fazem parte do conjunto de fitas utilizadas nesta tese.

Os círculos pintados representam algumas das amostras que foram estudadas nesta tese.

Como podemos observar, as amplitudes dos efeitos foram semelhantes para os casos de fios e fitas. O comportamento da curva $\Delta Z/Z$ vs I porém, diferiram no sentido de que o

máximo *aftereffect* ocorreu para valores de correntes maiores no caso dos fios, indicando, possivelmente, que a parede de domínio é mais larga neste caso.

Do ponto de vista prático, procuramos um material que apresente a maior *GMI* possível com o menor *MIAE*. Como vimos, o tratamento térmico reduziu significativamente o *aftereffect* e ao mesmo tempo introduziu uma estrutura de picos um tanto quanto complexa no comportamento da *GMI*, fato que pode ser indesejável para aplicações tecnológicas.

A amostra 5 ($(\text{Fe}_{0.047}\text{Co}_{0.953})_{70}\text{Si}_{12}\text{B}_{18}$) após ser submetida ao tratamento térmico foi a fita que melhor apresentou as características mencionadas no parágrafo anterior. Como podemos comprovar através das Figuras IV.48 e IV.58 tal amostra possui uma *GMI* de 62.7% e um *MIAE* praticamente nulo, para $f=900\text{kHz}$.

Conclusões e Perspectivas

Foi apresentado um estudo do efeito de Magnetoimpedância Gigante (*GMI*) em fitas ferromagnéticas amorfas de composição $(\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x})_{70}\text{Si}_{12}\text{B}_{18}$, com x variando de 0.04 a 0.057, como produzidas e após serem submetidas a um tratamento térmico nas seguintes condições: 1 h de pré tratamento a uma temperatura de 360°C seguido de 1 h de tratamento a uma temperatura de 340°C , porém com uma tensão de 400 MPa aplicada na direção longitudinal das fitas. Tal tratamento teve o efeito de induzir uma anisotropia magnética transversal nas amostras bem como alterar os valores das constantes de magnetostricção λ_s . Não foram observadas diferenças significativas na amplitude máxima do efeito da *GMI* antes e depois do tratamento porém, seu comportamento com o campo externo foi drasticamente alterado, comprovando a forte dependência da *GMI* com a estrutura de domínios do material.

Foi mostrado que a impedância das fitas estudadas possui um efeito de relaxação temporal (*aftereffect*) após uma mudança súbita na sua estrutura de domínios. Do ponto de vista tecnológico, tal efeito é indesejável pois, levando em conta quedas de 1% nos valores da impedância para tempos de relaxação da ordem de 10 s, tais materiais se tornam inviáveis para aplicações em sensores magnéticos, sua maior pretensão. Por outro lado o efeito da relaxação da *GMI* pode vir a ser útil no estudo da dinâmica de domínios pois, como foi proposto nesta tese, a origem do *aftereffect* da *GMI* deve ser a mesma do *aftereffect* convencional da permeabilidade magnética, ou desacomodação, uma vez que a *GMI* depende fortemente da resposta da permeabilidade transversal a um campo externo aplicado. Foi mostrado que o tratamento térmico sofrido pelas amostras teve o efeito de reduzir drasticamente a amplitude do *aftereffect* da *GMI* levando-o a valores desprezíveis no caso em que a frequência da corrente de sonda era de 900 kHz.

Não foi observada uma dependência direta da amplitude do efeito da *GMI* com a constante de magnetostricção das amostras porém, observou-se que para as amostras com mesma história térmica, ou seja, se separarmos as amostras em dois conjuntos (tratadas e não tratadas), a *GMI* tende a ser maior em amostras com menores valores de λ_s (em módulo) para cada conjunto separado. Quando misturamos os dois conjuntos de amostras (tratadas e não tratadas) e comparamos a amplitude da *GMI* para amostras com módulos das constantes de magnetostricção λ_s parecidos observaremos um maior efeito nas amostras não tratadas. E, finalmente, se compararmos a mesma amostra, antes e depois do tratamento, observaremos que a mudança na amplitude da *GMI* acompanha a mudança no valor do módulo de λ_s , ou seja, se após o tratamento a amostra ficou menos magnetostritiva teremos um aumento no efeito da *GMI* e, por outro lado, se a fita teve sua magnetostricção aumentada pelo tratamento, observaremos uma redução no efeito da *GMI*.

