

UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO GRANDE DO SUL  
INSTITUTO DE FÍSICA

**DINÂMICA DE PAREDES DE DOMÍNIOS  
MAGNÉTICOS: UM ESTUDO ATRAVÉS DA  
IMPEDANCIOMETRIA\***

Marcos André Carara

Tese realizada sob orientação dos  
profs. Mario Norberto Baibich e  
Rubem Luis Sommer, apresentada  
no Instituto de Física da UFRGS em  
preenchimento parcial dos  
requisitos para a obtenção do título  
de Doutor e Física.

Porto Alegre

Março de 2001

\* Trabalho parcialmente financiado pelas agências CAPES e CNPq

*É muito difícil realizar qualquer trabalho sozinho.*

*Deveria aqui reconhecer a colaboração de todos que me ajudaram. Correndo o risco de esquecer alguém (por favor me perdoem), cito alguns.*

*Devo especialmente a meus orientadores, os professores Mario Norberto Baibich e Rubem Luis Sommer, que souberam indicar os melhores caminhos a seguir, nem sempre os mais simples, mas sempre proveitosos;*

*Aos técnicos do setor de eletrônica do IF-UFRGS pela competência na realização de alguns dos nossos projetos;*

*Aos funcionários da biblioteca, sem cujo apoio, qualquer projeto tem pouca chance de evoluir;*

*Aos colegas do Depto. de Física da UFSM, que abraçaram a "bronca" durante meu afastamento;*

*À Jamila e ao Pedro (minha companheira e filho) pela compreensão durante as "ausências", coisa que só com amor se é capaz.*

*Ao Pedro e à Jamila  
com amor.*

## RESUMO

Neste trabalho é apresentado um estudo sobre a dinâmica de paredes de domínios através de medidas de impedanciometria. É proposto um método que permite a obtenção dos seguintes parâmetros das amostras estudadas: mobilidade e velocidade crítica das paredes, largura dos domínios e de suas paredes, densidade de energia de parede e constante efetiva de troca. Todas essas informações são obtidas a partir do espectro em frequência da permeabilidade e de relações apropriadas entre a permeabilidade e a impedância complexa. O elo de ligação entre essas quantidades é feita através do efeito da profundidade de penetração, cuja definição inclui a frequência, a resistividade e a permeabilidade do material. O método foi aplicado ao estudo de dois tipos diferentes de materiais, (i) (110)[001]FeSi<sub>3%</sub>, policristalino e altamente texturizado com tamanho de grãos bastante grande (~ 5 mm) e (ii) amostras nanocristalinas obtidas através do recozimento de fitas amorfas de Fe<sub>73.5</sub>Cu<sub>1</sub>Nb<sub>3</sub>Si<sub>16.5</sub>B<sub>6</sub>. Enquanto o primeiro sistema foi utilizado para se fazer uma comparação entre os parâmetros aqui obtidos com aqueles de outros autores e técnicas, o segundo foi estudado em termos das modificações da anisotropia magnética associadas ao alívio das tensões internas com a temperatura de recozimento.

## ABSTRACT

In this work the magnetic domain wall dynamic is studied through measurements of the impedance spectra. A method is introduced which allows to obtain the following parameters from the studied samples: mobility and critical speed of the domain walls, domain width and domain wall thickness, energy density of a domain wall and, finally, the effective exchange constant. All this information is obtained from the knowledge of the permeability spectra and an appropriate relation between complex impedance and permeability. The link between these two quantities is made through the skin-depth effect, whose definition includes frequency, resistivity and permeability. The method was applied to study two different kinds of samples, namely (i) (110)[001]FeSi<sub>3%</sub>, a highly textured polycrystalline material with large grains and, (ii) nanocrystalline samples obtained through annealing of amorphous Fe<sub>73.5</sub>Cu<sub>1</sub>Nb<sub>3</sub>Si<sub>16.5</sub>B<sub>6</sub> ribbons. While the first one served mainly to compare the results obtained by the proposed technique with those of different authors and methods, the second one was studied in terms of the modifications of the magnetic anisotropy and relief of the internal stresses by annealing.

## ÍNDICE

<b>RESUMO .....</b>	<b>4</b>
<b>ABSTRACT .....</b>	<b>5</b>
<b>ÍNDICE .....</b>	<b>6</b>
<b>1. INTRODUÇÃO.....</b>	<b>8</b>
<b>2. DOMÍNIOS MAGNÉTICOS E PAREDES DE DOMÍNIOS.....</b>	<b>12</b>
<b>2.1 DESCRIÇÃO GERAL.....</b>	<b>12</b>
2.1.1 ESTRUTURA DE DOMÍNIOS.....	12
2.1.2 ENERGIA DE TROCA.....	14
2.1.3 ANISOTROPIA MAGNETOCRISTALINA.....	14
2.1.4 ANISOTROPIA MAGNETOELÁSTICA.....	15
2.1.5 ENERGIA DE ZEEMAN E MAGNETOSTÁTICA.....	16
<b>2.2 TEORIA DINÂMICA DAS PAREDES DE DOMÍNIOS.....</b>	<b>17</b>
2.2.1 BASE FÍSICA DO MOVIMENTO DE PAREDES.....	17
2.2.2 EQUAÇÕES DE MOVIMENTO DAS PAREDES.....	19
2.2.3 REGIÃO LINEAR DO MOVIMENTO DAS PAREDES.....	21
<b>2.2.3.1 PAREDES DE DOMÍNIOS EM REPOUSO.....</b>	<b>21</b>
<b>2.2.3.2 PAREDES DE DOMÍNIOS EM MOVIMENTO.....</b>	<b>22</b>
<b>2.2.3.3 MASSA DAS PAREDES DE DOMÍNIO.....</b>	<b>26</b>
<b>2.2.3.4 AMORTECIMENTO NO MOVIMENTO DE PAREDES.....</b>	<b>28</b>
2.2.4 REGIÃO NÃO LINEAR DO MOVIMENTO.....	31
<b>2.3 TÉCNICAS PARA O ESTUDO DA DINÂMICA DE PAREDES DE DOMÍNIOS.....</b>	<b>33</b>
2.3.1 MÉTODOS ÓPTICOS.....	33
2.3.2 MÉTODOS ANALÍTICOS OU INDIRETOS.....	35
<b>3. IMPEDANCIOMETRIA COMO FERRAMENTA PARA O ESTUDO DA DINÂMICA DA MAGNETIZAÇÃO.....</b>	<b>36</b>
3.1 DESCRIÇÃO DA IMPEDÂNCIA COMPLEXA.....	36
3.2 ESPECTRO EM FREQUÊNCIA DA PERMEABILIDADE.....	40

3.2.1	MODELO PARA A PERMEABILIDADE (SEM DOMÍNIOS). .....	40
3.2.2	MODELO PARA A PERMEABILIDADE (COM DOMÍNIOS). .....	42
<b>3.3</b>	<b>EQUIVALENTE MECÂNICO. ....</b>	<b>47</b>
<b>3.4</b>	<b>PERMEABILIDADE ROTACIONAL. ....</b>	<b>49</b>
<b>4.</b>	<b>PROCEDIMENTOS EXPERIMENTAIS. ....</b>	<b>52</b>
4.1	SISTEMA PARA MEDIDAS A BAIXAS FREQUÊNCIAS ( $f < 100$ kHz). .....	52
4.2	SISTEMA PARA MEDIDAS A ALTAS FREQUÊNCIAS ( $100 \text{ kHz} < f < 100$ MHz). ....	55
4.3	CASAMENTO DE IMPEDÂNCIAS. ....	62
4.4	EXTRAINDO INFORMAÇÕES DE $Z(f)$ . ....	67
4.4.1	EXTRAINDO $\mu(f)$ DE UMA MEDIDA DE $Z(f)$ . ....	67
4.4.2	COMPONENTES DA PERMEABILIDADE ( $\mu_{pd}$ e $\mu_{rot}$ ) E FREQUÊNCIA DE RELAXAÇÃO ( $f_x$ ). ....	69
4.4.3	LARGURA DOS DOMÍNIOS ( $a$ ). ....	71
4.4.4	MOBILIDADE ( $s$ ) E VELOCIDADE LIMITE ( $v_l$ ) DA PAREDE. ....	72
4.4.5	CONSTANTES DE ATENUAÇÃO ( $\beta$ ) E DE RESTAURAÇÃO ( $\kappa$ ). ....	73
4.4.6	ENERGIA DE PAREDE ( $\Sigma$ ). ....	74
4.4.7	PARÂMETRO DE ATENUAÇÃO ( $\alpha$ ). ....	76
<b>5.</b>	<b>RESULTADOS E DISCUSSÃO. ....</b>	<b>77</b>
5.1	AMOSTRAS CRISTALINAS - (110)[001]FeSi <sub>3%</sub> . ....	77
5.2	FITAS AMORFAS - Fe <sub>73,5</sub> Cu <sub>1</sub> Nb <sub>3</sub> Si <sub>16,5</sub> B <sub>6</sub> (FINEMET B6). ....	93
5.2.1	FINEMET B6 TRATADO TÉRMICAMENTE . ....	95
5.2.2	FINEMET B6 SUJEITO TENSÕES MECÂNICAS APLICADAS. ....	107
<b>6.</b>	<b>CONCLUSÕES. ....</b>	<b>111</b>
	<b>REFERÊNCIAS. ....</b>	<b>114</b>

## 1. INTRODUÇÃO.

O tema Magnetoimpedância (MI) ganhou notoriedade em 1993 com o trabalho do Prof. Fernando Machado e co-autores [1]. Nesse trabalho foi verificada uma grande variação, com campos magnéticos, da resistência  $ac$  em um fio amorfo com base de Co. No entanto, a correta interpretação para o fenômeno foi dada um ano mais tarde nos trabalhos de Beach e Berkowitz [2] e Panina e Mohri [3], em termos profundidade de penetração de um campo alternado num condutor ("*skin-depth effect*"). Este efeito foi denominado de Magnetoimpedância Gigante, em função do efeito Magnetorresistência Gigante, descoberta poucos anos antes, em 1988 [4] o qual causou uma verdadeira revolução tecnológica.

O efeito da penetração do campo é conhecido de longa data [5], e é fundamental para a correta descrição de fenômenos como, por exemplo, a Ressonância Ferromagnética (FMR) [5,6]. Apesar de amplamente conhecido, o efeito "*skin*" nunca explorado em termos de sua maior potencialidade, qual seja, sua aplicação a sensores de campos magnéticos. De um modo simplificado, a profundidade que um campo alternado penetra em um determinado material ( $\delta_m$ ) é governada pela frequência desse campo, pela resistividade e pela permeabilidade apresentadas pelo material. A relação entre as quantidades citadas, e que determina essa profundidade, é  $\delta_m = \sqrt{\rho/\omega\mu}$ , onde  $\omega$  é a frequência angular da corrente de sonda,  $\mu$  a permeabilidade do material e  $\rho$  sua resistividade. Portanto, através da variação da permeabilidade transversal efetiva (com um campo DC aplicado, por exemplo) e a frequências suficientemente altas consegue-se produzir uma grande variação na profundidade de penetração do campo. Basicamente foi esse o elemento motivador para o intenso estudo que seguiu sobre o tema. No caso da MI é a corrente de sonda quem é expulsa do interior do material pelo efeito de penetração, resultando em grandes variações na impedância apresentada pelo material.

Os materiais estudados do ponto de vista da MI são basicamente materiais magneticamente macios, como os amorfos com base em Fe ou Co, na forma de fios [3,7], fitas [1,8] ou filmes [9], materiais nanocristalizados [7,10, 11], e mesmo cristalinos [12].

Como são três os fatores que afetam a profundidade de penetração, encontram-se na literatura trabalhos que verificam a variação da impedância frente à modificação nesses parâmetros [2,3,7-22]. Do ponto de vista da permeabilidade os estudos concentraram-se nos efeitos de sua variação com a anisotropia, através de indução de anisotropia por recozimentos

com e sem campos magnéticos aplicados [8, 13-15], aplicação de tensões mecânicas [16] etc. Por outro lado a permeabilidade tem também dependência na intensidade da corrente de sonda [17] e sua frequência [praticamente todas as referências sobre magnetoimpedância]. Ou seja, o campo magnético associado à corrente de sonda pode promover uma magnetização no material reduzindo dessa forma sua permeabilidade, mas de acordo com a frequência dessa corrente, diferentes processos de magnetização podem ser excitados alterando também de forma diferente a permeabilidade. Esse fato torna o estudo da Magnetoimpedância ainda mais desafiador, uma vez que existe esta forte interconexão entre os diversos parâmetros que afetam diretamente a profundidade de penetração.

Um cálculo rigoroso da MI requer que se resolva simultaneamente as equações de Maxwell e a equação da dinâmica dos momentos magnéticos de Landau-Lifshitz. Uma primeira aproximação foi feita, como dito acima, nos trabalhos de Beach [2] e Panina [3] introduzindo uma permeabilidade transversal efetiva na descrição da profundidade de penetração. O desafio adicional para os cálculos teóricos é introduzir os processos de magnetização na definição do  $\delta_m$ , levando em conta o movimento das paredes de domínios, rotação dos momentos magnéticos, relaxações e fenômenos de ressonância. A contribuição das paredes de domínios e rotação dos momentos foi introduzida por D.-X. Chen e co-autores [18]. O caráter tensorial da permeabilidade na impedância foi introduzido por Usov e co-autores [19] num trabalho teórico sobre fios amorfos apresentando diferentes tipos de anisotropia. As ressonâncias magnéticas foram tratadas por Menard e co-autores [20] em materiais magneticamente saturados.

O interesse sobre o tema foi ampliado aos grupos que originariamente estudavam FMR, quando em 1996 o grupo canadense do prof. Yelon estabeleceu que o formalismo para o estudo do FMR pode ser aplicado quase diretamente à MI [21]. Na análise de FMR, a quantidade que dá a resposta ressonante é a parte real da impedância superficial, que por sua vez é definida pela razão entre os campos elétrico e magnéticos estabelecidos no material. Com isso passou-se a usar a técnica da MI como ferramenta para o estudo de ressonâncias ferromagnéticas [20, 21], uma vez que o aparato experimental para o estudo nessa faixa de frequências é bem mais simples que aquele originariamente utilizado em FMR. Nesta faixa de frequências (microondas) o aparato experimental é baseado em analisadores de impedância comerciais, amplamente utilizados devido à tecnologia da telefonia celular. Uma vantagem adicional da MI sobre as técnicas tradicionais de FMR é que o circuito magnético no qual a amostra é inserida é um circuito magnético fechado, o que elimina problemas com relação a campos desmagnetizantes.

Como o efeito da MI é realmente surpreendente em termos de amplitude relativa, cada vez mais trabalhos foram publicados na literatura, grande parte deles com a intenção de se produzir/estudar materiais que otimizassem o efeito para aplicações práticas, ou seja, em termos tanto da amplitude quanto da sensibilidade.

O estudo apresentado nesta tese diverge um pouco dessa tendência que se definiu em torno da MI. Aqui os espectros de impedância são utilizados como uma ferramenta para o estudo da dinâmica dos processos de magnetização excitados pela corrente de sonda, quais sejam: velocidade e mobilidade das paredes de domínios, largura do domínio e de sua parede além da determinação da densidade de energia para a formação de uma parede de domínio. A teoria que embasa o fenômeno admite que a parede de domínio é colocada em movimento oscilatório pelo campo associado à corrente de sonda. Juntando-se modelos sobre movimentos de paredes de domínio com uma análise apropriada do espectro de impedância, conseguiu-se resultados satisfatórios em termos da determinação dos parâmetros associados à dinâmica das paredes. Este caminho possibilitou que se fizesse um estudo detalhado sobre a física básica da dinâmica das paredes de domínios colocando lado a lado teoria e prática.

Isto exigiu que fosse construído um sistema confiável para a aquisição dos espectros de impedância numa ampla faixa de frequências. Na realidade foram dois os sistemas construídos, o primeiro para uma faixa de frequências baixas (de 100 Hz a 100 kHz) baseado num amplificador sensível à fase (amplificador tipo "*lock-in*") e o segundo baseado em um osciloscópio digital de dois canais (para a faixa de 50 kHz a 10 MHz). Os dois sistemas permitem que se aplique campos magnéticos na amostra. No sistema de altas frequências foi adaptado um sistema de tração mecânica na amostra, permitindo que se determinasse, além dos espectros de impedância a diferentes tensões mecânicas, a  $\lambda_s$  das amostras sob análise.

Foram dois os sistemas de amostras estudadas, um sistema cristalino e outro nanocristalino. O cristalino, representado pelo (110)[001]FeSi<sub>3%</sub>, possui uma vasta literatura a respeito, em função de ser um material com ampla aplicação industrial. Isto permitiu que se comparasse os parâmetros determinados pela técnica aqui introduzida com aqueles obtidos por outras técnicas. Já o segundo sistema, representado pelo Fe<sub>73.5</sub>Cu<sub>1</sub>Nb<sub>3</sub>Si<sub>16.5</sub>B<sub>6</sub> (FINEMET B6) foi estudado do ponto de vista das variações das anisotropias e tensões internas quando recozidas a diferentes temperaturas e sujeitas a diferentes tensões mecânicas aplicadas. Este material, fabricado pela técnica de resfriamento rápido é um sistema amorfo, que quando recozido, cristaliza na forma de pequenos grãos de FeSi com diâmetros na ordem de 10-20 nanômetros imersos em uma matriz amorfa.

Claramente a atenção sobre os materiais amorfos e nanocristalinos, nesta tese, é direcionada ao entendimento das relações entre a estrutura, as propriedades magnéticas e térmicas. Porém, além do interesse científico, os materiais amorfos atraem também a atenção do ponto de vista tecnológico, em função das suas propriedades magnéticas macias. É, portanto, fundamental ampliar esse entendimento, pois eles são, em muitos aspectos, diferentes dos materiais magnéticos cristalinos. É importante ressaltar que a impedanciometria, de aplicação prática relativamente simples, é capaz de trazer resultados importantes sobre materiais tão distintos como os estudos nesta tese.

Esta tese está dividida como segue. O Capítulo **2** trata dos domínios magnéticos, as energias associadas à sua formação além das teorias sobre a dinâmica de suas paredes. O Capítulo **3** relaciona a impedanciometria com a permeabilidade complexa, a qual é o elo de ligação entre a dinâmica das paredes e a medida experimental da impedância. Já o Capítulo **4** apresenta os aparatos experimentais, suas aplicações e limitações, além do modo como são extraídos os parâmetros da dinâmica de paredes a partir da curva de impedância. Os resultados obtidos dos dois sistemas de amostras estudados estão discutidas no Capítulo **5**.

A fim de que os resultados aqui obtidos pudessem ser comparados diretamente com aqueles da literatura, as unidades usadas são aquelas encontradas na literatura, e não o Sistema Internacional.

## **2. DOMÍNIOS MAGNÉTICOS E PAREDES DE DOMÍNIOS.**

### **2.1 DESCRIÇÃO GERAL.**

Um material ferromagnético, se suas dimensões permitirem<sup>1</sup>, é subdividido em domínios com diferentes orientações do vetor magnetização. A região de transição entre domínios adjacentes é chamada de parede de domínio.

O conceito de domínios foi originalmente introduzido por P. Weiss para explicar o porque dos materiais magnéticos poderem estar desmagnetizados enquanto continuam tendo, localmente, uma magnetização espontânea não nula. Este conceito é bastante útil para uma ampla variedade de materiais magnéticos.

Dentro de um domínio, a magnetização é paralela a uma das direções preferenciais, as quais são determinadas pela energia de anisotropia magnética do material. A transição de uma direção de magnetização para outra em domínios adjacentes é contínua, ou seja, a parede de domínio tem uma largura finita e, portanto, possui uma estrutura interna. Este fato foi descrito por Bloch em 1932, quando mostrou que a parede de domínios é uma estrutura que minimiza a energia magnética livre [23, 24].

Quando um campo magnético é aplicado a um ferromagneto, os domínios com orientação da magnetização favorável em relação ao campo aplicado tendem a crescer. Isso pode ser pensado como o deslocamento de uma ou mais paredes de domínio. Esse mecanismo tem um papel importante no processo de magnetização de quase todos os materiais magnéticos. Por esta razão o movimento das paredes de domínios tem sido extensamente estudado dentro do contexto dos processos de magnetização desde os primórdios do século XX.