No caso do *aftereffect* da *GMI* observamos uma clara dependência do efeito, para frequência de 100 kHz, com o módulo da constante de magnetostricção de saturação λ_s , além do máximo da curva do *MIAE* vs. Corrente, fatos indicativos de que a desacomodação da permeabilidade e o *MIAE* possuem estreita ligação. Para frequência de 900 kHz esta análise não foi possível pois a relaxação observada para este valor de frequência possivelmente apresenta contribuições predominantes de efeitos dissipativos não incluídos na teoria da desacomodação convencional da permeabilidade, utilizada na abordagem do *aftereffect* da *GMI* (*MIAE*).

Concluindo, se por um lado o tratamento térmico reduziu drasticamente o *MIAE*, fato importante em termos de aplicações, por outro lado tornou o comportamento da *GMI* mais complicado. O entendimento do efeito da *GMI* e de sua relaxação abre caminho para duas linhas de pesquisa com propósitos, a princípio, diferentes. Um deles, o caminho que visa a aplicação tecnológica do efeito, concentra esforços no sentido de combinar as características de um material com as condições de tratamento, de modo a otimizar o efeito da *GMI*, ou seja queremos efeitos de *GMI* com altas amplitudes, grandes sensibilidades a variação do campo externo, baixa relaxação temporal e ao mesmo tempo com um comportamento razoavelmente simples (sem vale central e sem histerese). O outro caminho pretende utilizar a *GMI* e o *MIAE* como mecanismos inovadores para o estudo de propriedades magnéticas de materiais amorfs, tais como a dinâmica da estrutura de domínios (efeitos de *pinning*, etc.) que é muito complicada e, até o presente momento, ainda não compreendida por completo.

No momento, nosso grupo de pesquisa dispõe de um complexo experimental que inclui, além do equipamento de medidas da *GMI* e *MIAE*, um sistema baseado no aquecimento Joule, desenvolvido pelo aluno de doutorado Fábio C. S. da Silva, para a nanocristalização de amostras amorfas, acoplado a um conjunto de equipamentos que possibilita a caracterização de uma série de propriedades de tal amostra tais como, campo coercitivo, permeabilidade inicial, magnetoresistência, curva de histerese, etc. Além disso dispomos também de um outro aparato experimental para a medida de curva de histerese bem como campo coercitivo e remanência, tudo controlado via GPIB. Tais equipamentos nos possibilitará o estudo da *GMI* e de sua relaxação em materiais nanocristalizados. No momento Fábio C. S. da Silva está trabalhando na construção de um forno que, possivelmente, poderá ser utilizado para medidas de *MIAE* para temperaturas diferentes e verificar se o *aftereffect* da *GMI* é ou não um processo ativado termicamente e, ainda mais, verificar sua ligação com os mecanismos de desacomodação bem como avançar no sentido de entender tal fenômeno.

Do ponto de vista teórico, pode-se pensar em uma maneira de incluir a dinâmica dos domínios no processo de medida da *GMI* através da busca de uma solução das equações de Maxwell juntamente com as de movimento dos domínios, e estudar melhor uma abordagem a partir da ressonância ferromagnética, estudo do qual já encontramos publicações [86]. Outra possibilidade seria resolver as equações de Maxwell considerando a permeabilidade dependente do raio do fio, abordagem que até agora ainda não foi considerada.

Deste modo, os estudos iniciados durante o mestrado terão continuidade no doutorado, ampliados a outras técnicas experimentais, outros sistemas ferromagnéticos doces e outras abordagens teóricas, sempre com o objetivo de compreender melhor os processos de magnetização em materiais magnéticos artificiais que possuem enormes expectativas para aplicações tecnológicas.

Impedância de um fio ferromagnético

1. Cálculo para campo elétrico E oscilante com frequência arbitrária

Através das equações de Maxwell, as quais nos proporciona um tratamento clássico do problema, chegamos a expressão da impedância da amostra em função de um comprimento de penetração que, por sua vez, depende do inverso da raiz quadrada da frequência. Abaixo podemos acompanhar o desenvolvimento deste modelo [7].

Vamos considerar as seguintes equações de Maxwell para o caso de um material em forma de fio e eletricamente neutro, ou seja, a densidade de carga K é nula:

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

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

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

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

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

Onde:

E é o campo elétrico, B é o campo indução magnética, H é o campo magnético, J é a densidade de corrente e σ é a condutividade do material.

Se considerarmos $H = 0$ teremos que o único campo magnético atuante no fio será aquele devido a passagem da corrente oscilatória. Sendo assim, tal campo terá simetria cilíndrica e nos permitirá trabalhar apenas com a permeabilidade cilíndrica do material, ou seja, μ_ϕ . Apesar de estarmos trabalhando com materiais ferromagnéticos vamos fazer a seguinte aproximação:

$$B_\phi = \mu_\phi H_\phi \quad (\text{A.6})$$

Que substituindo na equação A.1 teremos:

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{1}{c} \mu_\phi \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \quad (\text{A.7})$$

Tendo, obviamente, considerado μ_ϕ constante. Logo podemos escrever:

$$\nabla \times (\nabla \times \vec{E}) = -\frac{1}{c} \mu_\phi \frac{\partial (\nabla \times \vec{H})}{\partial t} \quad (\text{A.8})$$

E, a partir de A.3:

$$\nabla \times (\nabla \times \vec{E}) = -\frac{1}{c} \mu_\phi \frac{\partial \left(\frac{4\pi \vec{j}}{c} \right)}{\partial t} \quad (\text{A.9})$$

Se considerarmos, juntamente com a equação A.4 e A.5, a seguinte identidade vetorial:

$$\nabla \times (\nabla \times \vec{E}) = \nabla (\nabla \cdot \vec{E}) - \nabla^2 \vec{E} \quad (\text{A.10})$$

Teremos a seguinte equação para o campo elétrico:

$$\nabla^2 \vec{E} = \frac{4\pi\sigma\mu_\phi}{c^2} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad (\text{A.11})$$

Em coordenadas cilíndricas, sabemos que:

$$\nabla^2 \vec{E} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \vec{E}}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial \phi^2} + \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial z^2} \quad (\text{A.12})$$

Por simetria cilíndrica temos:

$$E_r = E_\phi = 0 \quad (\text{A.13})$$

$$E_z = E_z(r) \neq 0 \Rightarrow E_z(r) = E \quad (\text{A.14})$$

Logo, a partir de A.10, ficamos com:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial E}{\partial r} \right) - \frac{4\pi\sigma\mu_\phi}{c^2} \frac{\partial E}{\partial t} = 0 \quad (\text{A.15})$$

Porém, se considerarmos E periódico, induzido possivelmente por uma corrente também periódica I , com uma frequência ω teremos:

$$E = E_0 e^{-i\omega t} \quad (\text{A.16})$$

Logo:

$$\frac{\partial E}{\partial t} = -i\omega E_0 e^{-i\omega t} = -i\omega E \quad (\text{A.17})$$

O que torna nossa equação A.11 da seguinte forma:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial E}{\partial r} \right) + \frac{4\pi i\sigma\omega\mu_\phi}{c^2} E = 0 \quad (\text{A.18})$$

Vamos agora definir as seguintes grandezas:

$$\delta = \frac{c}{\sqrt{2\pi\sigma\omega\mu_\phi}} \quad (\text{A.18})$$

$$k^2 = \frac{4\pi i\sigma\omega\mu_\phi}{c^2} = \frac{1+i}{\delta^2} \quad (\text{A.20})$$

A quantidade δ é chamada de comprimento de penetração e, como já foi discutido na seção 5 do capítulo II, nos dá a idéia da extensão da região próxima à superfície na qual estará confinada o fluxo da corrente I .

Teremos então a seguinte equação para resolver:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \mathcal{E}}{\partial r} \right) + k^2 \mathcal{E} = 0 \quad (\text{A.21})$$

Ou, após algumas manipulações:

$$r^2 \frac{\partial^2 \mathcal{E}}{\partial r^2} + r \frac{\partial \mathcal{E}}{\partial r} + k^2 r^2 \mathcal{E} = 0 \quad (\text{A.22})$$

A equação A.13, que sabemos se tratar de uma equação de Bessel de ordem zero, possui a seguinte solução:

$$E(kr) = A J_0(kr) e^{-i\omega t} \quad (\text{A.23})$$

Onde A é uma constante.

Como sabemos que $H = H_\phi$ através da equação A.1 tiramos sua representação:

$$(\nabla \times \vec{E})_\phi = -\frac{1}{c} \mu_\phi \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} = \frac{\partial E_z}{\partial r} = \frac{\partial \mathcal{E}}{\partial r} \quad (\text{A.24})$$

Logo:

$$-\frac{\partial \mathcal{E}}{\partial r} = \frac{i\omega \mu_\phi}{c} H_\phi \quad (\text{A.25})$$

Sabendo que:

$$J'_0(u) = -J_1(u) \quad (\text{A.26})$$

Teremos:

$$\frac{\partial \mathcal{E}}{\partial z} = A k J_1(kr) e^{-i\omega t} \quad (\text{A.27})$$

E após algumas passagens, chegamos a seguinte expressão para o campo magnético:

$$H_\phi(kr) = -A i \sqrt{\frac{4\pi\sigma i}{\omega\mu}} J_1(kr) e^{-i\omega t} \quad (\text{A.28})$$