#### **2.1.1 ESTRUTURA DE DOMÍNIOS.**

Basicamente são dois os tipos de parede que separam domínios com orientação de magnetização antiparalela, também chamada de parede de  $180^\circ$ : paredes de Bloch e de Néel (Figura 1(a) e (b), respectivamente). Em uma parede de Bloch, o vetor magnetização gira de tal maneira que ele permanece sempre paralelo ao plano da parede. Já na parede de Néel o vetor magnetização gira perpendicularmente à parede. A parede de Néel tem uma energia por

unidade de área maior do que a de Bloch, devido à energia de desmagnetização adicional introduzida pela produção de pólos livres na superfície da parede [23]. Esse acréscimo de energia na parede de Néel, ocorre pela dificuldade do material em manter pólos magnéticos opostos separados de uma distância muito pequena (seção 2.1.5), como é o caso da largura das paredes. No entanto, se as dimensões da amostra se tornam comparáveis à largura da parede, tal como ocorre em filmes de materiais magnéticos, a situação pode inverter-se.

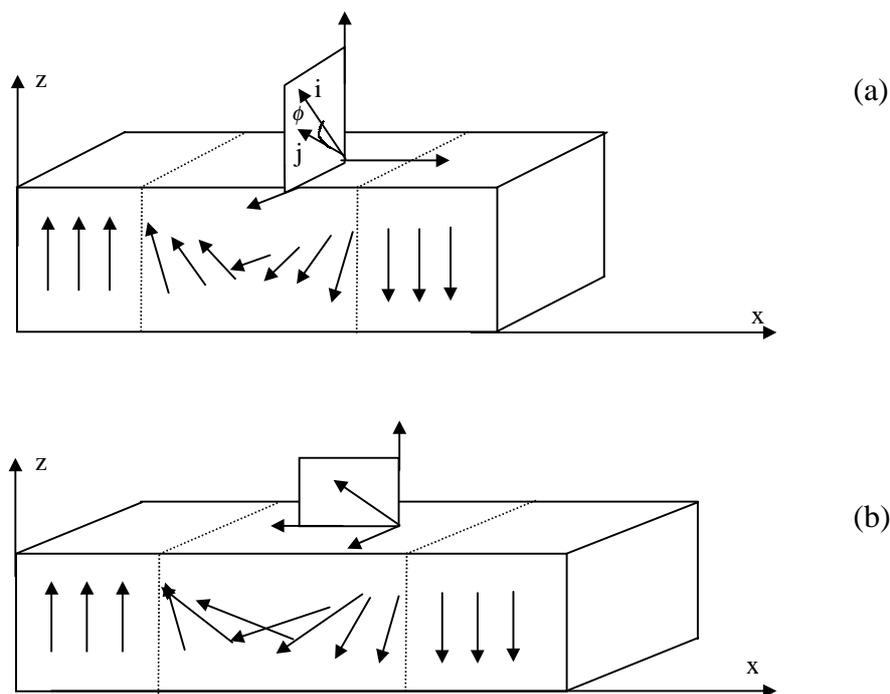


Figura 1. Estrutura de domínios para cristais uniaxiais. (a) Estrutura de uma parede de Bloch. O vetor magnetização permanece no plano da parede. (b) Estrutura de uma parede de Néel. O vetor magnetização gira perpendicularmente à parede.

A estrutura de domínios de um material ferromagnético é determinada pela minimização da energia magnética, composta pelos seguintes termos, discutidos a seguir: (i) energia de troca entre os momentos magnéticos vizinhos; (ii) energia de magnetização promovida pelo campo externo (energia de Zeeman) e (iii) energia de anisotropia, para a qual contribuem a anisotropia magnetocristalina, anisotropia magnetoelástica e a anisotropia de forma. Em geral, a energia de anisotropia é a mais difícil de ser tratada algebricamente, sendo calculada apenas para um número limitado de estruturas de domínios.

<sup>1</sup> Como será discutido nas seções seguintes a existência ou não de paredes de domínios depende essencialmente da competição entre as energias magnetostática e de troca.

### 2.1.2 ENERGIA DE TROCA.

Em um material magnético, a energia de troca é a responsável pelo alinhamento entre os momentos magnéticos. Ela será mínima com momentos adjacentes paralelos (caso ferromagnético, FM) ou antiparalelos (caso antiferromagnético, AF)<sup>2</sup>. A equação abaixo descreve esse comportamento na energia de troca ( $W_{ex}$ ) [23,24]. O sinal da integral de troca,  $J_{ij}$ , determinará os casos FM ( $J > 0$ ) ou AF ( $J < 0$ ).

$$(1) \quad W_{ex} = -2 \sum_{i,j} J_{ij} \mathbf{S}_i \cdot \mathbf{S}_j ,$$

onde  $\mathbf{S}_i$  e  $\mathbf{S}_j$  referem-se aos momentos magnéticos dos átomos  $i$  e  $j$  localizados em sítios adjacentes e o somatório pode ser restrito aos primeiros vizinhos. Essa expressão explica em parte a largura finita da parede de domínios. Uma mudança abrupta (de 180°) dos momentos para a formação dos domínios acarretaria um grande aumento na energia de parede. O acréscimo em energia é minimizado com momentos adjacentes deslocados de um pequeno ângulo  $\phi$ , como representado na Figura 1(a). Por outro lado, enquanto  $W_{ex}$  tenta manter a parede o mais larga possível, a fim de manter  $\phi$  o menor possível, a energia de anisotropia (discutida a seguir) tenta manter a parede estreita, de modo a reduzir o número de momentos magnéticos alinhados com uma direção diferente da direção fácil.

### 2.1.3 ANISOTROPIA MAGNETOCRISTALINA.

A anisotropia magnetocristalina ( $W_A$ ) contém contribuições para a energia magnética que dependem da orientação da magnetização com relação aos eixos do cristal. Isso significa que as propriedades magnéticas apresentadas pelo material vão depender da direção em que ele está sendo magnetizado. Na ausência de um campo magnético externo, o material ficará magnetizado em direções chamadas fáceis. Magnetizando o material nessas direções a energia de anisotropia será mínima.  $W_A$  tem sua origem na interação “*spin-órbita*”, sendo portando uma propriedade intrínseca do material. Em geral, pode ser descrita fenomenologicamente como uma expansão em série de potências dos co-senos diretores ( $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$ ) da magnetização com relação aos eixos do cristal ( $x, y$  e  $z$ ) [25,26]:

$$(2) \quad W_A = \sum_{N=1}^{\infty} \sum_{\substack{m,n \\ m+n \leq N}} K(N, m, n) \alpha_1^m \alpha_2^n \alpha_3^{N-m-n}$$

---

<sup>2</sup> Existe um grande número de ordens magnéticas intermediárias ao FM e AF, tais como vidros de "spins", helimagnetismo, etc. Estas ordens complexas serão desconsideradas na descrição que segue.

$K(N,m,n)$  são as constantes de anisotropia. Usualmente apenas os dois primeiros termos não nulos são necessários para descrever a anisotropia. Considerando as simetrias de um cristal cúbico, essa expressão toma a forma [23]:

$$(3) \quad W_A = K_0 + K_1(\alpha_1^2\alpha_2^2 + \alpha_2^2\alpha_3^2 + \alpha_3^2\alpha_1^2) + K_2(\alpha_1^2\alpha_2^2\alpha_3^2).$$

Nesse caso as magnitudes relativas bem como os sinais de  $K_1$  e  $K_2$  determinam as direções de fácil magnetização.

Já um cristal hexagonal terá sua energia de anisotropia cristalina descrita por uma expressão mais simples [23]:

$$(4) \quad W_A = K_u \text{sen}^2 \theta ,$$

onde  $K_u$  é a constante de anisotropia uniaxial e  $\theta$  o ângulo entre o vetor magnetização e o eixo fácil. Este termo ganha o nome de uniaxial porque apresenta apenas um eixo fácil. Nesta expressão foram desconsiderados eventuais termos de anisotropia relativos a base do hexágono. Os materiais amorfos também se enquadram nessa descrição de anisotropia uniaxial, conforme será visto na seção **5.2**.

#### 2.1.4 ANISOTROPIA MAGNETOELÁSTICA.

A energia magnetoelástica ( $W_{me}$ ) tem sua origem na interação do sistema de “spins” com a rede, causando uma dependência das dimensões do material magnético (como por exemplo o comprimento  $l$  do material) com a direção de magnetização. Esse fenômeno é chamado de magnetostricção e quantificado em termos da magnetostricção de saturação ( $\lambda_\sigma = \Delta l/l$ ). Em analogia à expansão para o caso da anisotropia magnetocristalina (equação (2)), a  $W_{me}$  pode ser expressa em série de potências das componentes do tensor de tensão mecânica (tensor de “strain”)  $\vec{\epsilon}$  por [26]

$$(5) \quad W_{me} = \sum_{i,k}^3 T_{i,k}(\vec{\alpha}) \epsilon_{i,k} + \sum_{i,k,l,m=1}^3 T_{i,k,l,m}(\vec{\alpha}) \epsilon_{i,k} \epsilon_{l,m} + \dots .$$

Os coeficientes ( $T$ ) são funções somente da direção da magnetização ( $\vec{\alpha}$ ), também podendo ser expandidos em termos do  $\alpha_i$ . Na maioria dos casos, somente o termo linear nas componentes de  $\vec{\epsilon}$  é levado em conta para descrever os dados experimentais, sendo desprezados termos de ordem mais alta.  $W_{me}$  também deve satisfazer os requisitos impostos pela simetria do material. Para materiais cúbicos, e restringindo a atenção apenas até termos de ordem 2, a energia magnetoelástica pode ser representada na forma [26]

$$(6) \quad W_{me}(\vec{\alpha}, \vec{\epsilon}) = b_1 \sum_{i=1}^3 \left( \alpha_i - \frac{1}{3} \right) \epsilon_{ii} + b_2 \sum_{k \neq i=1}^3 \alpha_i \alpha_k \epsilon_{ik} ,$$

onde os coeficientes  $b_i$  são as constantes de acoplamento magnetoelástico. Elas podem ser positivas ou negativas.

Na análise dos dados experimentais, contudo, são usadas as constantes de magnetostricção ( $\lambda$ ) as quais denotam uma variação relativa no comprimento ao longo das direções cristalográficas principais. Para o caso de um material cúbico, e considerando  $\vec{\beta}$  como sendo a direção da alongação do material, a magnetostricção pode ser escrita na forma

$$(7) \quad \lambda = \frac{3}{2} \lambda_{100} \left( \sum_{i=1}^3 \alpha_i^2 \beta_i^2 - \frac{1}{3} \right) - \frac{3}{2} \lambda_{111} \sum_{i \neq k=1}^3 \alpha_i \alpha_k \beta_i \beta_k,$$

onde  $\lambda_{100}$  e  $\lambda_{111}$  são as constantes de magnetostricção medidas ao longo dos eixos determinados pelos seus índices. Finalmente, com o auxílio das constantes de magnetostricção, a energia magnetoelástica pode ser rescrita por

$$(8) \quad W_{me} = \frac{3}{2} (C_{11} - C_{12}) \lambda_{100} \left( \sum_{i=1}^3 \alpha_i^2 \beta_i^2 - \frac{1}{3} \right) - \frac{3}{2} C_{44} \lambda_{111} \sum_{i \neq k=1}^3 \alpha_i \alpha_k \beta_i \beta_k$$

onde os  $C$ 's são as constantes elásticas do material.

### 2.1.5 ENERGIA DE ZEEMAN E MAGNETOSTÁTICA.

A aplicação de um campo magnético ( $\mathbf{H}$ ) promove uma modificação na estrutura de domínios, novamente a fim de minimizar a energia magnética. Essa energia é quantificada do seguinte modo [23]:

$$(9) \quad W_z = -\mu_0 \mathbf{M} \cdot \mathbf{H},$$

onde  $\mathbf{M}$  é a magnetização do material. A modificação na magnetização do material vai produzir pólos magnéticos em suas extremidades dando origem a um campo interno (chamado de desmagnetizante,  $\mathbf{H}_d$ ) que tende a reduzir os efeitos do campo externo. Essa nova energia é contabilizada por [23,24]:

$$(10) \quad W_d = -\frac{1}{2} \mu_0 \mathbf{H}_d \cdot \mathbf{M}.$$

Como a energia magnetostática tem sua origem na interação tipo Coulombiana entre os pares pólos magnéticos livres, o fator  $\frac{1}{2}$  na expressão (10) tem o objetivo de evitar que seja contabilizado duas vezes o mesmo par.

O campo  $\mathbf{H}_d$  é contrário a  $\mathbf{H}$  e depende essencialmente da forma do material, sendo mais intenso quanto menor o comprimento na direção em que está sendo aplicado o campo  $\mathbf{H}$ . Em geral esse termo é conhecido como energia magnetostática ou de forma.

## 2.2 TEORIA DINÂMICA DAS PAREDES DE DOMÍNIOS.

Nesta seção pretende-se fazer uma revisão da teoria micromagnética do movimento das paredes de domínios. Sabe-se que modificações significativas na magnetização ocorrem mesmo com desvios pequenos das paredes, da ordem de  $\mu\text{m}$ . Na escala atômica isso leva a pequenos desvios da configuração magnética. A teoria micromagnética, portanto, trata o sistema como contínuo, sendo o vetor magnetização descrito pela função  $\mathbf{M}(\mathbf{r},t)$ , onde  $\mathbf{r}$  é a posição e  $t$  o tempo. As interações são descritas pela densidade de energia ( $W$ ) cujos termos foram descritos na seção 2.1.

### 2.2.1 BASE FÍSICA DO MOVIMENTO DE PAREDES.

A magnetização, tratada aqui do ponto de vista do magnetismo clássico, será um vetor contínuo dependente do tempo e da posição. Termos de origem quântica são tratados como segue.

- (i) A interação de troca entre os íons será levada em conta em termos de uma constante macroscópica  $A$ ;
- (ii) A energia de anisotropia (de origem na interação "*spin-órbita*") será levada em conta através da constante macroscópica  $K$ ;
- (iii) Os processos de relaxação "*spin-rede*" serão levados em conta através do parâmetro de amortecimento ("*damping*")  $\alpha$ .

Estas aproximações são justificáveis se a variação espacial da direção de magnetização for pequena o suficiente, ou seja, se a largura das paredes de domínios for grande comparada às distâncias interatômicas. Este é o caso dos os materiais magnéticos tratados nesta tese. Em compostos com terras-raras essa aproximação pode falhar em virtude do termo  $W_A$  ser alto comparavelmente aos demais termos da energia magnética livre. Uma parede de Bloch, por exemplo, possui tipicamente dezenas de nanômetros, enquanto a largura do domínio pode ter dezenas de microns.

A base física dos processos dinâmicos do movimento das paredes é a precessão giroscópica do "*spin*" eletrônico. Essa propriedade do elétron determina diretamente suas propriedades macroscópicas: o vetor magnetização responde ortogonalmente ao torque que atua sobre ele. A taxa de variação da direção do vetor magnetização  $\mathbf{M}$  é descrita pela equação

$$(11) \quad \frac{1}{\gamma} \frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} = \mathbf{M} \times \mathbf{H} - \frac{\alpha}{|\mathbf{M}|} \mathbf{M} \times [\mathbf{M} \times \mathbf{H}]$$

proposta por Landau e Lifshitz (L.L.) em 1935 (ver por exemplo as ref. 24-26). Na equação (11),  $\mathbf{H}$  é o campo magnético total,  $\gamma = ge/2mc (>0)$  é o fator giromagnético e  $\alpha$  o parâmetro de amortecimento adimensional de Gilbert.  $g$  é o fator de Landé,  $e$  o valor absoluto da carga do elétron,  $m$  sua massa e  $c$  a velocidade da luz. Alguns autores expressam a equação (11) de maneira um pouco diferente, introduzindo o fator de amortecimento  $\lambda$ , substituindo  $\alpha$  por  $\lambda/\gamma|\mathbf{M}|$ .

Para um amortecimento pequeno ( $\alpha \ll 1$ ), a equação (11) descreve a precessão da magnetização em torno do campo magnético, com uma frequência angular  $\omega = \gamma H$ . O termo de amortecimento provoca uma diminuição no ângulo de precessão. Nesse formalismo pode-se introduzir um tempo de relaxação  $\tau = (\alpha\gamma H)^{-1}$ , que vai determinar o tempo necessário para que  $\mathbf{M}$  atinja sua posição de equilíbrio, paralela a  $\mathbf{H}$ . Em 1955, Gilbert notou que para um amortecimento muito grande ( $\alpha \gg 1$ ) o termo relativo ao amortecimento na equação (11) torna-se maior que o torque aplicado ( $\mathbf{T} = \mathbf{M} \times \mathbf{H}$ ) e, conseqüentemente,  $\mathbf{M}$  não se moveria na direção imposta por  $\mathbf{T}$ . Assim Gilbert propôs uma equação modificada em que o amortecimento aparece proporcional a  $d\mathbf{M}/dt$  (ver por exemplo as ref. 24-26). Sua equação se reduz àquela de (11) para amortecimentos pequenos.

O movimento de paredes pode ser entendido qualitativamente com base no que foi descrito acima, considerando-se, por exemplo, o caso simples de uma parede de Bloch em um meio infinito e com uma anisotropia uniaxial na direção  $z$ , como representado na Figura 2. A direção de magnetização é definida pelos ângulos  $\theta$  e  $\phi$ .

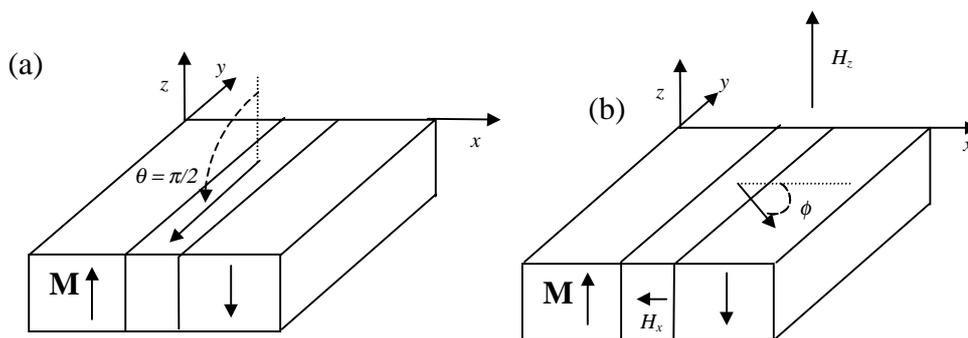


Figura 2. Parede de Bloch em um cristal uniaxial, (a) em repouso, (b) em movimento sob a influência de um campo externo  $H_z$ . O vetor  $\mathbf{M}$  precessa em torno do campo desmagnetizante  $H_x$  que aparece dentro da parede. Esse campo provocará um movimento da parede para direita.

Na presença de um campo externo  $H_z$  a parede se desloca, ou seja, em uma certa posição no domínio (próximo da parede) a magnetização muda de  $+z$  para  $-z$ , após a

passagem da parede. Em função das propriedades giroscópicas da magnetização, isso somente poderá ocorrer na presença de um campo perpendicular à parede,  $H_x$ . Após a aplicação do campo externo, a magnetização primeiro precessa em torno de  $z$ , dando origem a uma componente da magnetização na direção  $x$ , perpendicular ao plano da parede. Esta componente, por sua vez, gera um campo desmagnetizante  $H_x = -4\pi M_x$ . No caso em que o trabalho realizado pelo campo externo é tal que somente compensa as perdas introduzidas pelo amortecimento, as componentes  $H_x$  e  $M_x$  são constantes. Como a frequência de precessão é  $\gamma H_x$ , a velocidade da parede será proporcional a  $H_x$ .

Colocado o movimento da parede desse modo qualitativo, percebe-se que a parede terá uma velocidade máxima finita. A razão é que o campo de desmagnetização  $H_x$  é necessariamente finito ( $H_x \leq 4\pi M$ ), implicando em uma frequência de precessão também finita e, portanto uma velocidade máxima para a parede.

### 2.2.2 EQUAÇÕES DE MOVIMENTO DAS PAREDES.

São duas, basicamente, as maneiras de se obter as equações de movimento das paredes: (i) considerando o torque ( $\mathbf{T} = \mathbf{M} \times \mathbf{H}$ ) como a variação da densidade de energia quando se aplica um campo externo, ou (ii) considerando  $\mathbf{H}$  como sendo um campo efetivo, tendo contribuições associadas às várias energias discutidas em 2.1. O tratamento feito aqui será de acordo com (i).

O torque que atua sobre a magnetização é derivado da densidade de energia livre  $W$  pelas equações  $\mathbf{T} = \mathbf{r} \times \mathbf{F} = -\mathbf{r} \times \nabla W$ , onde  $\mathbf{F}$  é uma força generalizada e  $\mathbf{r}$  um vetor na direção de  $\mathbf{M}$ . Em coordenadas esféricas pode-se escrever a magnetização e o torque como:

$$\mathbf{M} = M \mathbf{e}_r \quad (12)$$

$$\mathbf{T} = \frac{\partial W}{\partial \theta} \mathbf{e}_\phi - \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial W}{\partial \phi} \mathbf{e}_\theta,$$

onde  $\mathbf{e}_r$ ,  $\mathbf{e}_\phi$  e  $\mathbf{e}_\theta$  são vetores unitários nas direções  $r$ ,  $\phi$  e  $\theta$  respectivamente. Introduzindo (12) em (11) e separando as componentes em  $\phi$  e  $\theta$ , (11) pode ser rescrita como [27]:

$$\frac{M}{\gamma} \frac{d\theta}{dt} = -\frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial W}{\partial \phi} - \alpha \frac{\partial W}{\partial \theta} \quad (13)$$

$$\frac{M}{\gamma} \sin \theta \frac{d\phi}{dt} = \frac{\partial W}{\partial \theta} - \frac{\alpha}{\sin \theta} \frac{\partial W}{\partial \phi}. \quad (14)$$

Antes de prosseguir o tratamento do movimento das paredes propriamente dito, convém fazer notar o caráter viscoso do termo de amortecimento. Se a equação (13) for multiplicada por  $d\phi/dt$  e a (14) por  $d\theta/dt$ , subtraindo uma expressão da outra chega-se a

$$(15) \quad \left[ \frac{\partial W}{\partial \phi} \frac{d\phi}{dt} + \frac{\partial W}{\partial \theta} \frac{d\theta}{dt} \right] = \alpha \left[ \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial W}{\partial \phi} \frac{d\theta}{dt} - \sin \theta \frac{\partial W}{\partial \theta} \frac{d\phi}{dt} \right],$$

sendo que, no termo à direita, as variações na densidade de energia com relação a  $\theta$  e  $\phi$  podem ser rescritas, o que leva à equação

$$(16) \quad - \left[ \frac{\partial W}{\partial \phi} \frac{d\phi}{dt} + \frac{\partial W}{\partial \theta} \frac{d\theta}{dt} \right] = \frac{M}{\gamma} \left( \frac{\alpha}{1-\alpha^2} \right) \left[ \left( \frac{d\theta}{dt} \right)^2 + \sin^2 \theta \left( \frac{d\phi}{dt} \right)^2 \right].$$

O termo à esquerda da equação (16) pode ser reconhecido como a potência por unidade de volume, associada, neste caso, unicamente com o movimento da magnetização ( $P = -dW/dt$ ). Já o termo à direita, por ser maior que zero, mostra o caráter dissipativo. Como é quadrático nas velocidades, demonstra a natureza viscosa do amortecimento nas equações de L.L. (equação (11)).

Mesmo em um meio infinito a estrutura de uma parede de domínio é muito difícil de se descrever analiticamente. Isso se deve ao caráter não linear das equações de movimento, além da dependência não local do campo magnético interno com a magnetização. No entanto, algumas aproximações podem ser feitas a fim de tratar algebricamente o problema do movimento das paredes de domínios. Como, por exemplo, o caso de uma parede de domínio em um meio infinito com anisotropia uniaxial.

Em uma parede “unidimensional”, ou seja, onde a magnetização na parede varia em apenas uma direção, o campo desmagnetizante interno é:

$$(17) \quad H_d = -4\pi M_x \mathbf{e}_x,$$

onde  $\mathbf{e}_x$  é um vetor unitário na direção  $x$  e  $M_x$  a componente de  $\mathbf{M}$  na mesma direção. A variação na energia magnetostática pode ser escrita como a modificação na função [25]

$$(18) \quad \delta W_d = \delta(2\pi M_x^2).$$

A densidade de energia total escrita em coordenadas esféricas, de acordo com as definições na Figura 2, se escreve

$$(19) \quad W = K_u \sin^2 \theta + A \left( \frac{\partial \theta}{\partial x} \right)^2 + A \sin^2 \theta \left( \frac{\partial \phi}{\partial x} \right)^2 + 2\pi M^2 \sin^2 \theta \cos^2 \phi - M H_z \cos \theta,$$

onde  $H_z$  é o campo externo aplicado na direção  $z$  positiva e  $A$  a constante de troca, cuja magnitude depende das integrais de troca ( $J_{ij}$ ) e do tipo de rede considerada. O primeiro

termo da direita é relativo à anisotropia uniaxial, os dois termos seguintes são devidos à energia de troca, cuja aproximação é válida para ângulos pequenos entre momentos vizinhos. O quarto termo está associado ao campo desmagnetizante no interior da parede e o quinto à energia de Zeeman.

Para  $x \rightarrow \pm\infty$  as seguintes condições de contorno devem ser satisfeitas

$$(20) \quad \partial\theta/\partial x = 0 \text{ e } \sin^2\theta \partial\phi/\partial x = 0.$$

$W$  deverá ser minimizada levando em conta também as condições seguintes, que determinam o sentido da magnetização em cada um dos domínios

$$(21) \quad \theta = 0 \text{ para } x \rightarrow -\infty \text{ e } \quad \theta = \pi \text{ para } x \rightarrow +\infty.$$

Desde que o campo externo ( $H_z$ ) seja menor que o de anisotropia ( $H_A = 2K_u / M$ ), ambos domínios são estáveis.

### 2.2.3 REGIÃO LINEAR DO MOVIMENTO DAS PAREDES.

#### 2.2.3.1 PAREDES DE DOMÍNIOS EM REPOUSO.

As equações (13) e (14) de uma parede de domínio em repouso ( $d\theta/dt = d\phi/dt = 0$  e  $H_z = 0$ ), devem expressar o fato de que a energia total da parede por unidade de área (equação (19)) é mínima, sujeita às condições de contorno em (20) e (21). Sob essas condições, somente  $\theta$  poderá variar. De outro modo, se a magnetização na parede de domínio não for paralela à direção  $y$  (como na Figura 2) seria criada uma distribuição de pólos livres na superfície da parede, o que daria lugar a um campo desmagnetizante na direção  $x$ . A energia associada a esse campo, em conjunto com o termo de troca ( $\partial\phi/\partial x$ ) na equação (19), será mínima com  $\phi = \pm\pi/2$ , o que representa magnetização no plano da parede, como esperado para uma parede de Bloch.

A equação (19) reduz-se então a

$$(22) \quad W = A \left( \frac{\partial\theta}{\partial x} \right)^2 + K_u \sin^2\theta.$$

O perfil da parede é determinado minimizando-se a energia por unidade de área

$$(23) \quad \Sigma = \int_{-\infty}^{+\infty} W dx.$$

A minimização da energia em  $\theta(x)$  é de fácil solução, trazendo também como resultado a largura  $\Delta_o$  [23-25] e o perfil da parede que minimiza a energia interna

$$(24) \quad \Delta_o \frac{d\theta}{dx} = \sin \theta \quad \text{com} \quad \Delta_o = \sqrt{A/K_u},$$

$$(25) \quad \theta = 2 \arctan(e^{x/\Delta_o}).$$

Para esse tipo de parede, parede de Bloch, a energia total  $\Sigma$  por unidade de área de parede é

$$(26) \quad \Sigma = 4\sqrt{AK_u} = 4\Delta_o K_u.$$

### 2.2.3.2 PAREDES DE DOMÍNIOS EM MOVIMENTO.

Se um campo  $H_z$  for aplicado ao material representado na Figura 2 a magnetização em um dos domínios (o da direita na figura) sofrerá uma rotação de  $\theta = \pi$  para  $\theta = 0$ . Como o campo  $H_z$  não produz o torque necessário para essa rotação, é necessário um campo normal a  $z$ . É o campo desmagnetizante, como discutido anteriormente, quem preenche essas condições.

A densidade de energia, que deverá ser minimizada, pode ser rescrita [28] a fim de deixá-la na mesma forma da Eq. (22)

$$(27) \quad W = A \left( \frac{\partial \theta}{\partial x} \right)^2 + \left[ K_u + A \left( \frac{\partial \phi}{\partial x} \right)^2 + 2\pi M^2 \cos^2 \phi \right] \sin^2 \theta - MH_z \cos \theta.$$

Note-se que a desmagnetização local da parede está levada em conta pelo termo  $2\pi M^2 \cos^2 \phi \sin^2 \theta$ . Se  $\phi$  variar de forma suficientemente lenta (tal que  $\phi(x) \rightarrow \phi_o$ ) e o termo de Zeeman for pequeno, a minimização da energia trará uma solução semelhante àquela da Eq. (24), ou

$$(28) \quad \Delta_{ef} \frac{\partial \theta}{\partial x} = \sin \theta \quad \text{com} \quad \Delta_{ef} = \frac{\Delta_o}{\sqrt{1 + Q^{-1} \cos^2 \phi_o}}.$$

Aqui  $\Delta_{ef}$  é a largura efetiva da parede e  $Q$  é um fator de qualidade definido por

$$(29) \quad Q = \frac{K_u}{2\pi M_s^2} = \frac{H_A}{4\pi M_s}.$$

A discussão acima é válida para  $Q \gg 1$ , ou seja, para sistemas com anisotropia alta ou ainda campos aplicados muito menores que o campo de anisotropia  $H_A$ .

Deve-se notar que a largura da parede foi diminuída com a aplicação do campo externo. Isso se explica em função do surgimento da energia de desmagnetização somada à anisotropia uniaxial quando a magnetização não está no plano. Desde que  $\phi$  é constante (por hipótese) a parede vai se contrair a fim de minimizar sua energia.

O movimento das paredes propriamente dito pode ser avaliado partindo-se das equações de movimento descritas pelas equações (13) e (14). Essas equações podem ser trabalhadas a fim de salientar as relações entre as componentes das taxas de precessão  $d\theta/dt$  e  $\text{sen}\theta d\phi/dt$ , e as equações de torque

$$(30) \quad \frac{\partial W}{\partial \theta} = \frac{M}{\gamma} \left( \frac{d\phi}{dt} \text{sen} \theta - \alpha \frac{d\theta}{dt} \right),$$

$$(31) \quad \frac{1}{\text{sen} \theta} \frac{\partial W}{\partial \phi} = -\frac{M}{\gamma} \left( \frac{d\theta}{dt} + \alpha \frac{d\phi}{dt} \text{sen} \theta \right).$$

Para que estas equações sejam mais fáceis de se trabalhar convém fazer algumas hipóteses: (i) a parede move-se uniformemente, de modo que  $\partial/\partial t = (\partial x/\partial t)(\partial/\partial x) = v(\partial/\partial x)$ , onde  $v$  representa a velocidade desse deslocamento uniforme e (ii) como antes, supor  $\phi(x) = \phi_0$ .

Com base nessas considerações, a variação da densidade de energia com relação a  $\phi$  fica

$$(32) \quad \frac{\partial W}{\partial \phi} = -2\pi M^2 \text{sen}^2 \theta \text{sen} 2\phi_0.$$

Com isso a equação (31) pode ser rescrita como

$$(33) \quad -2\pi\gamma M \text{sen} \theta \text{sen} 2\phi_0 = v \frac{\partial \theta}{\partial x}.$$

Nesta equação pode-se identificar também o resultado expresso por (28), relativo à minimização da energia de parede, e escrever  $v$  em termos da largura efetiva da parede [25],

$$(34) \quad v = -2\pi\gamma M \Delta_{ef} \text{sen} 2\phi_0.$$

Esta equação pode ser interpretada em termos da rotação da magnetização no centro da parede de domínio (Figura 3). O torque que atua na magnetização é igual ao produto do campo desmagnetizante com a componente transversal da magnetização:  $-2\pi M^2 \text{sen} 2\phi$ . É esse o torque que faz girar a magnetização para cima no caso da Figura 3.

Deste mecanismo de movimento de parede fica claro que há um limite superior para a velocidade de parede devido ao valor finito do campo desmagnetizante. Essa velocidade limite é atingida quando  $\phi = -\pi/4$  ou  $\phi = 3\pi/4$ , ou

$$(35) \quad v_l = 2\pi\gamma \Delta_{ef} M.$$

Essa velocidade limite é conhecida como velocidade de Walker.

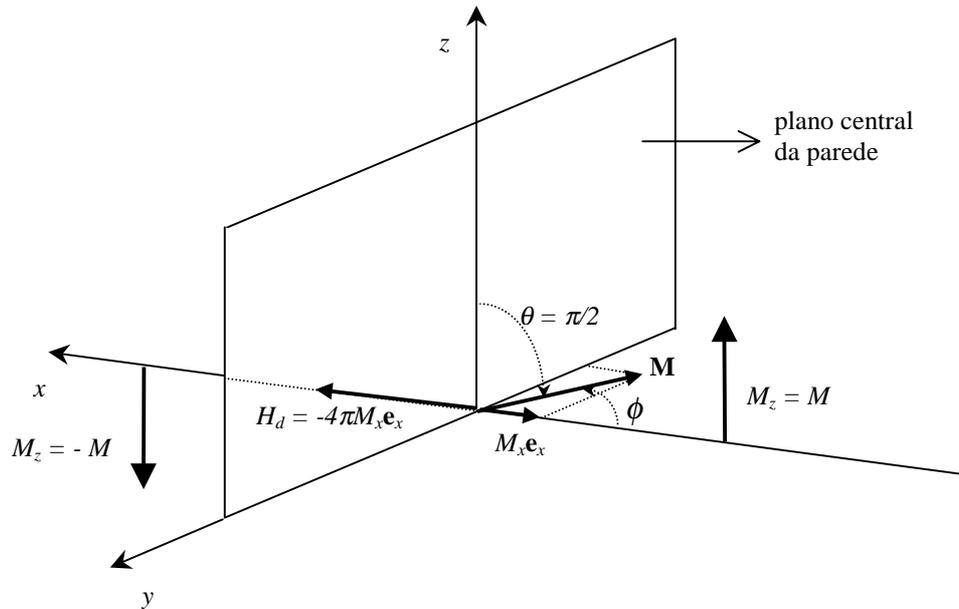


Figura 3. Diagrama representando os vetores magnetização e campo externo no centro da parede, estando ela em movimento.

Outro resultado interessante que pode ser obtido a partir das relações estabelecidas anteriormente é o fato da velocidade da parede ser proporcional ao campo  $H_z$  aplicado. Se for considerado que a energia interna se mantém constante, e somente o campo externo contribui para a taxa de variação da energia por unidade de área, a Eq. (16) pode ser escrita como

$$(36) \quad \int_{-\infty}^{+\infty} dx \left( \frac{\partial W}{\partial \theta} \frac{\partial \theta}{\partial t} + \frac{\partial W}{\partial \phi} \frac{\partial \phi}{\partial t} \right) = -2vH_z M .$$

Para calcular a energia dissipada por unidade de volume por unidade de tempo deve-se notar que para campos pequenos com relação ao de anisotropia, a forma da parede em movimento pode ser considerada como não modificada, mantendo-se plana independente de sua velocidade, conforme a Eq. (34). Se, além disso, forem consideradas as aproximações feitas para a parede em repouso, a taxa de dissipação de energia pode ser calculada, resultando

$$(37) \quad \frac{\alpha M}{\gamma} \left[ \left( \frac{d\theta}{dt} \right)^2 + \text{sen}^2 \theta \left( \frac{d\phi}{dt} \right)^2 \right] = \frac{2\alpha M v^2}{\gamma \Delta_{ef}} .$$

Comparando (36) e (37) chega-se a

$$(38) \quad v = s H_z \quad \text{com} \quad s \equiv \frac{\gamma \Delta_{ef}}{\alpha} .$$

Na expressão acima se definiu  $s$  como a mobilidade da parede.

Essa relação linear entre a velocidade e o campo é válida até um campo crítico  $H_l$ , quando a velocidade atinge seu máximo.

$$(39) \quad H_l = 2\pi\alpha M\Delta_{ef}.$$

É importante salientar que as relações obtidas até aqui (para a velocidade e a largura das paredes de domínios) são válidas para  $H_z < H_l$ . A Figura 4 representa a variação da velocidade da parede com relação ao campo  $H_z$  para vários valores de  $Q$ . Nota-se que  $v$  passa por um máximo em algum campo  $H_z < H_l$ . Esse campo satisfaz a relação [35]

$$(40) \quad \left(\frac{H_z}{H_l}\right)^2 = 4(Q^{-1} + 1)^{1/2} [2 + Q^{-1}(Q^{-1} + 1)]^{1/2},$$

enquanto que a “posição” do máximo satisfaz

$$(41) \quad \left(\frac{v}{v_l}\right)^2 + \left(\frac{H_z}{H_l}\right)^2 = 2.$$

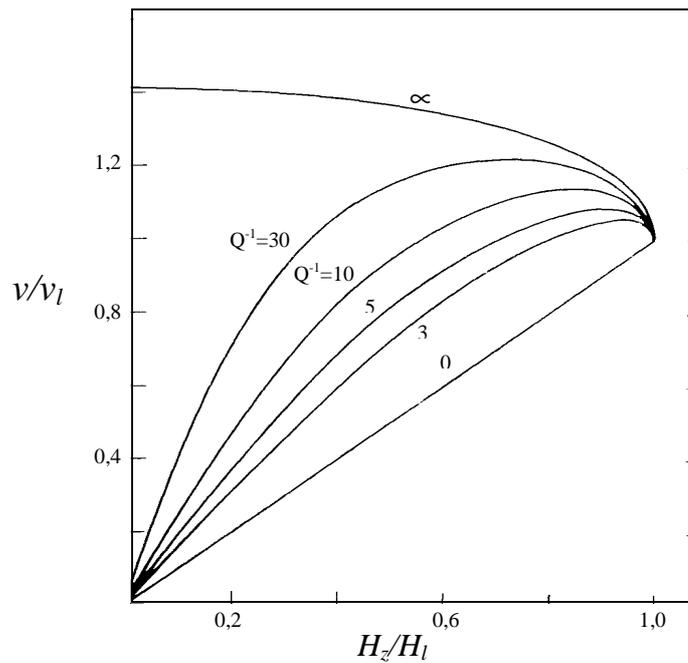


Figura 4. Gráfico de velocidade vs. campo, calculados com as soluções das equações (40) e (41) para diferentes valores de  $Q$ . Enquanto, por exemplo, um ortoferrite possui um  $Q^{-1} \approx 0$ , um YIG (“Yttrium Iron Garnet”) tem esse valor próximo de 21. Extraído da ref. [29].

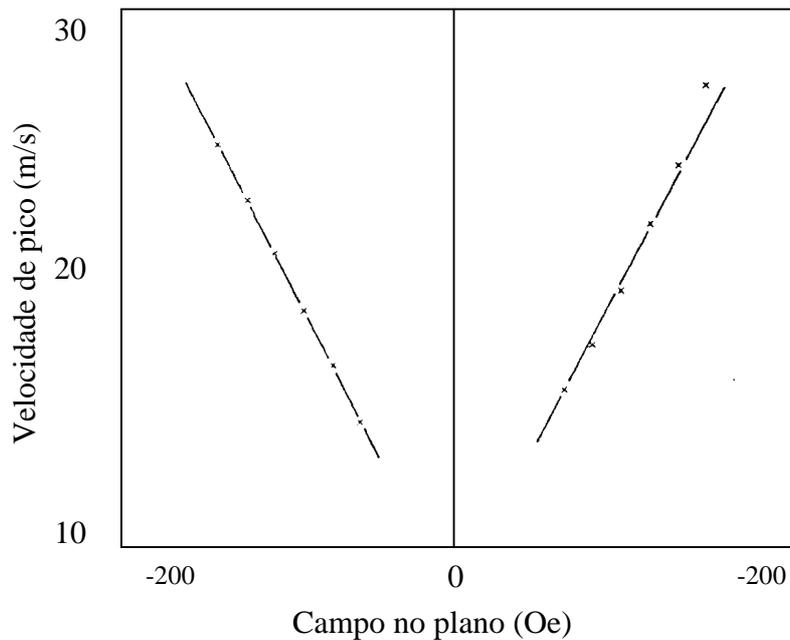


Figura 5. Velocidade limite de uma parede de domínio ( $v_l$ ) em função do campo aplicado em um plano perpendicular à parede. Resultados obtidos por de Leeuw [30] em um filme de LaGa.

Como o campo desmagnetizante é quem limita a velocidade de deslocamento da parede, um campo adicional na mesma direção do desmagnetizante ( $H_{ip}$ ) (direção  $x$  na Figura 3) pode induzir uma velocidade ainda maior do que a descrita pela expressão (35). Esse fato é verificado experimentalmente, como atestam os resultados de de Leeuw [30] reproduzidos na Figura 5.

A relação linear entre  $v_l$  e ( $H_{ip}$ ) confirma a teoria desenvolvida para essa região de campos aplicados e resumida na expressão (38).