Para calcularmos a constante A basta aplicarmos a lei de Ampere ao nosso fio, ou seja:

$$\oint_c \vec{B} \cdot d\vec{l} = \frac{4\pi}{c} I \quad (\text{A.29})$$

Sendo a o raio do fio e considerando $\mu_\phi=1$ na superfície do fio (pois aí é considerada a permeabilidade do ar, que supomos ser a unidade), teremos:

$$B_\phi = H_\phi = \frac{2I}{ca} \quad (\text{A.30})$$

Que substituindo em A.15 chegaremos ao seguinte valor para A :

$$A = \frac{2I}{ca} i \sqrt{\frac{\omega \mu_\phi}{4\pi \sigma i}} J_1^{-1}(ka) e^{i\omega t} \quad (\text{A.31})$$

E finalmente ficamos com:

$$E_z = \frac{Ik}{2\pi a \sigma J_1(ka)} J_1(kr) \quad (\text{A.32})$$

$$H_\phi = \frac{2I}{ca J_1(ka)} J_1(kr) \quad (\text{A.33})$$

Vamos agora calcular a impedância do nosso fio.

Sabemos que a força eletromotriz está relacionada com a corrente que passa pelo fio através da seguinte expressão:

$$\varepsilon = Z(\omega) I \quad (\text{A.34})$$

Onde $Z(\omega)$ é a impedância do fio.

Sabemos ainda que, pela lei da conservação da energia, a potência dissipada no interior do condutor é igual ao fluxo total, em módulo, do vetor de Poyting através da superfície do material, ou seja:

$$\varepsilon I = \frac{c}{4\pi} E_z H_\phi 2\pi a l = \frac{1}{2} c E_z H_\phi a l \quad (\text{A.35})$$

Onde l é o comprimento da amostra. Logo temos que:

$$\varepsilon = \frac{1}{2I} c E_z H_\phi a l \quad (\text{A.36})$$

Substituindo A.16 e A.18 em A.20 ficaremos com:

$$\varepsilon = \frac{1}{2I} c a l E_z \frac{2I}{c a} = E_z l = Z(\omega) I \quad (\text{A.37})$$

Logo, levando novamente em consideração a relação A.16, teremos:

$$Z(\omega) = \frac{2 E_z l}{c a H_\phi} \quad (\text{A.38})$$

Substituindo agora as equações A.17 e A.18 para os campos teremos:

$$Z(\omega) = \frac{l k}{2 \pi a \sigma} \frac{J_0(k a)}{J_1(k a)} \quad (\text{A.39})$$

Porém, a condutividade de um material está relacionada com sua resistência e dimensões através da seguinte expressão:

$$R = \frac{l}{S \sigma} \quad (\text{A.40})$$

Onde S é a área da seção reta do fio.

A partir de A.21 podemos chegar nas seguintes expressões finais:

$$Z = \frac{1}{2} R k a \frac{J_0(k a)}{J_1(k a)} \quad (\text{A.41})$$

Onde:

$$k = \frac{(1+i)}{\delta} \quad (\text{A.42})$$

$$\delta = \frac{c}{\sqrt{2 \pi \sigma \omega \mu_\phi}} \quad (\text{A.43})$$

No caso de filmes finos teremos a seguinte expressão para a impedância:

$$Z = \frac{1}{2} R k t \cot\left(\frac{kt}{2}\right) \quad (\text{A.44})$$

Onde t é a espessura do filme.

Como ilustração, seja a resistividade de um fio amorfo por volta de $\sigma^{-1} \cong 100 \mu\Omega\text{cm}$ e seu diâmetro em torno de $2a=100 \mu\text{m}$, deveríamos observar dependência apreciável da impedância com a frequência apenas para $f > 10^7 \text{ Hz}$, considerando $\mu_\phi \cong 1$. Porém, levando em consideração as altas permeabilidades de tais ligas amorfas ($\mu_\phi \cong 7000$), observamos que o comprimento de penetração será igual ao raio da amostra para $f \cong 15 \text{ kHz}$. Isto faz com que, a partir deste valor de frequência já possamos observar o efeito pele.