### 2.2.3.3 MASSA DAS PAREDES DE DOMÍNIO.

O conceito de massa da parede de domínio foi proposto por Döring [31] a partir da verificação de que as energias da parede em repouso e em movimento são diferentes. A idéia de Döring foi atribuir essa diferença à energia cinética das paredes, uma vez que em primeira aproximação esse termo é proporcional a  $v^2$ .

Para definir a massa por unidade de área ( $m$ ) de uma parede de domínio deve-se considerar a variação na energia da parede por unidade de área ( $\delta\Sigma$ ) devido a uma variação infinitesimal na velocidade da parede ( $\delta v$ ) [31]. A variação da energia cinética da parede ( $\delta \frac{1}{2}mv^2$ ) será igual a  $\delta W$  e assim a massa da parede estará definida, ou seja,  $mv\delta v = \delta\Sigma$ . Por

outro lado,  $\delta\Sigma$  pode ser expresso como  $\delta\Sigma = \int_{-\infty}^{+\infty} \delta W dy$ , onde  $\delta W$  é a variação da densidade de energia da parede devido à variação infinitesimal em sua velocidade.

Para o cálculo da massa da parede de domínio deve-se, em primeira aproximação, considerar uma parede com uma velocidade tal que o perfil da parede permaneça quase inalterado, como o definido pela equação (24). Além disto a velocidade de variação do momento magnético na parede ( $d\theta/dt$ ) está relacionada com a velocidade de deslocamento da parede ( $v$ ) por [30]

$$(42) \quad \frac{d\theta}{dt} = -v \frac{\partial\theta}{\partial x}.$$

Uma parede estática terá  $\phi = 0$ , mas com ela em movimento  $\phi = vf(x)$ , onde  $f(x)$  é uma função a ser determinada a partir das equações de movimento.

Se for desprezado o amortecimento no movimento da parede, a Eq. (13), juntamente com a Eq. (19), pode ser escrita como

$$(43) \quad \frac{d\theta}{dt} = \frac{\gamma}{M \sin\theta} \left[ 2A \frac{\partial}{\partial x} \left( \sin^2\theta \frac{\partial\phi}{\partial x} \right) - 2\pi M \sin^2\theta \sin 2\phi - MH_z \sin\theta \sin\phi \right].$$

Essa equação pode ser linearizada mantendo-se apenas termos de ordem 1 na velocidade, o que vai produzir uma equação para  $\phi = f(x)v$ .

$$(44) \quad \frac{1}{\gamma} \frac{\partial\theta}{\partial x} = (H_z + 4\pi M \sin\theta) f - \frac{2A}{M \sin\theta} \frac{\partial}{\partial x} \left( \sin^2\theta \frac{\partial f}{\partial x} \right).$$

A solução dessa equação deve satisfazer as condições de contorno  $f = 0$  e  $\partial f/\partial x = 0$  em  $x = \pm\infty$ . No limite de  $H_x \rightarrow 0$  a solução de (44) é  $f(x) = cte$ . ( $\partial f/\partial x = 0$ ). Portanto, para campos  $H_x$  suficientemente baixos, o segundo termo no lado direito de (44) pode ser desprezado e, nesse caso, usando o perfil da parede estática para  $\theta(x)$  (conforme a expressão (24)), a função  $f$  será descrita por

$$(45) \quad f = \frac{1}{4\pi\gamma M\Delta_o}.$$

Por outro lado, a modificação na energia da parede  $\delta\Sigma$ , escrita em ordem mais baixa com relação a  $v$  ou a  $\phi$  é

$$(46) \quad \delta\Sigma \approx \int_{-\infty}^{+\infty} dx \delta \left[ \left( 2\pi M^2 \sin^2\theta - \frac{1}{2} H_z M \sin^2\theta \right) \phi^2 + A \sin^2\theta \left( \frac{\partial\phi}{\partial x} \right)^2 \right].$$

Levando em conta as mesmas aproximações feitas para se determinar  $f(x)$ , os dois últimos termos da expressão acima se anulam, restando

$$(47) \quad \delta\Sigma \approx \int_{-\infty}^{+\infty} dx \delta \left[ 2\pi M^2 \sin^2 \theta f^2 v^2 \right].$$

Lembrando que  $\delta\Sigma = m\delta(v^2/2)$ , introduzindo o valor obtido para  $f$  em (45) e efetuando uma mudança de variáveis (de  $x$  para  $\theta$  usando a Eq. (24)) pode-se reconhecer o coeficiente de  $v^2$  como a massa da parede, ou

$$(48) \quad m_o = \frac{M}{\gamma} \int_0^\pi f(\theta) \sin \theta d\theta \quad \text{ou} \quad m_o = \frac{1}{2\pi\gamma^2 \Delta_o}.$$

$m_o$  é conhecido também como a massa de repouso (por unidade de área) da parede de domínios. No limite de baixas velocidades, essa massa deve ser independente da velocidade da parede ou campos aplicados conforme Eq. (38). Existem trabalhos como o de Morkowski e Wigen [31], que incluem termos adicionais no cálculo de  $f(x)$ , gerando uma expressão para a massa da parede dependente do campo externo aplicado.

#### 2.2.3.4 AMORTECIMENTO NO MOVIMENTO DE PAREDES.

O termo de amortecimento na equação de L.L. (equação (11)) descreve o fato de que um sistema de “*spins*” em movimento dissipa energia. Essa energia está, inicialmente, presente no movimento precessional dos “*spins*” sendo finalmente transferida na forma de energia térmica para a rede. A equação de L.L. é de natureza fenomenológica, ou seja, a descrição do processo de atenuação está baseada no parâmetro empírico  $\alpha$ . Fenômenos como largura de linha em ressonância ferromagnética ou o arraste viscoso de uma parede de domínio (equação (16)) podem ser descritos satisfatoriamente com tal base. São pelo menos duas as causas para o amortecimento viscoso: (i) as correntes de Foucault caracterizadas por um parâmetro de amortecimento  $\beta_e$  e (ii) o efeito de relaxação intrínseco caracterizado por um parâmetro  $\beta_r$ , ambos descritos a seguir.

(i) Em materiais condutores, como os tratados nesta tese, as correntes de Foucault são a causa principal da atenuação. A energia de movimento dos “*spins*” é dissipada por efeito Joule. A contribuição desse efeito pode ser calculada em alguns casos especiais valendo-se das equações de Maxwell. A Figura 6 representa as correntes de Foucault geradas próximas a uma parede de domínio em movimento. Quando o campo  $H_a$  é aplicado ao material, a parede move-se da posição 1 para 2. Isso faz com que o fluxo magnético varie localmente, induzindo uma força eletromotriz e por sua vez as correntes de Foucault na direção mostrada. De acordo com a lei de Lenz, o campo gerado pelas correntes de Foucault ( $H_{cf}$ ) deve se opor ao campo que a produz ( $H_a$ ). Em função do fato de o campo que

efetivamente provoca o movimento da parede ter sido reduzido pelo campo  $H_{cf}$ , a velocidade da parede será também menor do que seria caso as correntes de Foucault não existissem, ou seja, o movimento da parede foi atenuado. Outra maneira de examinar o que acontece neste efeito é notar que o calor desenvolvido pelas correntes de Foucault representa uma dissipação de energia. Com isso a energia necessária para mover a parede além dos vários obstáculos com uma velocidade em particular deve ser aumentada a fim de compensar essa dissipação.

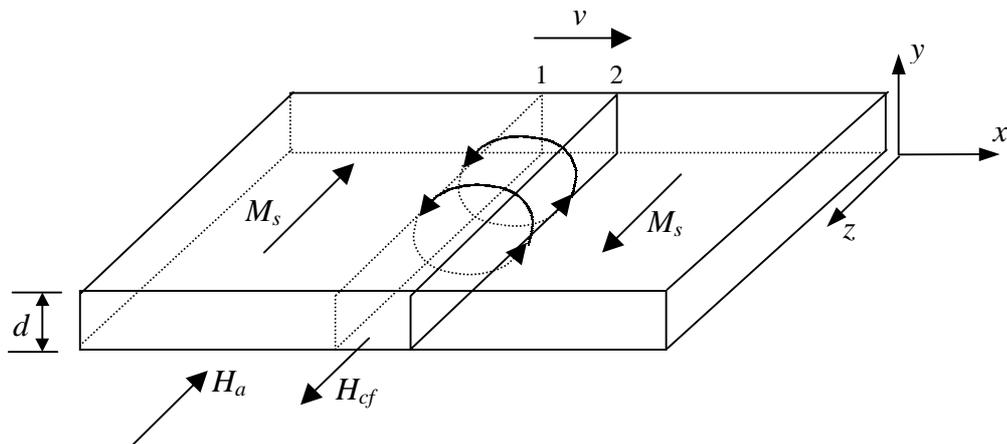


Figura 6. Diagrama representando as correntes de Foucault associadas com o movimento de uma parede de domínio.

Em um trabalho de 1950, Williams *et al.* [33] calcularam as correntes de Foucault para uma lâmina de espessura  $d$  e comprimento  $2L$  e apenas uma parede de domínio, tal como a situação representada na Figura 6. Dentre as aproximações usadas no trabalho estão a desconsideração de ambos, largura da parede e eventuais correntes na direção  $z$ . Neste caso específico as componentes  $x$  e  $y$  da corrente decrescem exponencialmente com a distância do centro da parede, com um comprimento de decaimento comparável com a largura de uma parede de domínio real, (esse fato altera significativamente a distribuição de corrente quando comparado com um modelo mais realístico, como discutido a seguir).

A idéia principal daquele trabalho [33] foi determinar as distribuições de corrente geradas pelo movimento da parede e determinar a energia dissipada, por unidade de tempo e de comprimento ( $P$ ), na direção  $z$ .

$$(49) \quad P = 4\rho \int_0^{L} \int_0^{d/2} (i_x^2 + i_y^2) dx dy .$$

Se essa energia dissipada for igualada ao trabalho efetuado pelo campo  $H_a$  a fim de mover a parede, pode-se determinar a mobilidade (ou a velocidade) da parede como (em unidades Gaussianas)

$$(50) \quad s = \frac{\pi^2 \rho c^2}{32B_s d} \quad \text{ou} \quad v = \frac{\pi^2 \rho c^2}{32B_s d} H_a,$$

onde  $c$  é a velocidade da luz e  $B_s$  a indução de saturação. A determinação da mobilidade é um dos principais resultados daquele trabalho, uma vez que ela é observável experimentalmente.

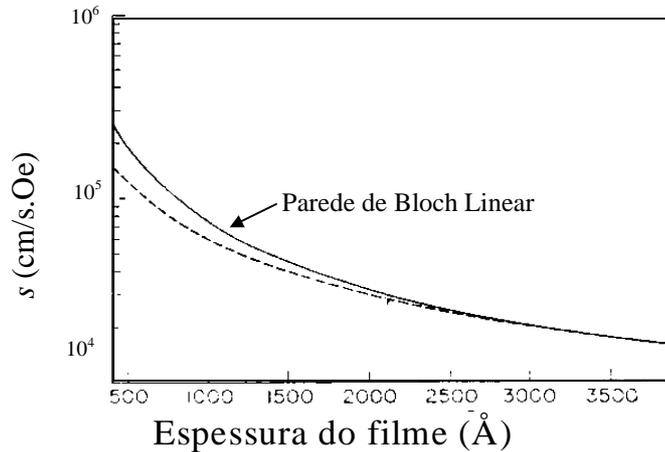


Figura 7. Comparação entre as mobilidades de paredes de domínios calculadas usando a aproximação de parede com largura nula [33] (tracejado) e uma parede de Bloch linear [34] (linha contínua).

Um fator marcante desse resultado, ao qual deve-se chamar a atenção, é o fato de a mobilidade ser proporcional a  $\rho/d$ , ou seja, são geradas correntes de Foucault maiores quanto menor for a resistividade e/ou quanto maior for a espessura, reduzindo portanto a mobilidade.

Esses cálculos foram revistos por Patton et al. [34], considerando a parede com tendo uma largura finita  $e$ , dentro da parede, uma distribuição linear de  $\theta$  (ângulo de  $\mathbf{m}$  na parede conforme a Figura 1a) ao longo de  $x$ . Com essas considerações a distribuição de correntes foi substancialmente modificada com relação ao trabalho original [33], principalmente na região interior à parede de domínio. Além disso, calcularam uma corrente parasita na direção  $z$  diferente de zero. A mobilidade final da parede, no entanto, resultou muito semelhante conforme mostra a Figura 7. Note-se que os dois resultados praticamente coincidem para espessuras maiores de material, coincidindo também com resultados experimentais.

(ii) Atenuação Intrínseca – Esse efeito, também chamado de atenuação de relaxação, é uma retardo na rotação dos “*spins*” eletrônicos. Quando um campo aplicado tenta girar um “*spin*”, e essa é a ação elementar que ocorre durante o movimento de uma parede, o

movimento de rotação é atenuado. Como resultado, a parede não pode movimentar-se com uma velocidade infinita, mesmo na ausência das correntes de Foucault.

No trabalho clássico de Landau e Lifshitz [veja por ex. 5, 6, 23 e 24] esses efeitos intrínsecos de relaxação são contabilizados por

$$(51) \quad v = \frac{\gamma M_s \Delta_o}{\tau} H_z.$$

Quando aplicado a materiais metálicos, essa velocidade (ou mobilidade) é muito maior que a verificada experimentalmente, o que sugere que as correntes de Foucault sejam o fator limite. No entanto, para filmes muito finos, ou mesmo para materiais com alta resistividade (como as ferritas), espera-se que os processos de relaxação intrínsecos sejam importantes na determinação da velocidade e/ou mobilidade das paredes de domínios.

### 2.2.4 REGIÃO NÃO LINEAR DO MOVIMENTO.

Até aqui foi considerada apenas a região linear do movimento das paredes de domínios, ou seja, a resposta de uma parede de domínio a um campo que não exceda o campo crítico descrito pela expressão (39). Em materiais com uma atenuação e campos pequenos ( $\alpha \ll 1$  e  $H_z < H_l$ ) o movimento resultante das paredes é bem determinado e verificado experimentalmente. No entanto, para campos maiores que o campo crítico, o movimento das paredes não terá mais a relação linear descrita em (38).

Infelizmente o entendimento dessa região não é completo, uma vez que as soluções para as equações de movimento são de difícil obtenção. Entretanto, alguns cálculos foram realizados com o auxílio de hipóteses adicionais, o que permite prever instabilidades na parede e uma velocidade de saturação.

Este tema foi abordado por Slonczewski [35] e pode ser encontrada uma extensa revisão em de Leeuw [25]. As equações de movimento propostas por Slonczewski a fim de descrever o movimento das paredes de domínios na região não linear podem ser obtidas a partir das equações de movimento (30) e (31), fazendo uso das aproximações em (32) e da relação

$$(52) \quad \frac{d\theta}{dt} = \frac{dx}{dt} \frac{d\theta}{dx} = v \frac{\text{sen } \theta}{\Delta_{ef}},$$

também já estabelecida quando da aproximação de parede plana. Com isso chega-se às equações

$$(53) \quad 2\pi\gamma M \text{ sen } 2\phi = -\frac{1}{\Delta_{ef}} \frac{dx}{dt} + \alpha \frac{d\phi}{dt} \quad \text{e}$$

$$(54) \quad \gamma H_{ef} = \frac{d\phi}{dt} + \alpha \frac{1}{\Delta_{ef}} \frac{dx}{dt},$$

onde  $H_{ef}$  é um campo efetivo que inclui o campo de anisotropia ( $H_k$ ) e o campo externo aplicado ( $H_z$ ). Para tratar o problema quando  $H_z \geq H_l$ , região em que o movimento uniforme da parede já não mais existe, considera-se, inicialmente, um caso limite em que a atenuação é nula ( $\alpha = 0$ ). Nesse caso as soluções das equações de movimento para a parede plana são

$$(55) \quad \phi(t) = \gamma H_z t + C_1 \quad \text{e}$$

$$(56) \quad x(t) = -\frac{K' \Delta}{2M H_z} \cos 2(\gamma H_z t) + C_2,$$

onde  $C_1$  e  $C_2$  são constantes de integração.  $K' \equiv (2\pi M_s^2)^2 + K^2 + 4\pi M_s^2 K \cos 2\phi$  é uma constante de anisotropia que combina os efeitos de uma anisotropia uniaxial e de forma. A equação (55) indica que os momentos magnéticos no interior da parede vão precessar uniformemente em torno do campo aplicado com a frequência de Larmor, enquanto que a posição da parede (equação (56)) oscila numa frequência que é o dobro daquela.

Voltando ao caso mais geral com  $\alpha > 0$ , a relação que prevê a velocidade da parede pode ser obtida de (53) e (54) como

$$(57) \quad v = \frac{\Delta_{ef} \gamma}{(\alpha + \alpha^{-1})} \left( H_z + \frac{K'}{2M_s^2 H_z} \right), \quad \text{para } H_z \gg H_l.$$

Na expressão acima foi considerada a média para o  $\sin^2(2\phi)$  sobre um período. Dessa expressão percebe-se que  $v$  terá um mínimo em  $H_z = H_\beta \equiv K'/(\sqrt{2}M_s)$ , fazendo com que nessa região de campos ( $H_l < H_z < H_\beta$ ) a mobilidade diferencial ( $dv/dH$ ) seja negativa conforme mostra a Figura 8. A diminuição da velocidade da parede entre  $H_l$  e  $H_\beta$  é uma consequência de se ter assumido uma rotação uniforme para a magnetização dentro da parede, o que não é necessariamente correto.

Para  $H_z \gg H_\beta$ ,  $v$  aproxima-se do limite

$$(58) \quad v \rightarrow \frac{\gamma \Delta_{ef} H_z}{(\alpha + \alpha^{-1})}.$$

A aproximação de parede plana, aqui considerada, prevê que a mobilidade diferencial seja negativa entre  $H_l$  e  $H_\beta$ . Esse fato conduziria a uma instabilidade, chamada de oscilações de Walker. A plausibilidade do resultado pode ser verificada usando-se uma analogia com segue: Supõem-se que a abscissa da Figura 8 seja a pressão líquida exercida sobre a parede e no eixo das ordenadas a correspondente velocidade local da parede. Considera-se também

que a parede tenha uma pequena protuberância em sua superfície. Nesse caso a tensão superficial vai criar uma pressão adicional  $S$  sobre a parede. Se a mobilidade diferencial for positiva, então  $S$  tenderá a restaurar a geometria plana. Caso contrário, essa protuberância crescerá exponencialmente, gerando uma instabilidade para o movimento da parede.

O fato é que esta mobilidade negativa não foi verificada experimentalmente. Pelo contrario, as observações experimentais indicam que a parede desloca-se com a velocidade limite  $v_l$  estabelecida pela expressão (38), velocidade essa chamada de velocidade de saturação, mesmo para campos aplicados acima de  $H_l$ .

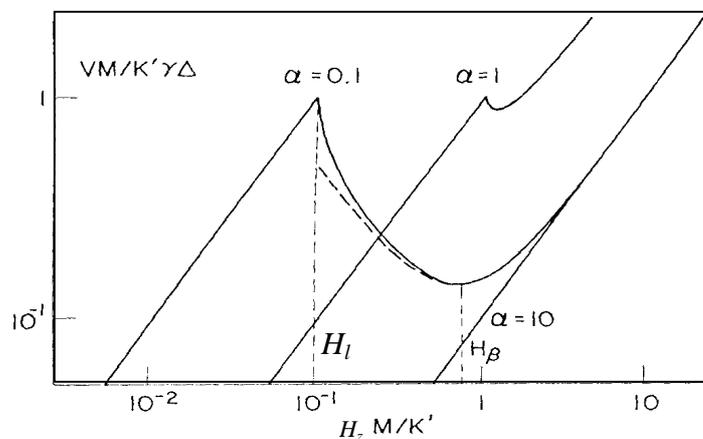


Figura 8. Gráfico representando a velocidade calculada a partir da Eq. (57) em função do campo aplicado de uma parede plana para 3 valores de  $\alpha$ . O movimento é uniforme para  $H_z M / K' < \alpha$  e oscilatório acima disso. (Extraído da ref. [28].)

## 2.3 TÉCNICAS PARA O ESTUDO DA DINÂMICA DE PAREDES DE DOMÍNIOS.

Nessa seção serão descritos brevemente algumas técnicas para o estudo da dinâmica de paredes de domínio. A técnica desenvolvida e utilizada nesse trabalho será descrita com mais detalhes no capítulo 3.

### 2.3.1 MÉTODOS ÓPTICOS.

Os métodos ópticos fazem uso de alguma técnica de observação de domínios, essencialmente efeitos Faraday e Kerr. Enquanto a primeira é adequada para materiais transparentes à luz visível, a segunda aplica-se a materiais de qualquer espessura. No efeito Faraday um feixe de luz plano-polarizada tem seu eixo de polarização modificado à medida

em que atravessa o material. A rotação da polarização depende da direção de magnetização, ou seja, o sentido de rotação muda seu sinal quando o vetor magnetização inverte seu sentido. Já no efeito Kerr polar, a mesma luz plano-polarizada tem o eixo de polarização modificado com relação ao feixe incidente após refletir na superfície do material. Nos dois casos observa-se um contraste entre domínios adjacentes.

No método *fotométrico* uma fotomultiplicadora é colocada diante da ocular de um microscópio de polarização onde os domínios são observados. São usadas uma fonte de luz de intensidade constante e um campo repetitivo. A fotomultiplicadora detecta a variação de intensidade da luz enquanto a parede de domínio cruza o campo de visão. Embora a relação sinal-ruído seja muito baixa, o que pode ser melhorado utilizando técnicas de filtragem e amostragem, nesse tipo de aplicação pode-se detectar deslocamentos tão pequenos quanto décimos de microns.

Semelhante ao caso anterior, o método *estroboscópico* utiliza uma fonte de luz pulsante, ou seja, a observação da parede em qualquer posição e a posição subsequente em seu movimento é feita através de pulsos repetidos de luz. O pulso de luz é disparado durante uma pequena fração do período de movimento da parede e num momento desejado daquele período. A imagem da parede é focalizada pelo microscópio sobre uma tela previamente calibrada em distância. O campo magnético que promove o movimento da parede também é repetitivo.

No método *fotográfico de alta velocidade* utiliza-se uma fonte de luz de alta intensidade e curta duração. A luz deve ser intensa o suficiente para que o curto período do pulso de luz ( $10^4$  W durante 10 ns) seja suficiente para sensibilizar um filme fotográfico onde a imagem do domínio foi ampliada pelo menos uma centena de vezes. Com esse método é possível determinar a forma do domínio logo após a aplicação do campo magnético. Combinando fotos de alta velocidade com campos magnéticos repetitivos pode-se avaliar a evolução da posição do domínio magnético no tempo, ou seja, avaliar a dinâmica do seu movimento no plano de observação.

Todos esses métodos acima descritos permitem obter curvas de deslocamento da parede em função do tempo para um certo campo magnético aplicado. Se essas medidas forem realizadas dentro de uma faixa de campo apropriada (dentro da região linear descrita na seção 2.2.3), propriedades como massa, velocidade de saturação e mobilidade podem ser determinadas.

### 2.3.2 MÉTODOS ANALÍTICOS OU INDIRETOS.

Os métodos indiretos para o estudo da dinâmica de domínios, como o próprio nome sugere, valem-se de alguma propriedade magnética associada à dinâmica das paredes, como por exemplo, a susceptibilidade ou a permeabilidade.

Em seus estudos sobre parâmetros de amortecimento em monocristais de Fe-Terras-Raras, Vella-Coleiro e co-autores [36] desenvolveram uma técnica para a medida da susceptibilidade em altas frequências. Nessa técnica a modificação da indutância e da resistência de um solenóide são avaliados quando uma amostra é inserida no seu interior, estando o eixo fácil da amostra alinhado com a direção do campo magnético. A indutância e a resistência são medidas em função da frequência através da técnica de medida do fator de qualidade do conjunto (o parâmetro  $Q$ ). As componentes real e imaginária da susceptibilidade ( $\chi$ ) podem ser obtidas usando as relações apropriadas de circuitos elétricos sintonizados [36].

Para equacionar o movimento da parede assume-se que ela seja descrita pela relação linear, típica de um oscilador forçado e amortecido, ou seja,

$$(59) \quad m \frac{d^2 q}{dt^2} + \frac{2M_s}{s} \frac{dq}{dt} + 2M_s H' q = 2M_s H,$$

onde  $m$  é a massa da parede,  $q$  seu deslocamento na direção  $x$ ,  $M_s$  a magnetização de saturação da amostra,  $s$  a mobilidade da parede,  $H$  o campo aplicado para movimentar a parede e  $H'$  ( $=-\partial H/\partial x$ ) um gradiente de campo. Essa equação é válida para campos aplicados ( $H - qH'$ ) muito menores do que o campo crítico.

Para campos senoidais, tipo  $H = H_o \cos \omega t$ , onde  $\omega$  ( $\equiv 2\pi f$ ) é a frequência angular, a solução da Eq. (59) será

$$(60) \quad q = \frac{H_o}{H'} \left\{ \frac{1 - \left( \frac{\omega}{\omega_r} \right) + i \frac{\omega}{\omega_c}}{\left[ \left( 1 - \left( \frac{\omega}{\omega_r} \right)^2 \right)^2 + \left( \frac{\omega}{\omega_c} \right)^2 \right]} \right\},$$

onde  $\omega_r$  ( $= 2M_s H' / m$ ) é a frequência de ressonância e  $\omega_c$  ( $= sH'$ ) é a frequência de relaxação do movimento das paredes de domínios. Se  $\omega_r$  e  $\omega_c$  puderem ser determinados experimentalmente a partir da medida de  $\chi(\omega)$ , pode-se determinar a mobilidade e a massa da parede.

### 3. IMPEDANCIOMETRIA COMO FERRAMENTA PARA O ESTUDO DA DINÂMICA DA MAGNETIZAÇÃO.

A impedância e a permeabilidade de um material magnético são quantidades relacionadas através do efeito da profundidade de penetração (“*skin-effect*”). Quando uma corrente alternada é aplicada a um condutor magnético, ela vai distribuir-se em uma camada superficial do material. A profundidade dessa camada será inversamente proporcional à frequência da corrente e à permeabilidade, alterando por sua vez a impedância do material.

Um correto equacionamento dessas quantidades permitirá a determinação de um parâmetro como função de outro, no caso, da permeabilidade em função da frequência a partir de uma medida do espectro de impedância.

Fundamentalmente, descrever a magnetoimpedância é descrever a impedância elétrica de um condutor ferromagnético. Ocorre que essa impedância é também função do campo magnético estático aplicado além da frequência e amplitude da corrente alternada na amostra, através da permeabilidade complexa. Isso coloca, como objetivo de uma teoria da magnetoimpedância, detalhar também o comportamento da permeabilidade transversal a fim de descrever a resposta de uma particular estrutura de domínios à excitação imposta pela corrente de sonda.

Neste capítulo serão apresentadas as relações entre a impedância complexa e a permeabilidade além de uma breve revisão sobre os modelos que descrevem o comportamento da permeabilidade em altas frequências. Serão analisados os modelos de Polivanov sem e com domínios, um modelo mecânico equivalente para o movimento das paredes, além de uma descrição da permeabilidade devido à rotação dos momentos no interior dos domínios.

#### 3.1 DESCRIÇÃO DA IMPEDÂNCIA COMPLEXA.

A idéia desta seção é determinar a impedância complexa de uma lâmina usando as mesmas considerações energéticas que usa Landau na seção 61 do livro “*Electrodynamics of Continuous Media*” [37].

Pela definição de potencial elétrico ( $\epsilon$ ), o trabalho por unidade de tempo realizado por um campo elétrico sobre as cargas móveis em um condutor é  $\epsilon I$ , onde  $I$  é a corrente que atravessa esse condutor. Esse trabalho é parcialmente dissipado em calor por efeito Joule e parcialmente usado na modificação da energia do campo magnético associado à corrente.

Pela definição de R e L (respectivamente Resistência e Auto-Indutância) a conservação de energia resulta em

$$(61) \quad \epsilon I = R_{DC} I^2 + \frac{1}{2} L \frac{d}{dt} I^2 .$$

Quando ao material for aplicado uma corrente tipo harmônica de frequência angular  $\omega$  ( $=2\pi f$ ), a impedância complexa ( $Z$ ) terá, portanto, a seguinte forma

$$(62) \quad Z(\omega) = R_{DC} - i\omega L .$$

Para frequências altas, a distribuição da corrente no condutor é determinada pelo efeito “*skin*”, e a equação simples acima deixa de ser válida. No entanto,  $Z(\omega)$  pode ser calculado para frequências altas sem desprezar esse efeito.

Novamente a conservação da energia é usada para realizar esse cálculo.  $\epsilon I$  é tomada como sendo a energia consumida no interior do condutor, ou o fluxo total de energia que entra no condutor através de sua superfície por unidade de tempo

$$(63) \quad \epsilon I = \mathbf{S} \cdot d\mathbf{A} A .$$

O vetor de Poynting  $\mathbf{S}$  ( $=\mathbf{E} \times \mathbf{H}$ ) indica a fluxo de energia eletromagnética por unidade de área superficial do condutor ( $A$ ), enquanto  $d\mathbf{A}$  é um vetor unitário ortogonal à superfície em questão.

Para determinar  $Z(\omega)$  devem ser conhecidos os campos elétrico ( $\mathbf{E}$ ) e magnético ( $\mathbf{H}$ ) no interior do condutor. O cálculo desses campos é feito usando-se as equações de Maxwell para o sistema descrito pela Figura 9, abaixo.

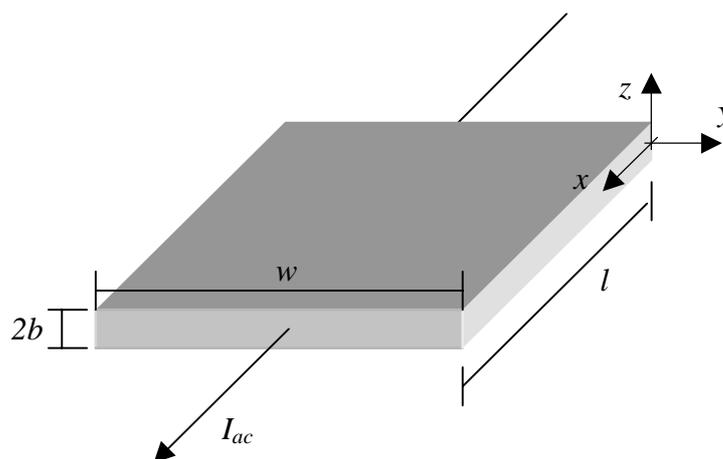


Figura 9. Representação esquemática da lâmina da qual se deseja calcular a impedância complexa. O diagrama mostra as direções dos eixos considerados além das dimensões relevantes para o cálculo.

$$(64) \quad \nabla \times \mathbf{E} = \frac{\partial}{\partial t} \mathbf{B},$$

$$(65) \quad \nabla \times \mathbf{B} = \mu \mathbf{J} \quad \text{com} \quad \mathbf{J} = \sigma \mathbf{E},$$

$\mu$  e  $\sigma$  são a permeabilidade e condutividade do material, respectivamente.  $\mathbf{H}$  pode ser determinado a partir de  $\mathbf{B}$  valendo-se da aproximação linear  $\mathbf{B} = \mu \mathbf{H}$ , boa para campos baixos comparados àquele de saturação do material.

Tomando-se o rotacional de (65), lembrando que  $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$  e colocando-se (64) em (65) chega-se à seguinte equação diferencial

$$(66) \quad \nabla^2 \mathbf{B} + \mu \sigma \frac{\partial}{\partial t} \mathbf{B} = 0.$$

Se considerarmos a geometria retangular do problema e, novamente, excitação harmônica, a expressão acima pode ser rescrita como

$$(67) \quad \frac{\partial^2}{\partial z^2} \mathbf{B} - i\omega \mu \sigma \mathbf{B} = 0.$$

Esta equação tem solução do tipo

$$(68) \quad \mathbf{B}(z, t) = (B_1 e^{kz} + B_2 e^{-kz}) \mathbf{e}_y,$$

onde

$$(69) \quad k^2 \equiv i\omega \mu \sigma = i/\delta_m^2 \quad \text{e}$$

$$(70) \quad \delta_m = \frac{1}{\sqrt{\omega \mu \sigma}}$$

é a profundidade de penetração.  $\mathbf{e}_y$  é um vetor unitário na direção  $y$  e as constantes  $B_1$  e  $B_2$  são determinadas através das condições de contorno do problema, ou seja, o campo na superfície do material é aquele gerado pela corrente  $I_{ac}$ . Além disso, nas duas superfícies esses campos tem mesma intensidade ( $B_o$ ) e direção, porém sentidos contrários. Com isso o campo  $\mathbf{B}$  na superfície do material será

$$(71) \quad \mathbf{B}(z) = B_o \frac{\sinh(kz)}{\sinh(kb)} \mathbf{e}_y.$$

O campo elétrico pode ser determinado através da expressão (65) em conjunto com (71), resultando em

$$(72) \quad \mathbf{E} = B_o \frac{k}{\mu \sigma} \frac{\cosh(kz)}{\sinh(kb)} \mathbf{e}_x$$

De posse desses campos podemos introduzi-los na expressão para a energia no condutor (63). Como os campos elétrico e magnético são ortogonais ( $\mathbf{E} \perp \mathbf{H}$ ) e, além disso, o

produto vetorial dessas duas quantidades é paralelo a  $d\mathbf{A}$ , resulta que o fluxo de energia no condutor será

$$(73) \quad \mathbf{S} \cdot d\mathbf{A} = \mathbf{E} \times \mathbf{H} \cdot d\mathbf{A} = EHA,$$

onde  $A$  é formado pelas superfícies ativas da amostra, que são aquelas pelas quais haverá a passagem do fluxo de energia. Se for considerado que  $2b \ll w$ , então somente as superfícies superior e inferior contribuem, ou seja,  $A = 2lw$ .

Finalmente tem-se

$$(74) \quad \varepsilon I = H_o^2 \frac{k}{\sigma} 2wl \coth(kb).$$

O campo  $H_o$  pode ser obtido da lei de Ampère. Se novamente for usada a aproximação  $2b \ll w$ , resulta

$$(75) \quad B_o = \frac{\mu I_o}{2w} = \mu H_o.$$

Juntando-se as constantes geométricas ( $w$ ,  $l$  e  $b$ ) com a condutividade  $\sigma$  para formar a resistência DC do material ( $R_{DC}$ ) tem-se, para a impedância complexa, a seguinte expressão

$$(76) \quad Z = kb R_{DC} \coth(kb).$$

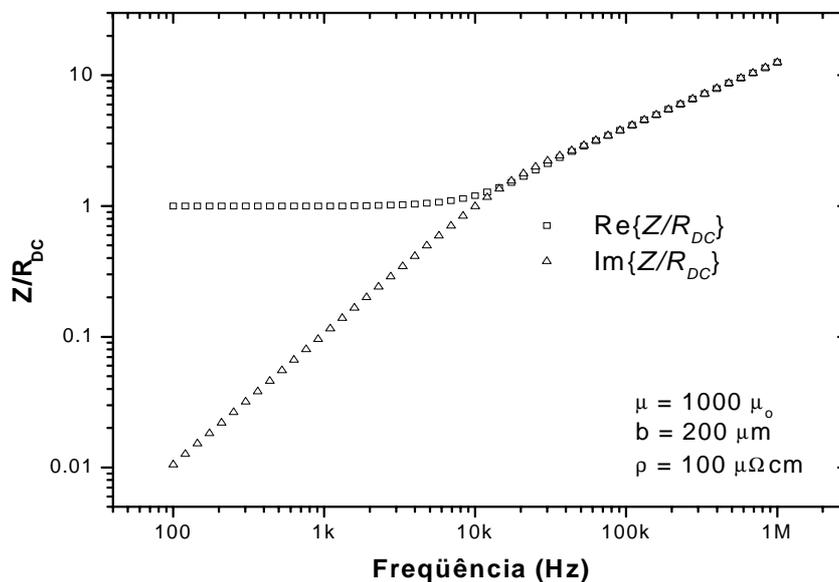


Figura 10. Comportamento das componentes Real e Imaginária de  $Z$ , calculada de acordo com a expressão (76). Os parâmetros usados estão indicados na figura.

Deve ser salientado que, a partir dessa expressão, pode-se ajustar uma curva de  $Z(\omega)$  vs.  $\omega$ , sendo a permeabilidade transversal efetiva  $\mu$  o único parâmetro de ajuste, uma vez que

a espessura  $b$  e a resistência DC do material  $R_{DC}$  são facilmente mensuráveis. Ou, no caso de interesse deste trabalho, obter os valores de  $\mu(\omega)$  a partir de uma medida de  $Z(\omega)$ .

A Figura 10 apresenta o comportamento da impedância, separada em suas componentes real e imaginária, calculadas com base na equação (76). A permeabilidade foi considerada como sendo real e independente da frequência, e os demais parâmetros usados para a geração do gráfico estão indicados na figura. Nota-se da Figura 10, que o comportamento da componente real de  $Z$  a baixas frequências ( $f < 10$  kHz para o caso estudado) é praticamente independente da frequência, enquanto que a componente imaginária tem um crescimento linear. Para frequências a partir de 20 kHz (para o caso) as duas componentes passam a ter um crescimento com  $f^{1/2}$ . Isso ocorre quando a profundidade de penetração da corrente atinge metade da espessura da amostra.

### 3.2 ESPECTRO EM FREQUÊNCIA DA PERMEABILIDADE.

Os primeiros estudos sobre o espectro em frequência da permeabilidade foram realizados com o objetivo de se conhecer mais a respeito das perdas magnéticas que ocorrem em núcleos de transformadores. Para tanto foram desenvolvidas teorias a cerca das correntes parasitas (correntes de Foucault ou “eddy-currents”) que surgem no material ferromagnético, quando sujeito a campos magnéticos alternados.

Uma teoria para descrever a permeabilidade deve levar em conta o efeito da profundidade de penetração, a existência ou não de paredes de domínios, além do processo de magnetização excitado pelo campo externo, Deslocamento de Parede de Domínio (dp) e/ou Rotação dos Momentos magnéticos do material (rot). Nas seções seguintes será feita uma breve revisão do tema.

#### 3.2.1 MODELO PARA A PERMEABILIDADE (SEM DOMÍNIOS).

Os materiais tratados nesta tese possuem uma estrutura de domínios e, além disso, ambos processos de magnetização contribuem para definir a permeabilidade complexa, dp e rot. No entanto alguns resultados interessantes podem ser obtidos considerando a amostra como tendo uma área infinita e magnetização uniforme.

Num limite de campos baixos o modelo assume que a permeabilidade DC ( $\mu_{DC}$ ) do material seja uma quantidade escalar enquanto que a permeabilidade ac da amostra torna-se uma quantidade complexa. Este é o modelo clássico (caso limite do modelo desenvolvido por Polivanov), onde é desconsiderada a presença dos domínios. Uma revisão desse modelo,

bem como a introdução do efeito de domínios de largura finita, podem ser encontrados nas referencias. [38] e [39].

Os resultados desse modelo apresentam boa concordância com amostras de materiais volumosos. Ele prevê, entre outras, que as perdas por correntes parasitas podem ser reduzidas pela diminuição da seção transversal do material. Contudo, quando essas dimensões são muito pequenas, o fator de perdas ( $\tan \delta \equiv \mu''/\mu'$ ) freqüentemente torna-se maior que o esperado. Essa anomalia está relacionada à estrutura de domínios da amostra e começa a aparecer quando a espessura da amostra é reduzida a um valor comparável com a largura dos domínios.

A idéia central do modelo é determinar a permeabilidade definida fluximetricamente ou

$$(77) \quad \mu = \frac{\langle B \rangle}{H(b)},$$

onde  $\langle B \rangle$  é a densidade de fluxo média dada por

$$(78) \quad \langle B \rangle = \frac{\mu_{DC}}{b} \int_0^b H(z) dz.$$

$\mu_{DC}$  é a permeabilidade DC do material e  $2b$  a espessura da amostra (conforme a Figura 9).

O campo  $H(z)$  já foi calculado em (71) a partir das leis de Maxwell e de Ohm, logo o resultado de (77) é

$$(79) \quad \frac{\mu}{\mu_{DC}} = \frac{\cosh(kb) - 1}{kb \sinh(kb)}.$$

Lembrando que  $k$  é uma quantidade complexa, essa equação pode ser decomposta, gerando as componentes real e imaginária da permeabilidade, conforme as expressões abaixo:

$$(80) \quad \frac{\mu'}{\mu_{DC}} = \frac{1 \sinh \vartheta + \cos \vartheta}{\vartheta \cosh \vartheta + \cos \vartheta} \quad e$$

$$(81) \quad \frac{\mu''}{\mu_{DC}} = \frac{1 \sinh \vartheta - \cos \vartheta}{\vartheta \cosh \vartheta + \cos \vartheta}.$$

Nas equações (80) e (81) acima, foi introduzida a quantidade  $\vartheta$ , que representa uma freqüência normalizada, definida por

$$(82) \quad \vartheta \equiv b / \delta_m = b \sqrt{\omega \mu_{DC} \sigma}.$$

Os espectros de permeabilidade calculados a partir das expressões (80) e (81) estão representados na Figura 11.