2. Aproximação para baixa frequência (efeito pele desprezível)

Consideremos um fio pelo qual novamente está passando uma corrente *ac* $I = I_0 e^{-i\omega t}$. Como sabemos, através das equações de Maxwell, tal corrente gera um campo circular H_ϕ que irá magnetizar a amostra na direção circular. Tal magnetização circular produzirá efeitos na tensão nos extremos do fio. Para baixas frequências, quando o efeito pele pode ser desprezado, a tensão nos extremos da amostra pode ser escrita simplesmente como:

$$V = RI + \langle E_z \rangle l \quad (\text{A.45})$$

Onde R é a resistência *dc* do fio, l é o seu comprimento e $\langle E_z \rangle$ é o campo elétrico médio induzido devido a variação da magnetização circular causada por $H_\phi = 2Ir/ca^2$ ($a \geq r$). Tal campo elétrico pode ser obtido a partir da equação de Maxwell A.1, ou seja:

$$\frac{\partial E_z}{\partial t} = \frac{1}{c} \frac{\partial B_\phi}{\partial t} = -\frac{i\omega}{c} \mu_\phi H_\phi \quad (\text{A.46})$$

Resultando em:

$$E_z(r) = \frac{-i\omega}{c^2 a^2} I \int_0^r 2r' \mu_\phi(r') dr' \quad (\text{A.47})$$

Calculando o valor médio da equação A.47 na seção reta total do fio nos leva a escrever a equação A.45 na sua forma padrão, ou seja $V=ZI$, onde a impedância Z é dada por:

$$Z = R - i(\omega / c^2)L \quad (\text{A.48})$$

Onde L é o valor da indutância do fio e é dado por:

$$L = 2l \left\langle \int_0^r \mu_\phi r' dr' / a^2 \right\rangle \quad (\text{A.49})$$

Se considerarmos novamente que a permeabilidade μ_ϕ é homogênea teremos:

$$L = \mu_\phi l / 2 \quad (\text{A.50})$$

O efeito da indução de tensão nos extremos do fio é denominado de “Efeito Magneto-indutivo” e a sua dependência com um campo longitudinal $dc H$ aplicado à amostra, procedimento análogo ao usado para o estudo da *GMI*, foi descoberto e vastamente estudado pelo grupo de japoneses liderado pelo professor Mohri [64,65].

3. Aproximação para alta frequência ($\delta \ll a$)

No caso em que o efeito pele é muito acentuado, ou seja, $\delta \ll a$, devido a combinação dos altos valores de frequência e permeabilidade, a expressão A.41 pode ser aproximada por [64]:

$$Z = R \frac{a}{2\delta} \quad (\text{A.51})$$

A partir de A.51 podemos concluir que, para altas frequências, quando o comprimento de penetração não pode ser desprezado, a impedância do fio é inversamente proporcional a profundidade de penetração. Levando em consideração a equação A.43 para a profundidade de penetração δ teremos que a impedância é, então proporcional a raiz quadrada do produto da frequência e da permeabilidade circular, ou seja, $Z \propto (f\mu_\phi)^{1/2}$. Tal resultado já foi vastamente

discutido ao longo de toda a tese e explica qualitativamente bem o comportamento da impedância com o campo externo aplicado, pois fazemos o seguinte raciocínio: para uma dada frequência (alta o suficiente para que a profundidade de penetração seja menor que o raio) o campo externo aplicado na direção longitudinal possui o efeito de diminuir μ_ϕ fazendo com que δ aumente e, conseqüentemente, com que a impedância diminua. Porém, como foi verificado na seção 2.2 do capítulo IV, quando a frequência da corrente de sonda sobe de 100 para 500 e 900 kHz observamos uma queda na taxa de crescimento da impedância, efeito atribuído a queda da permeabilidade com o aumento da frequência. Tal fenômeno não é previsto na abordagem estática feita até agora. Para entendermos melhor o que aconteceu com as amostras tratadas para $f=900$ kHz teremos que considerar o caráter cinético do processo de magnetização.

Quando a magnetização circular (transversal no caso de fitas) ocorre predominantemente por deslocamento de paredes de domínios, como é o caso de fios com magnetostrição negativa e também das nossas amostras tratadas, quando o campo externo H é nulo, perdas por correntes de *Eddy* acarretarão no amortecimento do movimento das paredes de domínio, efeito que tende a se tornar mais importante para frequências maiores. Tal amortecimento se refletirá na queda da permeabilidade do material. Panina *et al.* [64] resolveram este problema inspirados em um trabalho de C. Kittel [82] onde é introduzido o conceito de “aproximação para meio efetivo” de onde se origina o termo “permeabilidade efetiva” ($\mu_{\phi eff}$).