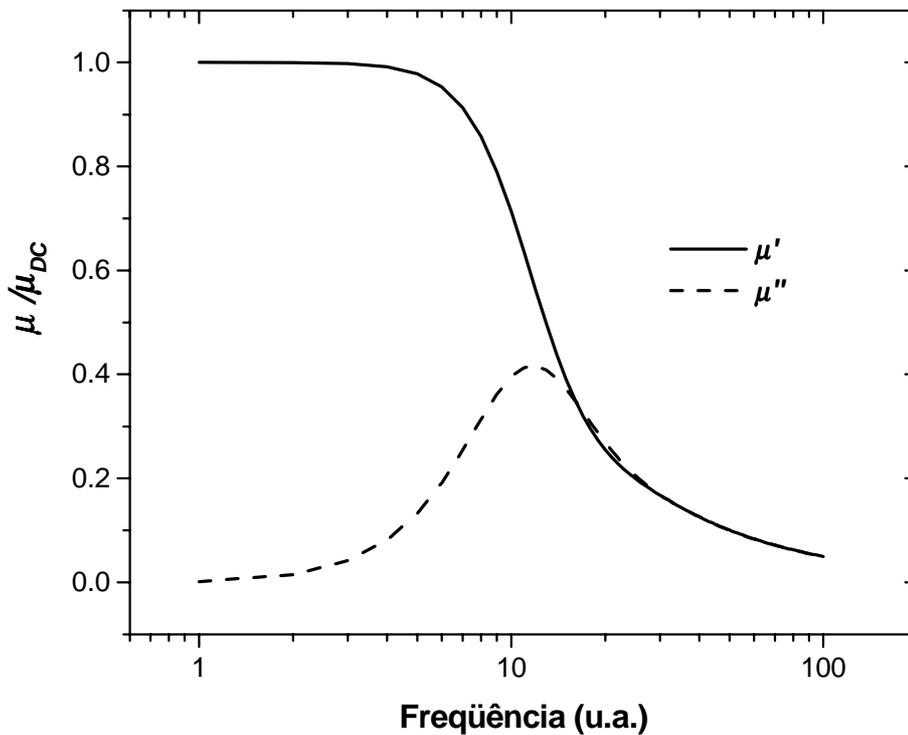


Figura 11. Componentes real ( $\mu'$ ) e imaginária ( $\mu''$ ) da permeabilidade, calculadas com base no modelo clássico desconsiderando a presença de paredes de domínios, conforme as expressões (80) e (81).

### 3.2.2 MODELO PARA A PERMEABILIDADE (COM DOMÍNIOS).

Este modelo foi desenvolvido por Polivanov (artigo original em russo com revisões e aplicações do modelo nas referências 38 39). na tentativa de tratar mais realisticamente o caso de um material FM sujeito a campos alternados. No tratamento apresentado aqui, o campo alternado é aquele associado à corrente de sonda de uma medida de impedância.

Quando a corrente elétrica flui em uma determinada direção numa lâmina condutora, o campo magnético estabelecido por ela é paralelo ao plano da lâmina e perpendicular à corrente. Paredes de domínios perpendiculares ao plano da lâmina e paralelos à direção da corrente não sofrem qualquer pressão exercida pelo campo, o que justifica a exclusão desses domínios do modelo tratado a seguir. Paredes de domínio paralelas ao plano da lâmina produziriam uma redução muito pequena na energia magnetostática da amostra, portanto é pouco provável que elas ocorram. Por essas razões pode-se adotar um modelo simples de domínios, ou seja, a lâmina, de superfície infinita e espessura  $2b$ , é dividida em domínios paralelos, igualmente espaçados, com magnetização em sentidos opostos e separados por paredes planas de  $180^\circ$ . Essa estrutura tem a normal de seus planos orientadas com a direção da corrente, conforme a Figura 12. A lâmina está limitada ao intervalo  $z = \pm b$  enquanto que as paredes de domínio estão localizadas nas posições  $y = \pm (2n + 1)a$ , com  $n = 0, 1, 2, \dots$ ,

planos. A largura da parede é considerada nula, o que é razoável uma vez que, em geral,  $\Delta_0 \ll a$ .

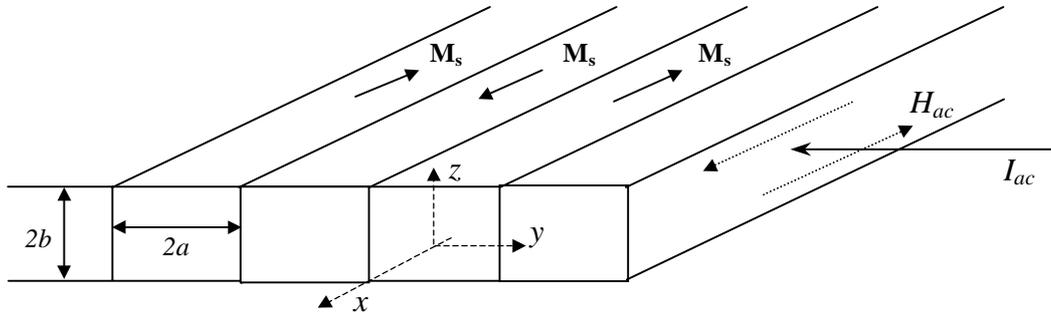


Figura 12. Representação da estrutura de domínios usada no modelo de Polivanov para a permeabilidade.

Aqui a variação da magnetização será considerada como sendo devida exclusivamente ao dp. O campo *ac* ( $H_{ac}$ ), associado à corrente  $I_{ac}$ , exerce uma pressão sobre a parede, deslocando-a de uma distância  $s(z)$  na direção  $y$ . O deslocamento local da parede ao longo de  $z$  é proporcional ao campo local de acordo com a permeabilidade média DC

$$(83) \quad \mu_{DC} = \frac{2\mu_o^2 M_s^2}{a\kappa},$$

onde  $\kappa$  é uma constante de restauração que limita a deformação da parede. Desde que a corrente seja pequena, o deslocamento da parede também será pequeno [ $s(z) \ll a$ ] e, além disso, reversível.

Para determinar a permeabilidade dessa estrutura periódica é necessário calcular o campo ao longo da parede, considerando o efeito da penetração da corrente (efeito "skin") e tomar a média deste sobre a espessura da amostra, conforme foi feito no modelo sem paredes, equação (77).

Dentro do domínio a combinação das leis de Maxwell e Ohm geram a seguinte equação

$$(84) \quad \frac{\partial^2 H(y, z)}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 H(y, z)}{\partial z^2} = 0,$$

com as seguintes condições de contorno

$$(a) \left. \frac{\partial H(y, z)}{\partial y} \right|_{y=\pm a} = k^2 a H(\pm a, z) \quad e$$

(85)

$$(b) H(y, \pm b) = H_o = \frac{I_o}{2}.$$

A primeira delas estabelece que a deformação da parede é proporcional ao campo, e a segunda que o campo na superfície é o campo máximo gerado pela corrente de sonda.  $k$  está definido na equação (69).

A resolução de (84) com as condições de contorno (85) resultam no seguinte campo

$$(86) \quad \frac{H(y, z)}{H_o} = \frac{y}{a} + \sum_{n=1}^{\infty} A_n \frac{\cosh\left(\frac{n\pi}{a} z\right)}{\cosh\left(\frac{n\pi}{a} b\right)} \operatorname{sen}\left(\frac{n\pi}{a} y\right).$$

Os coeficientes  $A_n$  são determinados com o auxílio da condição de contorno (85)(a). O primeiro termo de (86) pode ser expandido em série de Fourier como

$$(87) \quad \frac{y}{a} = -\sum_{n=1}^{\infty} \frac{2(-1)^n}{n\pi a} \operatorname{sen}\left(\frac{n\pi}{a} y\right),$$

o que gera para os valores de  $A_n$

$$(88) \quad A_n = \frac{2(-1)^n}{n\pi a} \vartheta^2 b \left( \frac{\vartheta^2 b}{a} - in\pi \tanh \frac{n\pi b}{a} \right)^{-1}.$$

Na expressão acima foi introduzida a frequência reduzida  $\vartheta$  (definida em (82)), a fim de simplificar a notação.

Finalmente as componentes real e imaginária da permeabilidade podem ser calculadas, encontrando-se

$$(89) \quad \mu' = 4\mu_{DC} \sum_{\substack{n=1 \\ n \text{ ímpar}}}^{\infty} \left[ \left( \frac{a\vartheta^2}{2b} \coth \frac{n\pi a}{2b} \right)^2 + \left( \frac{n\pi}{2} \right)^2 \right]^{-1} e$$

$$(90) \quad \mu'' = \frac{2a\vartheta^2}{\pi b} \mu_{DC} \sum_{\substack{n=1 \\ n \text{ ímpar}}}^{\infty} \frac{1}{n} \coth\left(\frac{n\pi a}{2b}\right) \left[ \left( \frac{a\vartheta^2}{2b} \coth \frac{n\pi a}{2b} \right)^2 + \left( \frac{n\pi}{2} \right)^2 \right]^{-1}.$$

Deve-se notar nessas expressões que, quando  $a/b \rightarrow 0$ , ou seja, quando a separação entre os domínios é muito menor que a espessura do material, (89) e (90) reduzem-se ao caso clássico sem paredes de domínio, descritas pelas equações (81) e (82), respectivamente.

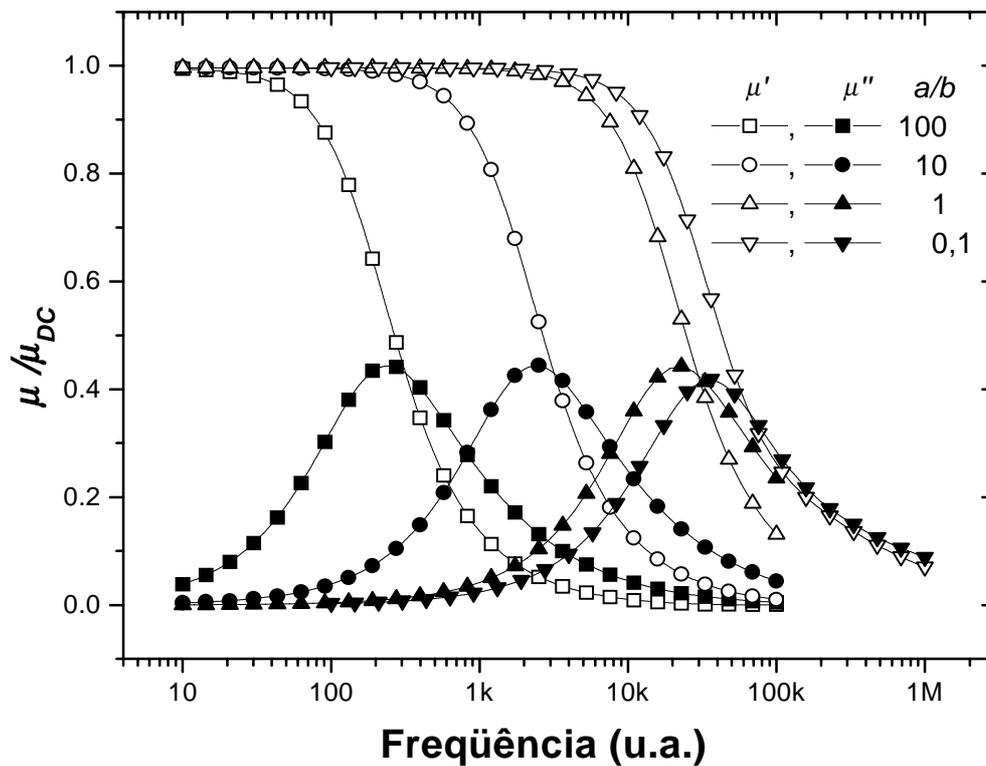


Figura 13. Permeabilidade complexa calculada com base no modelo de Polivanov resumidas nas equações (89) e (90). Os vários pares de curvas representam relações diferentes entre largura do domínio e espessura do material e ( $a/b$ ), sendo mantida constante o valor de  $\mu_{DC}$  ( $= 100\mu_0$ ).

A Figura 13 apresenta o espectro em frequência da permeabilidade calculadas com base nas Equações (89) e (90). Os valores de  $b$  e  $\mu_{DC}$  da amostra foram mantidos constantes e iguais a  $150 \mu\text{m}$  e  $100\mu_0$ , respectivamente, onde  $\mu_0$  é a permeabilidade do vácuo. Na Figura 13 deve-se notar que a relação  $a/b$ , ou seja, a relação entre largura dos domínios e a espessura da amostra, altera significativamente a frequência de relaxação ( $f_x$ ) da permeabilidade. A frequência de relaxação é definida como a frequência onde  $\mu''$  apresenta seu valor máximo e  $\mu'$  apresenta uma inflexão.

Uma modificação no valor de  $\mu_{DC}$  também altera o espectro da permeabilidade complexa no que diz respeito a  $f_x$ , conforme a Figura 14. Nessa figura os valores da largura dos domínios e espessura da amostra foram mantidas constante e iguais a  $300 \mu\text{m}$  enquanto  $\mu_{DC}$  foi modificada conforme indicado. Nota-se que, quanto maior  $\mu_{DC}$ , tanto menor é  $f_x$ . Isso se deve ao efeito de penetração da corrente alternada pois, para uma dada frequência, ela será tanto menor quanto maior a permeabilidade, conforme indica a equação (70).

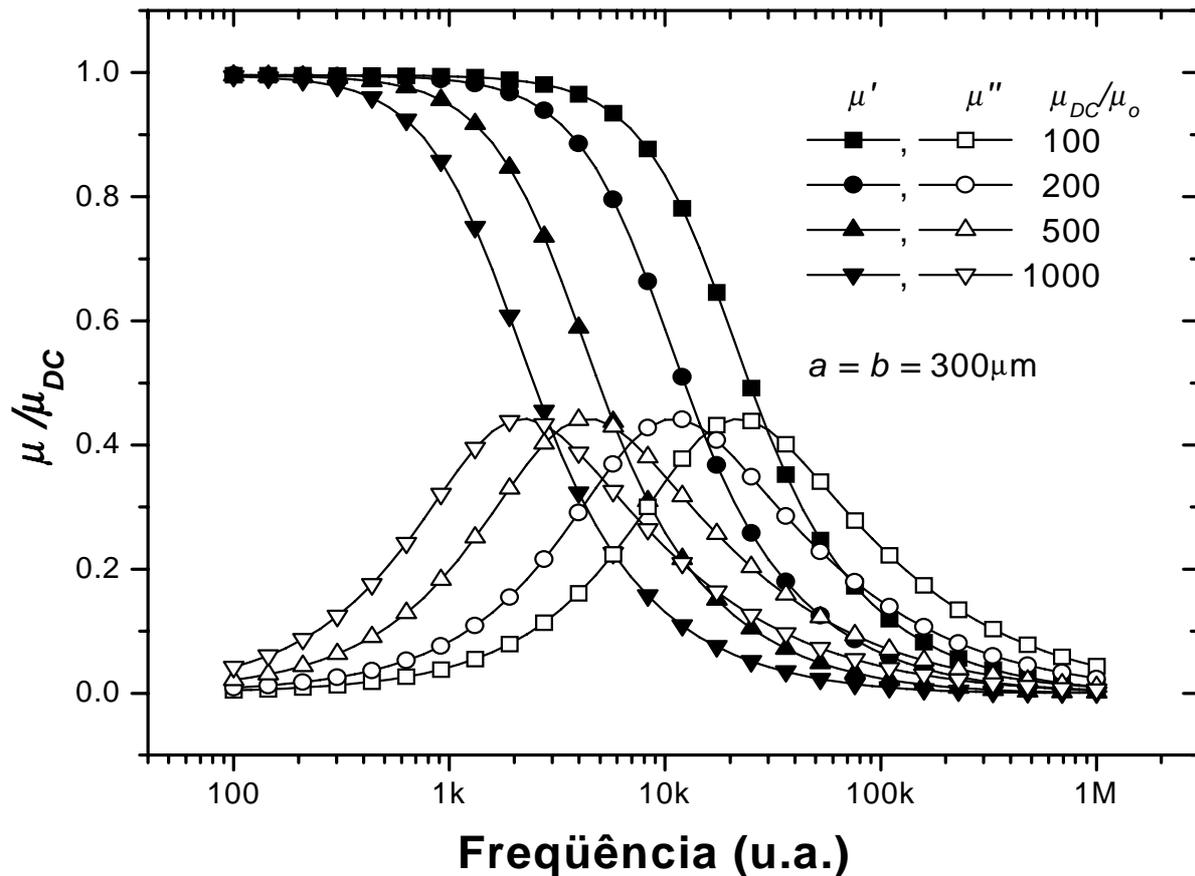


Figura 14. Permeabilidade complexa calculada com base no modelo de Polivanov resumidas nas equações (89) e (90). As diferentes curvas foram calculadas com diferentes  $\mu_{DC}$  conforme indicado. A largura dos domínios e espessura da amostra foram de  $100 \mu\text{m}$ .

É bem provável que um material real tenha uma flutuação na largura de seus domínios magnéticos. Esse efeito foi tratado por Bishop e Lee [38]. O mesmo modelo da Figura 12 pode ser usado afim de manter simetria suficiente no problema, ou seja, os domínios são separados por paredes de  $180^\circ$ , porém com a largura dos domínios vizinhos alternando largos e estreitos.

Eles concluem que pequenas flutuações em torno do tamanho médio dos domínios, não provocam efeitos marcantes nas propriedades apresentadas pela permeabilidade. Por outro lado flutuações grandes, de tal forma que existam, proporcionalmente, muitos domínios estreitos (comparados com a espessura da amostra) além de outros largos, devem ser tratadas como se houvessem dois conjuntos de domínios, cada um dando a sua contribuição para a permeabilidade complexa apresentada pelo material, tanto em termos da  $\mu_{DC}$  como de  $f_x$ .

### 3.3 EQUIVALENTE MECÂNICO.

O movimento das paredes de domínios é determinado parcialmente pela natureza do material magnético e parcialmente por parâmetros sensíveis à estrutura. Como resultado disso é conveniente analisar o movimento das paredes de domínios através de uma equação de movimento simples para as paredes de  $180^\circ$ .

O movimento periódico e de pequena amplitude de uma parede de  $180^\circ$ , sob a ação de um campo aplicado, é determinado de modo similar ao movimento de um oscilador harmônico simples, ou seja, pela sua massa efetiva  $m_p$ , seu coeficiente de atenuação viscoso  $\beta$ , e seu coeficiente de restauração  $\kappa$ . O campo magnético, aplicado paralelo às paredes, exerce uma pressão sobre elas resultando na seguinte equação de movimento

$$(91) \quad m_p q'' + \beta q' + \kappa q = 2\mu_o M_s H ,$$

onde  $q'$  e  $q''$  significam a primeira e segunda derivadas do deslocamento da parede (direção  $y$  na Figura 12) com relação ao tempo, respectivamente.

É importante enfatizar que esse movimento da parede é determinado (i) pela sua inércia ( $m_p q''$ ); (ii) pelo fato de que a força de atenuação ( $\beta q'$ ), que resiste ao movimento da parede, seja proporcional à velocidade, ou seja, de natureza viscosa (conforme verificado pela equação (16)); e (iii) pela constante de restauração da parede  $\kappa$ .  $m_p$  está associada ao aumento na energia da parede quando posta em movimento,  $\beta$  às correntes de Foucault geradas em torno da parede em movimento opondo-se a ele e  $\kappa$  tem origem magnetostática, ou seja, está associada ao aumento nesta energia devido ao deslocamento da parede de domínio da sua posição de equilíbrio.

Assim como no modelo de Polivanov (Seção 3.2.2), o deslocamento da parede é proporcional à permeabilidade e ao campo aplicado ( $H(t)$ ) de acordo com a expressão abaixo [36]

$$(92) \quad q(t) = \frac{\mu H(t) a}{M_s} .$$

Deve ficar claro que o deslocamento lateral da parede,  $q$ , também sofrerá influência do efeito “*skin*”, ou seja,  $q = q(z, t)$ . Isso por que o campo  $H(t)$  varia sua amplitude de acordo com a profundidade de penetração no material, conforme a equação (71). Assim como no modelo de Polivanov, a parede aqui é considerada como sendo totalmente flexível com a deformação limitada pela constante de restauração  $\kappa$ .

Se  $q''$  e  $q' \rightarrow 0$ ,  $\alpha q = 2\mu_o M_s H/A$ , onde  $A$  é a área total da parede. Desde que a magnetização induzida seja  $M = 2M_s A y$ , a constante de restauração  $\alpha$  está relacionada com a

permeabilidade a baixas frequências, conforme introduzido no modelo de Polivanov, na expressão (83).

Considerando uma excitação harmônica,  $H(t) = H_{ac} e^{i\omega t}$ , as expressões (91) e (92) permitem que se escreva uma relação de dispersão para a permeabilidade. A solução de (91), do oscilador harmônico forçado e atenuado, pode ser encontrada em vários livros de mecânica clássica (por exemplo Ref. [42]). A relação entre as amplitudes dos parâmetros  $\kappa$  e  $\beta$  vai determinar o tipo de dispersão apresentada pelo material, com ou sem ressonância. Se  $\beta = 0$ , a frequência de ressonância é

$$(93) \quad \omega_r = \sqrt{\frac{\kappa}{m_p}}.$$

Quando  $\beta \neq 0$  mas  $\beta^2 < 4\kappa m_p$  ocorre uma resposta ressonante com um pico de absorção em

$$(94) \quad \omega = \left( \frac{\kappa}{m_p} - \frac{\beta^2}{4m_p^2} \right)^{1/2}.$$

Na medida em que  $\beta$  aumenta a partir de um valor mínimo, o pico de ressonância primeiro alarga e então desaparece, sendo trocado por uma queda gradual na resposta, que é chamada de relaxação.

Se (92) for substituído em (91) pode-se determinar uma relação de dispersão para a permeabilidade complexa conforme segue, para o caso em que ocorra ressonância ( $\beta \neq 0$  mas  $\beta^2 < 4\kappa m_p$ ):

$$(95) \quad \mu' = \mu_{dp} \frac{1 - (f/f_r)^2}{\left[ 1 - (f/f_r)^2 \right]^2 + (f/f_x)^2} \quad (a)$$

$$\mu'' = \mu_{dp} \frac{f/f_x}{\left[ 1 - (f/f_r)^2 \right]^2 + (f/f_x)^2} \quad (b)$$

onde  $f_r$  e  $f_x$ , são as frequências de ressonância e relaxação, respectivamente. Através da determinação dessas frequências pode-se determinar parâmetros relativos à dinâmica da parede, como sua massa específica ( $m_p$ ), constante de restauração  $\kappa$  e parâmetro de atenuação  $\beta$ , através das relações seguintes, obtidas da resolução da equação diferencial do oscilador forçado e atenuado.

$$(96) \quad f_r = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{\kappa}{m_p}} \quad e$$

$$(97) \quad f_x = \frac{1}{2\pi} \frac{\kappa}{\beta}.$$

Caso a relação  $m_p/\beta$  seja tal que o termo inercial da parede possa ser desprezado nas Equações (95) (a) e (b) ou, de outro modo, que  $f_r \gg f_x$ , essa equação pode ser rescrita de forma mais simples, como segue:

$$(98) \quad \mu' = \mu_{dp} \frac{1}{1 + (f/f_x)^2} \quad (a)$$

$$\mu'' = \mu_{dp} \frac{f/f_x}{1 + (f/f_x)^2} \quad (b)$$

Esse tipo de decaimento da permeabilidade de deslocamento de parede é também conhecida como decaimento tipo Debye.

A Figura 15 mostra um espectro de permeabilidade calculado com base nas equações (98). Os parâmetros usados foram uma permeabilidade de deslocamento de parede de  $\mu_{dp} = 100\mu_o$  e frequência de relaxação de  $f_x = 10$  kHz.

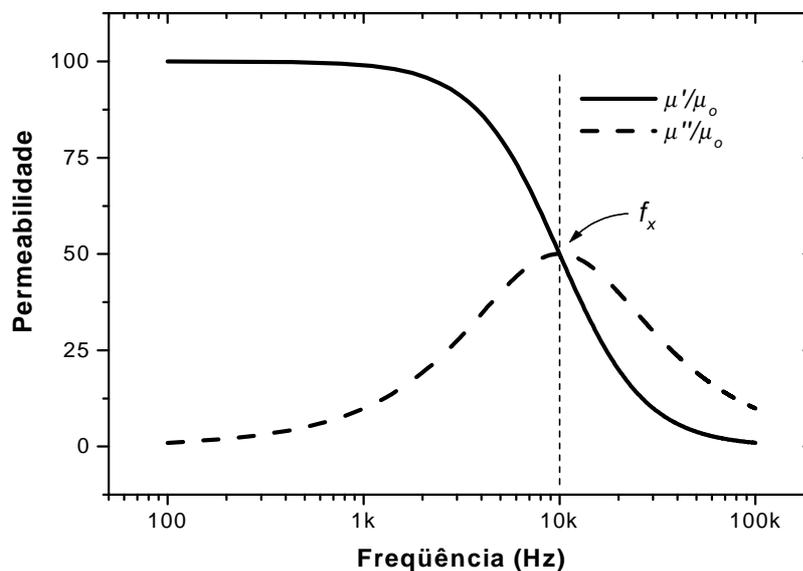


Figura 15. Espectro de permeabilidade calculado com base nas Equações (98)(a) e (b).

### 3.4 PERMEABILIDADE ROTACIONAL.

Em algumas situações (a baixos campos aplicados, por exemplo) a permeabilidade por rotação dos momentos,  $\mu_{rot}$ , corresponde a um processo de magnetização reversível [24]. Essa permeabilidade pode ser calculada minimizando-se a energia do sistema. Tal energia é

$$(99) \quad W = -K_u \cos^2(\vartheta - \vartheta_o) - M_s H \cos \vartheta ,$$

para um sistema com anisotropia uniaxial com constante  $K_u$ . Os ângulos  $\vartheta$  e  $\vartheta_o$  estão definidos na Figura 16 abaixo.

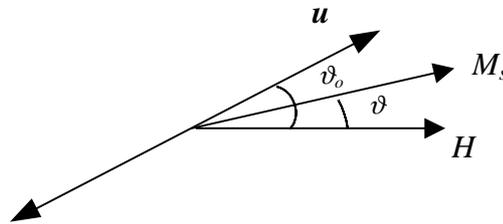


Figura 16. Definição dos ângulos  $\vartheta$  e  $\vartheta_o$  em um processo de rotação reversível.  $u$  define a direção de fácil magnetização.

A minimização da energia (99) estabelece o ângulo  $\vartheta$  em função das demais quantidades.

Para campos pequenos ( $H \ll K_u/M_s$ ), os momentos magnéticos são deslocados muito pouco com relação à direção de fácil magnetização e  $\vartheta \sim \vartheta_o$ . Nesse caso a minimização da energia magnética livre gera a seguinte relação entre energia de anisotropia ( $K$ ), magnetização ( $M_s$ ) e campo aplicado ( $H$ ) [24]

$$(100) \quad 2K_u \Delta\vartheta = M_s H \sen \vartheta .$$

Na expressão acima  $\Delta\vartheta = \vartheta_o - \vartheta$ .

A susceptibilidade inicial é definida como

$$(101) \quad \chi_i \equiv \left( \frac{\partial M}{\partial H} \right)_{H=0} .$$

Quando calculada na mesma direção do campo aplicado fica, para o presente caso

$$(102) \quad \chi_i = -M_s \sen \vartheta \left( \frac{\partial \vartheta}{\partial H} \right)_{H=0}$$

O termo  $\frac{\partial \vartheta}{\partial H}$  pode ser obtido de (100), de modo que a susceptibilidade inicial devido a rotação fica descrita por

$$(103) \quad \chi_i = \frac{M_s^2}{2K_u} \sen^2 \vartheta .$$

Dessa expressão deve-se notar que susceptibilidade e a energia de anisotropia são quantidades inversamente proporcionais.

No caso de um sistema com anisotropia cúbica e  $K_1 > 0$  a energia de anisotropia pode ser expressa como  $K_1 \vartheta^2$  para uma pequena rotação da magnetização do domínio. Logo, sua susceptibilidade inicial será

$$(104) \quad \chi_i = \frac{M_s^2}{2K_1} \text{sen}^2 \vartheta.$$

## 4. PROCEDIMENTOS EXPERIMENTAIS.

Para a determinação da impedância de um material precisa-se, basicamente, aplicar uma corrente alternada e medir a diferença de potencial sobre a amostra. De acordo com a Lei de Ohm, a razão entre essa diferença de potencial e a corrente será a impedância. As propriedades do material sob estudo,  $\mu(f, H_{DC}, I_{ac}), R_{DC}$  e forma da amostra, além, é claro, do tipo de estudo que se pretende realizar, vão determinar a faixa de frequências e o aparato experimental a ser usado.

Neste capítulo serão apresentados os aparatos e métodos desenvolvidos e utilizados para a medida da impedância nos materiais estudados nesta tese.

### 4.1 SISTEMA PARA MEDIDAS A BAIXAS FREQUÊNCIAS ( $f < 100$ kHz).

A baixas frequências a medida de impedância é relativamente simples, realizada através do método padrão de quatro pontas, semelhante ao utilizado para determinação da resistividade. A principal vantagem do método de quatro pontas é o fato de que as resistências de contato entre os terminais de medida e amostra tem pouca influência na determinação da impedância do material. Idealmente, no caso de se usar fonte de corrente com impedância de saída nula e voltímetro com impedância de entrada infinita, essa influência seria nula. Mas se pode considerar desprezível essa influência para os instrumentos utilizados no arranjo descrito a seguir, uma vez que as impedâncias de entrada são da ordem de  $10\text{ M}\Omega$ . O mesmo não pode ser dito com relação a uma eventual capacitância parasita nos contatos, pois mesmo a frequências relativamente baixas (na ordem de kHz) elas têm uma influência significativa.

A Figura 17 apresenta o diagrama elétrico utilizado para a determinação da impedância a baixas frequências. Ele consiste basicamente em um amplificador diferencial sintonizado e sensível a fase (amplificador “*Lock-in*”), o qual mede a diferença de potencial sobre a amostra. Essa diferença de potencial é produzida pela passagem de uma corrente alternada através da impedância da amostra.

A corrente alternada é produzida também pelo gerador senoidal do “*Lock-in*”. Esse gerador é uma fonte de tensão alternada com sua amplitude mantida constante. Nessa configuração a fonte de tensão é convertida em fonte de corrente através da introdução do resistor de  $50\ \Omega$  no circuito de corrente. Esse mesmo resistor serve para fazer o casamento de impedâncias entre a fonte de tensão e carga, essa representada pela amostra + resistor.

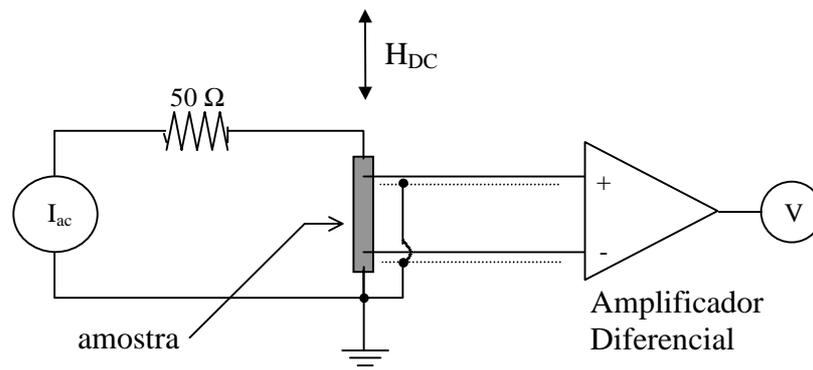


Figura 17. Diagrama elétrico do sistema de medidas de impedância a baixas frequências.  $V$  é um voltímetro tendo em sua entrada um amplificador diferencial, na prática o “*Lock-in*” conjuga esses dois elementos.  $I_{ac}$  é a fonte de corrente alternada, o gerador senoidal do “*Lock-in*”.

Na faixa de frequências em que esse aparato é utilizado ( $100 \text{ Hz} \leq f \leq 100 \text{ kHz}$ ) as variações da impedância podem ser significativas, no entanto deve ficar claro que esse aparato é adequado para medidas de impedâncias na faixa de décimos de Ohm. De outro modo, a variação da impedância da amostra, com eventuais campos aplicados ou mesmo com a variação de frequência, altera a corrente sobre ela. No entanto, como os valores de impedância da amostra são muito menores que os  $50 \Omega$  usados para o casamento de impedância, essa variação de corrente foi desprezada, ainda que ela possa ser calculada, como será descrito na seção seguinte.

Convém notar que foram evitados laços de terra, conforme indicado no diagrama da Figura 17, com a finalidade de reduzir eventuais contribuições espúrias para a tensão sobre a amostra. Além disso a amostra está montada sobre uma base de alumínio, ambos isoladas eletricamente entre si, a fim de estabelecer um plano de terra próximo da amostra, reduzindo eventuais contribuições de capacitâncias parasitas. É bom lembrar que quando se trabalha com correntes alternadas, essas capacitâncias podem fazer circular correntes por caminhos diferentes do previamente determinado.

O campo magnético  $H_{DC}$  é aplicado por um solenóide (30 cm de comprimento) no qual a amostra está inserida. A variação do campo é feita através da modificação da corrente sobre o solenóide, e a medida de sua intensidade através de um amperímetro. A relação campo vs. corrente foi estabelecida com um sensor Hall comercial calibrado.

Todos os instrumentos, (“*Lock-in*”, fonte de corrente, amperímetro) são lidos e/ou controlados por computador através de uma interface paralela (padrão IEE-488).

Na Figura 18, abaixo, está representado o diagrama de blocos da montagem utilizada para a determinação da impedância até 100 kHz, especificando os equipamentos utilizados.

Essa configuração foi usada para medir a variação da impedância em função da frequência e do campo externo no  $\text{FeSi}_{3\%}$ . Como o amplificador “*Lock-in*” mede tanto a componente em fase como a defasada de  $90^\circ$  da diferença de potencial sobre a amostra, ambas componentes da impedância,  $R$  e  $X$  ( $Z = R + iX$ ), podem facilmente ser determinadas.

As ligações entre a saída senoidal do “*Lock-in*” e a amostra, bem como entre a entrada do amplificador e amostra, foram feitas com cabos blindados com impedância característica de  $50 \Omega$ . As conexões entre os cabos e o amplificador foram feitas com conectores tipo BNC, a fim de garantir o casamento de impedâncias entre os elementos, tomando os cuidados descritos na seção 4.3.

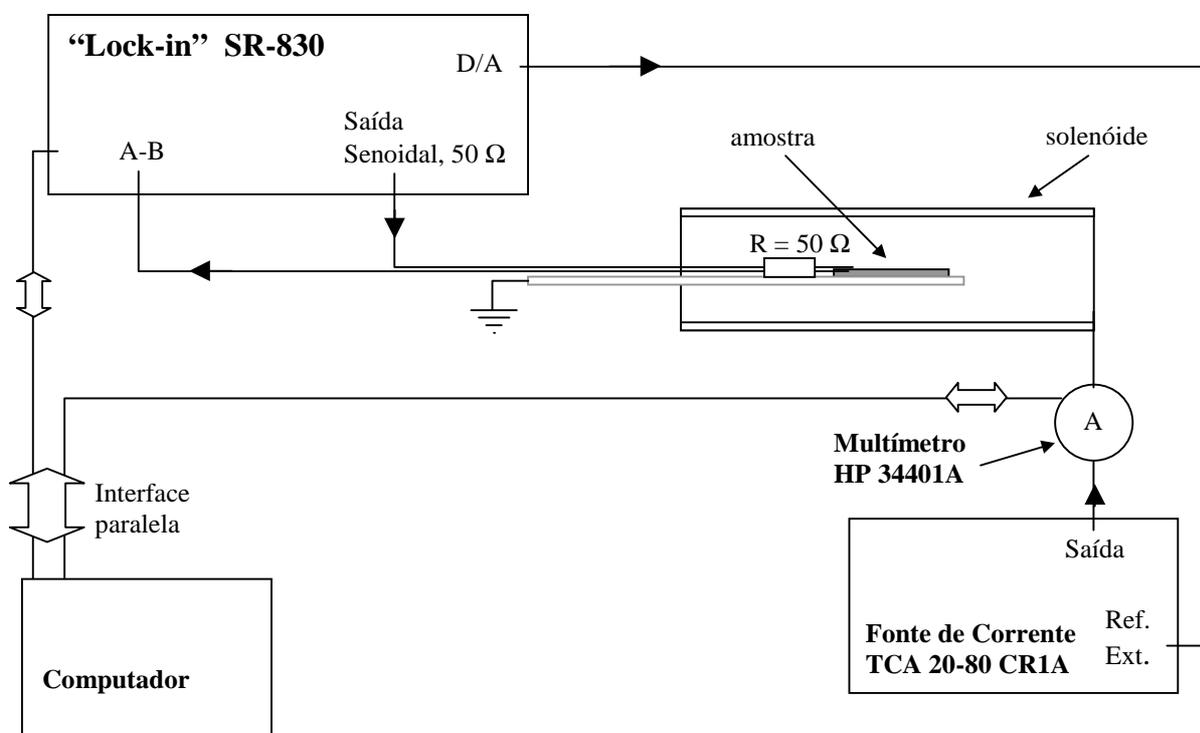


Figura 18. Diagrama de blocos do sistema de medidas de impedâncias na faixa de baixas frequências, até 100 kHz.

As figuras 19(a) e (b) apresentam curvas típicas de impedanciometria de uma amostra de  $\text{FeSi}_{3\%}$ , obtido com o aparato experimental acima descrito. A Figura 19(a) apresenta uma curva de impedância vs. frequência e a Figura 19(b) uma curva de magnetoimpedância. As linhas contínuas sob os símbolos são apenas guias para os olhos.

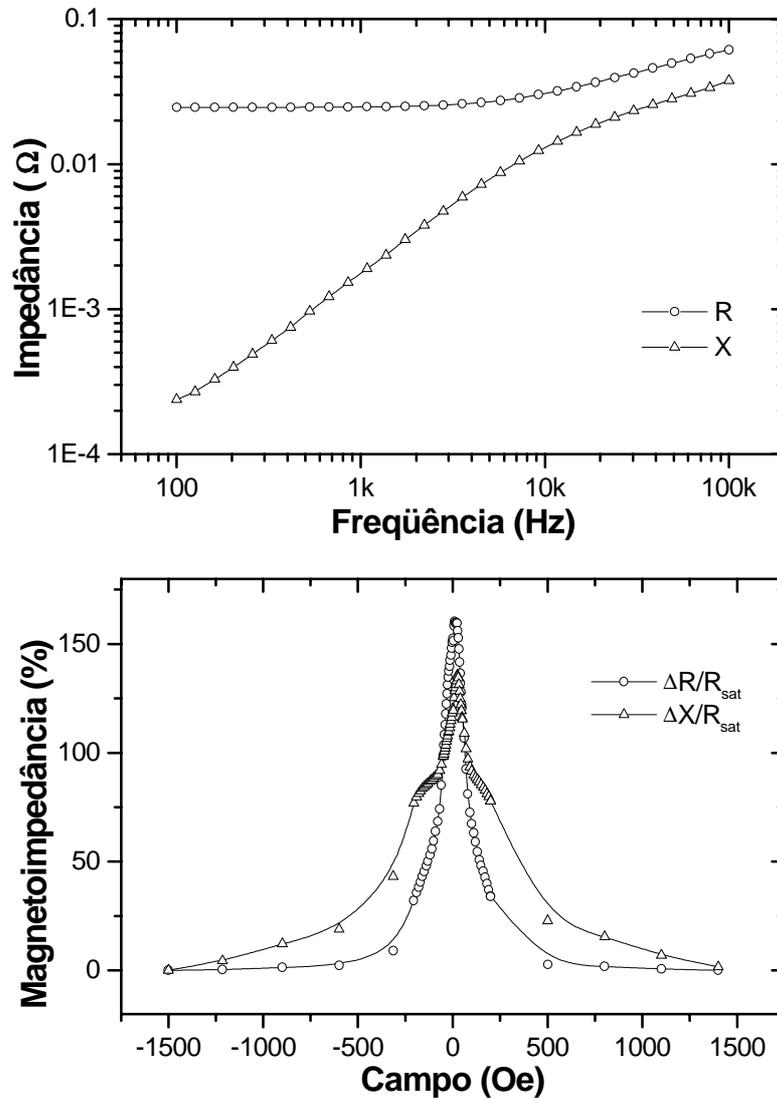


Figura 19. Curvas típicas de impedância de uma amostra de (110)[001]FeSi<sub>3%</sub>, obtidas com o aparato experimental para medidas a baixas frequências. (a) Espectro em frequência de R e X,  $I_{ac} = 1$  mA e  $H_{DC} = 0$ . (b) Variações de R e X com o campo externo aplicado,  $I_{ac} = 1$  mA e  $f = 100$  kHz.