A permeabilidade efetiva pode ser calculada considerando que o movimento das paredes de domínios que gera o campo relacionado a corrente de *Eddy* H_{mi} ocorre devido a ação de um campo magnético médio $\langle H \rangle$ que inclui as contribuições tanto do campo externo H quanto de H_{mi} . Logo, se é conhecido o campo devido as correntes de *Eddy* H_{mi} poderemos obter $\mu_{\phi eff}$ a partir da seguinte equação auto-consistente:

$$\mu_{\phi eff} H = \langle \mu_\phi (H + H_{mi}) \rangle \quad (A.52)$$

O problema é que a solução analítica para H_{mi} só é possível para algumas estruturas de domínios muito simples. Para o caso de um fio cuja estrutura de domínios é circular com um espaçamento entre as parede de $2d$ teremos o seguinte resultado para a permeabilidade efetiva:

$$\begin{aligned}
\mu_{\phi eff} &= \mu_{\phi} / (1 - i\omega / \omega_{rel}) \\
\omega_{rel} &= c^2 \rho / 16\pi \mu_{\phi} a d \sum_n g_n \\
g_n &= \left(\int_0^{\varepsilon_n} x J_1(x) dx \right)^2 \coth(\varepsilon_n d / a) / \varepsilon_n^5 J_2^2(\varepsilon_n)
\end{aligned} \tag{A.53}$$

Onde ω_{rel} é uma frequência característica de relaxação, ε_n são as raízes de $J_1(x)$. A série em A.53 é rapidamente convergente e igual a 0.053 para $d \geq a/3.8$.

Para o cálculo da impedância substituímos a permeabilidade efetiva (A.53), que é uma quantidade complexa, na equação A.51 nos fornecendo o seguinte resultado para a impedância efetiva do fio:

$$Z(f, H) = R \left(\frac{a}{2\delta'} \right) \mu^* \tag{A.54}$$

Onde δ' é a profundidade de penetração não magnética ($\delta' = [c/2\pi(\rho/f)^{1/2}]$) e μ^* é a permeabilidade complexa dada por:

$$\mu^* = \sqrt{|\mu_{\phi eff}| + \mu_{\phi}''} - i \sqrt{|\mu_{\phi eff}| - \mu_{\phi}''} \tag{A.55}$$

Sendo que μ_{ϕ}'' é a componente imaginária da permeabilidade efetiva dada pela equação A.53.

O desenvolvimento detalhado das passagens acima bem como a introdução da contribuição rotacional na permeabilidade efetiva, considerando a aplicação de um campo H externo, encontra-se na referência [65]. É importante observar que, apesar de todos os cálculos teóricos terem sido feitos para uma geometria cilíndrica, ou seja, para fios, o raciocínio é o mesmo para o caso de fitas, basta substituir, em todos os cálculos estáticos efetuados, a simetria cilíndrica por coordenadas retangulares. No caso da abordagem dinâmica considerada nos parágrafos acima, deve-se substituir a configuração da estrutura de domínios para aquela encontrada nas fitas. Não digo que seja uma tarefa fácil, mas dado o grau de complexidade já encontrado na configuração cilíndrica, tal modificação torna-se apenas um detalhe teórico.

Referências

- [1] H. R. Hilzinger, *IEEE Transactions on Magnetism* **MAG-21** (1985) 2020.
- [2] K. Mandal, S. K. Ghatak, *Physical Review B* **47** (1993) 1423.
- [3] F. L. A. Machado, B. Lopes da Silva, E. Montarroyos, *Journal of Applied Physics* **73** (1993) 6387.
- [4] M. N. Baibich, J. M. Broto, A. Fert, F. Nguyen Van Dau, F. Petroff, P. Etienne, G. Creuzet, A. Friederich, J. Chazelas, *Physical Review Letters* **61** (1988) 2472.
- [5] R. S. Beach, A. E. Berkowitz, *Journal of Applied Physics* **76** (1994) 6209.
- [6] K. V. Rao, F. B. Humphrey, J. L. Costa-Krämer, *Journal of Applied Physics* **76** (1994) 6204.
- [7] L. D. Landau, E. M. Lifschitz, *Eletridynamics of Continuous Media* (1984) 195.
- [8] O. V. Nielsen, *IEEE Transactions on Magnetism* **MAG-21** (1985) 2008.
- [9] R. Valenzuela, M. Vazquez, A. Hernando, *Journal of Applied Physics* **79** (1996) 6549.
- [10] M. Knobel, M. L. Sartorelli, J. P. Sinnecker, *Physical Review B* **55** (1997) 1829.
- [11] P. Allia, F. Vinai, *Physical Review B* **26** (1982) 6141.
- [12] H. Kronmüller, N. Moser, F. Rettenmeier, *IEEE Transactions on Magnetism* **MAG-20** (1984) 1388.
- [13] M. Knobel, M. L. Sánchez, C. Gómez-Polo, P. Marín, M. Vázquez, A. Hernando, *Journal of Applied Physics* **79** (1996) 1646.
- [14] H. Kronmüller, M. Fähnle, M. Domann, H. Grimm, R. Grimm, B. Gröger, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* **13** (1979) 53.
- [15] F. E. Luborsky, *Ferromagnetic Materials* **1** (1980) 452.
- [16] B. D. Cullity, *Introduction to magnetic materials* (1972) 26.
- [17] R. O'Handley, *Amorphous Magnetism II* (1976) 379.
- [18] S. Chikazumi, *Physics of Magnetism* (1964) 129.
- [19] R. Alben, J. J. Becker, M. C. Chi, *Journal of Applied Physics* **49** (1978) 1653.
- [20] H. Fujimori, H. Morita, Y. Obi, S. Ohta, *Amorphous Magnetism II* (1976) 393.
- [21] L. Kraus, P. Duhaj, S. Bode, *European Magnetic Materials and Applications Conference, Dresden* (1991).
- [22] L. Kraus, M. Vázquez, A. Hernando, *Journal of Applied Physics* **76** (1994) 5343.
- [23] J. González, M. Vázquez, J. M. Barandiarán, M. A. Illaramendi, A. Salazar, A. Hernando, *Physics Status Solidi (a)* **113** (1989) 187.
- [24] H. Kronmüller, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* **24** (1981) 159.
- [25] P. Allia, F. Vinai, *Physical Review B* **33** (1986) 422.
- [26] T. Reininger, H. Kronmüller, *Physics Status Solidi (a)* **128** (1991) 491.
- [27] Ch. Polak, J. P. Sinnecker, R. Grössinger, M. Knobel, R. Sato Turtelli, C. Kuss, *Journal of Applied Physics* **73(10)** (1993) 5727.

- [28] W. Fernagel, H. Kronmüller, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* **37** (1983) 167.
- [29] M. Kersten, *Z. Physics*. **44** (1943) 63.
- [30] Ch. Polak, R. Grössinger, J. P. Sinneker, M. Knobel, R. Sato Turtelli, C. Kuss, *Elsevier Studies in Applied Electromagnetics in Materials* **4** (1993) 261.
- [31] H. Kronmüller, *Philosophical Magazine B* **48** (1983) 127.
- [32] Lord Rayleigh, *Philosophical Magazine* **23** (225) 1887.
- [33] J. L. Snoeck, *Physica* **5** (1938) 663.
- [34] L. Néel, *J. Physics Radium* **13** (1952) 249.
- [35] G. De Vries, D. W. Van Geest, R. Gersdorf, G. W. Rathenau, *Physica* **25** (1959) 1131.
- [36] P. Allia, F. Vinai, R. S. Turtelli, *IEEE Transactions on Magnetics* **MAG-23** (1987) 2542.
- [37] T. Egami, K. Maeda, V. Vitek, *Philosophical Magazine A* **41** (1980) 883.
- [38] M. Born, K. Huang, *Dynamical Theory of Cristal Lattices* (1954).
- [39] D. Srolovitz, K. Maeda, V. Vitek, T. Egami, *Philosophical Magazine A* **44** (1981) 847.
- [40] P. Allia, F. Vinai, *IEEE Transactions on Magnetics* **17** (1981) 1481.
- [41] P. Allia, F. Vinai, *IEEE Transactions on Magnetics* **17** (1981) 1481.
- [42] A. T. Rezende, R. Sato Turtelli, *IEEE Transactions on Magnetics* **MAG-23** (1987) 2128.
- [43] R. S. Turtelli, F. Vinai, *Revista Brasileira de Fisica* **20** (1990) 219.
- [44] O. V. Nielsen, J. R. Petersen, B. Hernando, J. Gutierrez, F. Primdahl, *Anales de Fisica, serie B* **86** (1990) 271.
- [45] T. Jagielinski, *Journal of Applied Physics* **53** (1982) 7852.
- [46] P. Allia, R. Sato Turtelli, F. Vinai, *Solidi State Communications* **47** (1983) 951.
- [47] P. Allia, R. Sato Turtelli, F. Vinai, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* **39** (1983) 279.
- [48] H. J. Blythe, M. R. J. Gibbs, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* **53** (1985) 179.
- [49] S. P. Cruz, M. Knobel, R. Sato Turtelli, P. Allia, F. Vinai, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* **112** (1992) 36.
- [50] T. Jagielinski, *Journal of Applied Physics* **53** (1982) 7855.
- [51] H. -Q. Guo, H. Kronmüller, N. Moser, *Materials Science and Engineering* **97** (1988) 519.
- [52] W. Tittes, A. D. Santos, N. Moser, H. Kronmüller, *Physics Status Solidi* **139** (1993) 221.
- [53] P. Allia, C. Beatrice, F. Vinai, *Applied Physical Letters* **59** (1991) 2454.
- [54] R. M. Bozorth, *Physical Review B* **70** (1946) 923.
- [55] L. Berger, *Journal of Applied Physics* **49** (1978) 2150.
- [56] F. L. A. Machado, B. L. da Silva, S. M. Resende, C. S. Martins, *Journal of Applied Physics* **75** (1994) 6563.
- [57] K. Mohri, T. Kohzawa, K. Kawashima, H. Yoshida, L. Panina, *IEEE Transactions on Magnetics* **28** (1992) 3150.
- [58] M. Knobel, M. Vázquez, M. L. Sánchez, A. Hernando, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* **168** (1997).
- [59] A. Hernando, J. M. Barandiarán, *Journal of Physics D* **11** (1978) 1539.
- [60] F. L. A. Machado, C. S. Martins, S. M. Rezende, *Physical Review B* **51** (1995) 3926.

- [61] H. Chiriac e colaboradores, *Materials Science and Engineering A* (aceito).
- [62] L. N. H. de Almeida, M. Knobel, M. L. Sánchez, J. Velázquez, M. Vázquez, *Journal of Applied Physics* **79** (1996) 5462.
- [63] R. L. Sommer, C. L. Chien, *Applied Physical Letters* **67** (1995) 3346.
- [64] L. V. Panina, K. Mohri, K. Bushida, M. Noda, *Journal of Applied Physics* **76** (1994) 6198.
- [65] L. V. Panina, K. Mohri, T. Uchiyama, M. Noda, *IEEE Transactions on Magnetics* **31** (1995) 1249.
- [66] R. L. Sommer, C. L. Chien, *Applied Physical Letters* **67** (1995) 857.
- [67] A. N. Medina, M. Knobel, S. Salem-Sugui, F. G. Gandra, *Journal of Applied Physics* **79** (1996) 5462.
- [68] A. D. Santos, L. G. C. Melo, C. S. Martins, F. P. Missell, Y. Souche, F. L. A. Machado, S. M. Rezende, *Journal of Applied Physics* **79** (1996) 6546.
- [69] J. Ziman, B. Zagyi, M. Konc, *Journal of Magnetism and Magnetics Materials* **145** (1995) 129.
- [70] K. C. Mendes, F. L. A. Machado, L. G. Pereira, S. M. Rezende, F. C. Montenegro, *Journal of Applied Physics* **79** (1996) 6555.
- [71] L. Domínguez, J. M. Blanco, P. Aragonese, J. González, *Journal of Applied Physics* **79** (1996) 6539.
- [72] S. U. Jen, Y. D. Chao, *Journal of Applied Physics* **79** (1996) 6552.
- [73] Wanjun Ku, Fuding Ge, Jing Zhu, *Journal of Applied Physics* **82** (1997) 5050.
- [74] X. L. Yang, J. L. Yang, G. Chen, G. T. Shen, B. Y. Hu, K. Y. Jiang, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* **175** (1997) 285.
- [75] B. I. Bleaney, B. Bleaney, *Electricity and Magnetism* (1976) 193.
- [76] Jeroen Schoenmaker, *Relatório de Iniciação Científica (PIBIC-CNPq)* (1996) 5.
- [77] J. P. Sinneker, J. Schoenmaker, M. L. Sartorelli e M. Knobel, *Journal de Physique* (aceito em 1997).
- [78] P. T. Squire, S. M. Sheard, C. H. Carter, M. R. J. Gibbs, *Journal of Physics E: Science Instrumentation* **21** (1988) 1167.
- [79] J. M. Barandiarán, A. Hernando, V. Madurga, O. V. Nielsen, M. Vázquez, M. Vazquez-Lopes, *Physical Review B* **35** (1987) 5066.
- [80] M. Vázquez, G. V. Kurlyandskaya, J. L. Muñoz, A. Hernando, N. V. Dmitrieva, V. A. Lukshina, *Journal de Physique* (1997).
- [81] J. P. Sinnecker, P. Tiberto, G. V. Kurlyandskaia, E. H. C. Sinnecker, M. Vázquez, A. Hernando, *Journal of Applied Physics* (submetido) (1997).
- [82] C. Kittel, *Physical Review* **70** (1946) 281.
- [83] M. Knobel, M. L. Sánchez, J. Velázquez, M. Vázquez, *Physics of Condensed Matter* **7** (1995) L115.
- [84] P. Allia, F. Vinai, *Philosophical Magazine B* **61** (1990) 763.
- [85] P. Allia, C. Beatrice, P. Mazzetti, F. Vinai, *Applied Physical Letters* **51** (1987) 142.
- [86] A. Yelon, D. Ménard, M. Britel, P. Ciureau, *Applied Physical Letters* **69** (1996) 1.
- [87] M. L. Sartorelli, M. Knobel, J. Shoenmaker, *Applied Physical Letters* **71** (1997) 2210.