A magnetoimpedância apresentada na Figura 19 (b) é a variação percentual relativa ao valor da componente real impedância quando o material está saturado. De outro modo,  $\Delta R/R_{sat} = [R(H) - R_{sat}] / R_{sat}$  e  $\Delta X/R_{sat} = [X(H) - X_{sat}] / R_{sat}$ . Nesta representação as componentes real e imaginária da magnetoimpedância podem ser comparadas diretamente.

#### 4.2 SISTEMA PARA MEDIDAS A ALTAS FREQUÊNCIAS ( $100$ kHz $< f < 100$ MHz).

A determinação da impedância complexa a frequências altas precisou de cuidados especiais, tanto no que diz respeito ao casamento de impedâncias entre a fonte de sinal, a linha de transmissão e a carga, quanto na separação das partes real e imaginária da impedância. Esse mesmo aparato experimental foi usado para a impedanciometria e para a

determinação da magnetostricção das amostras. Desse modo foi possível estudar espectros de impedância com a aplicação de tensões mecânicas sobre a amostra.

O diagrama da Figura 20 mostra o diagrama elétrico do sistema de medidas de impedância em altas frequências. Esse sistema é também chamado de três pontas, ou seja, o sinal da amostra, fonte e detecção tem um referencial comum, o terra.

O casamento de impedâncias consiste simplesmente de um resistor  $R$ , cujo valor foi escolhido para cada amostra de acordo com sua resistência DC, de forma a ter  $R + R_a = 50 \Omega$ . Como a resistência  $R$  está montada próximo da amostra garante-se desse modo o casamento de impedâncias entre a fonte, os cabos e a carga. Esta configuração se mostrou confiável para uma faixa de frequências até 10 MHz, permitindo a separação da fase e amplitude do sinal sobre a amostra; ou até 100 MHz (para amostras com  $R_a < 1 \Omega$ ) quando apenas a amplitude do sinal tem interesse.

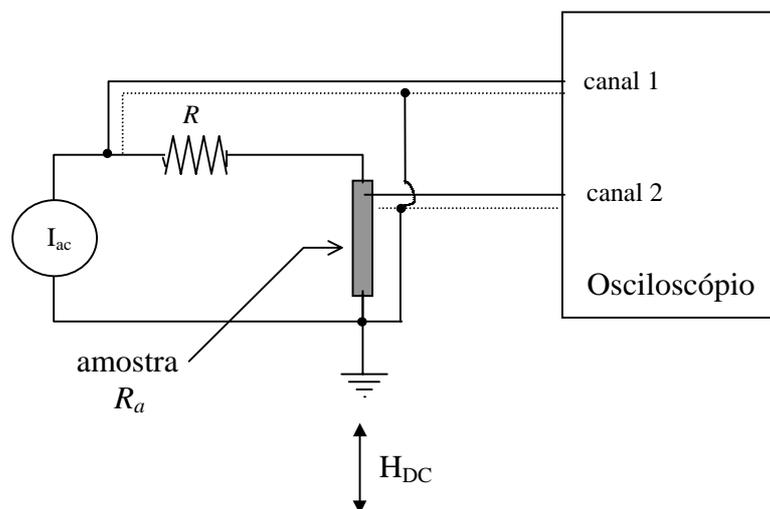


Figura 20. Diagrama elétrico do sistema de medidas de impedância a altas frequências. O osciloscópio lê ambos sinais, da fonte e da amostra.  $I_{ac}$  é a fonte de corrente alternada, um gerador senoidal RF.

Nessa configuração para leitura da impedância em altas frequências foi usado um gerador RF senoidal, cuja amplitude foi mantida constante, ao invés de uma fonte de corrente. Novamente, a conversão de fonte de tensão em fonte de corrente dá-se pela introdução do resistor  $R$  (Figura 20).

Este aparato foi utilizado para a leitura da impedância de amostras com uma resistência DC comparável com a resistência  $R$ . Nesse caso as variações da impedância da carga alteram de modo significativo a corrente no circuito. Esta corrente, no entanto, pode ser determinada, permitindo que a leitura da impedância da amostra seja correta.

A fim de tornar mais clara a determinação da corrente sobre a amostra o diagrama elétrico do circuito de medida foi redesenhado como mostra a Figura 21.

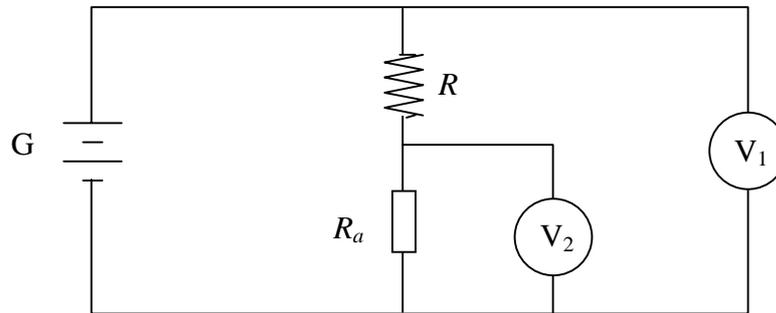


Figura 21. Circuito elétrico equivalente ao da Figura 20, para determinação da corrente sobre a amostra.

No diagrama da Figura 21 o Gerador RF está representado como uma fonte de tensão constante (G) e os canais 1 e 2 do osciloscópio representados pelos voltímetros  $V_1$  e  $V_2$ , respectivamente. Desse diagrama fica claro, supondo que os voltímetros tenham impedância de entrada infinita, que a corrente sobre a amostra ( $R_a$ ) é a mesma sobre o resistor  $R$ . Por outro lado, de acordo com a lei de Ohm, a corrente sobre o resistor  $R$  será a razão entre a diferença de potencial em seus terminais, e sua resistência. A diferença de potencial é justamente a diferença de tensão lida pelos voltímetros  $V_1$  e  $V_2$ . Portanto a corrente sobre a amostra será

$$(105) \quad I = \frac{V_1 - V_2}{R} .$$

Durante uma medida de impedância essa corrente era monitorada. Sempre que sua variação atingia 10% do valor inicialmente estabelecido, a tensão de saída do Gerador RF era alterada. Com isso a corrente foi mantida dentro de uma faixa de 10% de variação, sem no entanto incorrer em erro na determinação da impedância, uma vez que ela era calculada ponto a ponto.

Conhecida a corrente sobre a amostra, o módulo da impedância fica determinado por

$$(106) \quad Z = \frac{V_1}{I} = \frac{V_1 R}{(V_1 - V_2)} .$$

A impedância complexa ficará totalmente determinada quando a diferença de fase entre os sinais de excitação e amostra também for determinada. Essa fase pode ser verificada visualmente pela diferença temporal entre sinais apresentados pelos canais 1 e 2 do osciloscópio. Isso por que o canal 1 lê o sinal diretamente do gerador RF, enquanto que o

canal 2 lê o sinal sobre a amostra e ambos tem o mesmo referencial. Se for tomado o sinal do gerador RF como referência fica claro que a diferença temporal entre os sinais dos dois canais é a fase relativa da impedância. Com isso as componentes real e complexa da impedância ficam determinados (usando as relações entre coordenadas polares e retangulares)

$$(107) \quad R \equiv \text{Re}\{Z\} = Z \cos \theta \quad e$$

$$(108) \quad X \equiv \text{Im}\{Z\} = Z \sin \theta .$$

No entanto, para se automatizar a medida e obter uma maior precisão no que diz respeito à determinação da fase, foi usada a mesma técnica utilizada nos amplificadores tipo “*Lock-in*”, além, é claro, de utilizar os recursos do osciloscópio digital Tektronics TDS 320.

Os amplificadores tipo “*Lock-in*” usam a técnica conhecida como “detecção sensível à fase” para extrair a componente do sinal a uma fase e frequência bem determinadas. Ruídos de frequências diferentes daquela de referência são rejeitados, não afetando a medida.

A medida do “*Lock-in*” requer uma frequência de referência. Tipicamente, um experimento é excitado a uma frequência fixa e o “*Lock-in*” detecta a resposta do experimento naquela frequência de referência. Se a saída de um gerador senoidal for usada para excitar um experimento, sua resposta seria uma onda do tipo  $V_s \sin(\omega_s t + \theta_s)$ , onde  $V_s$  é a amplitude do sinal do experimento,  $\omega$  sua frequência angular e  $\theta_s$  a fase desse sinal. O sinal de referência, ou do gerador teria uma forma semelhante  $V_r \sin(\omega_r t)$ , onde  $V_r$  e  $\omega_r$  são, respectivamente, a amplitude e a frequência angular da onda de referência.

A detecção da fase é feita através da multiplicação das duas ondas, ou seja, a saída dessa etapa do amplificador será uma onda tipo

$$(109) \quad \begin{aligned} V_{df} &= V_s V_r \sin(\omega_s t + \theta_s) \sin(\omega_r t) = \\ &= \frac{1}{2} V_s V_r \cos[(\omega_s - \omega_r)t + \theta_s] - \frac{1}{2} V_s V_r \cos[(\omega_s + \omega_r)t + \theta_s]. \end{aligned}$$

Como as frequências  $\omega_s$  e  $\omega_r$  são iguais (afinal o sinal do experimento foi excitado na mesma frequência da referência), resulta que a saída do detetor de fase será uma onda senoidal com o dobro da frequência de referência e com um deslocamento com relação ao zero proporcional ao co-seno da diferença de fase entre a referência e o sinal, conforme a expressão abaixo

$$(110) \quad V_{df} = \frac{1}{2} V_s V_r \cos \theta_s - \frac{1}{2} V_s V_r \cos(2\omega_r t + \theta_s).$$

No “*Lock-in*”, este sinal (110) passa por um filtro passa baixas, quando então é aproveitado apenas o sinal DC. O termo fora de fase, ou em  $\sin \theta_s$  é obtido fazendo a multiplicação do sinal do experimento por uma senóide de mesma frequência, porém defasada de  $90^\circ$  com relação à anterior.

No método aqui utilizado, como são conhecidos  $V_s$  e  $V_r$  através das leituras feitas pelos canais 1 e 2 do osciloscópio, apenas a multiplicação entre o sinal da amostra e do Gerador RF é necessária para a obtenção da fase relativa entre sinal e referência. Mais especificamente, a rotina realizada para a obtenção das componentes real e imaginária da impedância da amostra são:

- i. ler as amplitudes dos sinais do Gerador RF e da amostra, além da frequência de medida através dos canais 1 e 2. Isso traz informações da corrente na amostra e  $|Z|$ , conforme e (105) e (106), respectivamente;
- ii. adquirir as ondas apresentadas nos canais 1 e 2. São 500 pontos de amplitude em função do tempo. As ondas apresentadas e lidas pelo osciloscópio são a média de 32 curvas para reduzir o ruído;
- iii. extrair um eventual deslocamento do zero de ambos os canais (zerar o “off-set”). Isso é importante, principalmente no caso de sinais pequenos, lidos nas escalas de 5 e 2 mV, pois variações na temperatura ambiente acabam por modificar o zero do osciloscópio, efeito conhecido por “drift”, ou deslocamento em função da temperatura;
- iv. normalizar em 1 as duas ondas. Com isso os valores de co-seno de ângulo podem ser trabalhados diretamente;
- v. efetuar a multiplicação das ondas resultantes da etapa (iv);
- vi. verificar o deslocamento com relação ao zero a fim de obter o valor de  $\cos\theta_s$ ;
- vii. calcular os valores de  $\sin\theta_s$  e  $\theta_s$  a partir de relações trigonométricas;
- viii. calcular os valores das componentes  $\text{Re}\{Z\}$  e  $\text{Im}\{Z\}$ , com base na informações de (i), (vi) e (vii).

Essas etapas todas demandam em torno de 2 s, valor que deve ser multiplicado por 10, que é número de aquisições por ponto a fim de reduzir erros na medida. Com essa média o desvio padrão em torno do valor médio do ângulo fica em torno do  $0,3^\circ$ . Valor pequeno para altas frequências ( $f > 300$  kHz) onde a defasagem é da ordem de  $20^\circ$ , mas para baixas frequências esse erro fica na mesma ordem da medida. Esse fato impõe um limite inferior em frequência para as medidas de impedância com este sistema. O limite ficou estabelecido em 50 kHz, ou seja, uma frequência alta o suficiente para um erro na impedância complexa na ordem de 5%, mas baixa o suficiente para se fazer uma comparação com a medida realizada com o amplificador “lock-in”. Ambas leituras conferem.

A Figura 22 apresenta o diagrama em blocos do aparato para a medida de impedâncias a altas frequências. No diagrama está apresentado, além da caracterização dos instrumentos

utilizados, o sistema de tracionamento da amostra, usado tanto para a medida da impedância a diferentes tensões mecânicas aplicadas, como da magnetostricção de saturação.

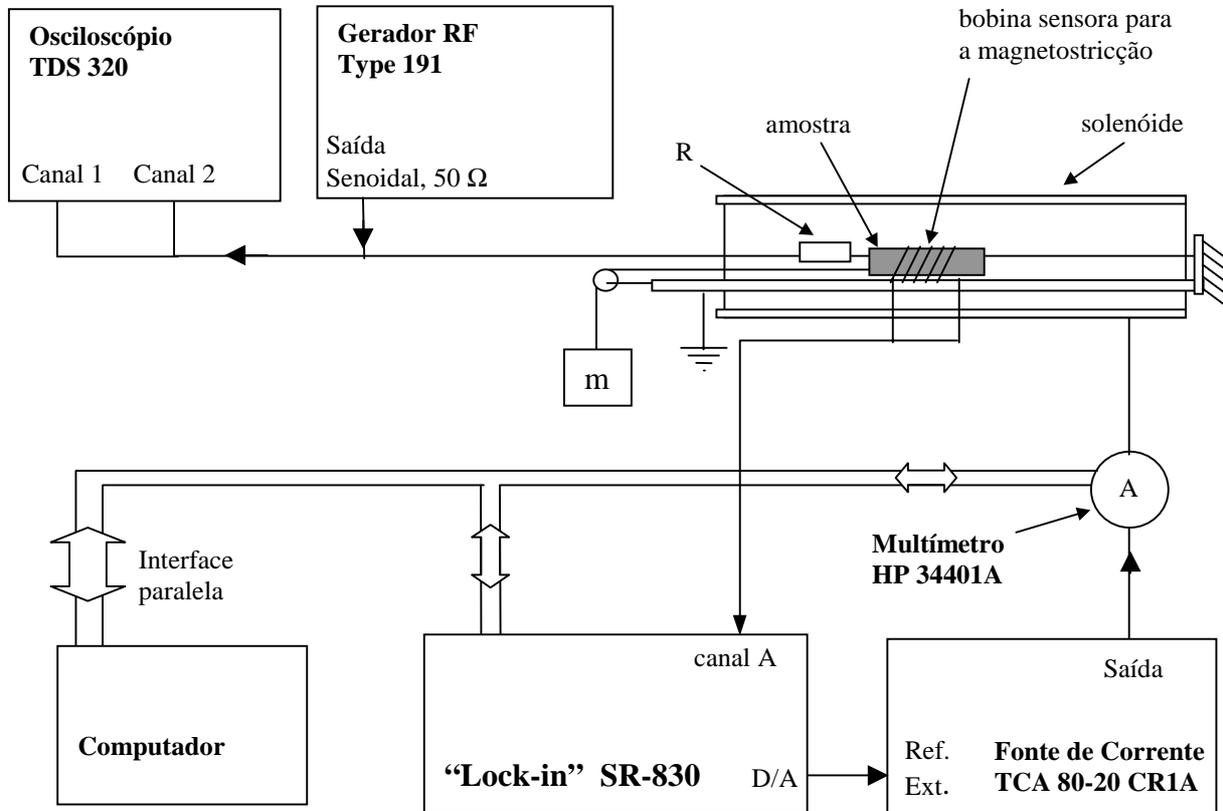


Figura 22. Diagrama de blocos do aparato para a leitura da impedância em altas frequências com tensão mecânica aplicada e determinação da magnetostricção.

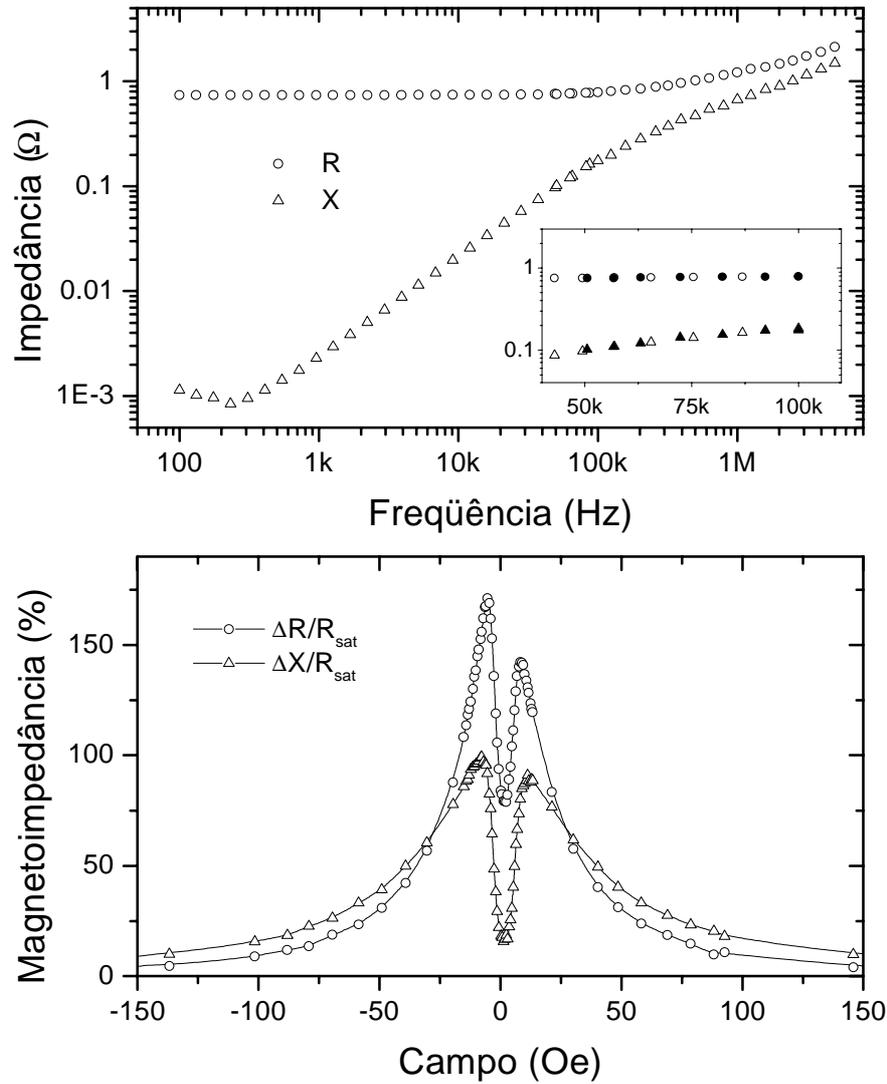


Figura 23. Curvas típicas de impedância de uma amostra de FINEMET B6, obtidas com o aparato experimental para medidas a altas frequências. (a) Espectro em frequência de R e X,  $I_{ac} = 1$  mA e  $H_{DC} = 0$ . No detalhe a superposição das medidas realizadas com o sistema para medidas a baixas frequências (símbolos abertos) e altas frequências (símbolos fechados) (b) Variações de R e X com o campo externo aplicado,  $I_{ac} = 1$  mA e  $f = 5$  MHz. As linhas contínuas no gráfico são apenas guias para os olhos.

As Figura 23(a) e (b) apresentam curvas típicas de impedanciometria de uma amostra de FINEMET B6, obtidas com o aparato experimental para medidas em altas frequências. A Figura 23(a) apresenta uma curva de impedância vs. frequência e a Figura 23(b) uma curva de magnetoimpedância.

No detalhe da Figura 23(a) pode-se notar a superposição das medidas realizadas com os dois aparatos, ou seja, a baixas e a altas frequências. O detalhe no gráfico mostra uma ampliação da região de superposição, entre 50 e 100 kHz.

Para a determinação do  $\lambda_s$  foi usada uma combinação de impedanciometria com o método “SAMR” (“*Small Angle Magnetization Rotation*” ou rotação da magnetização de pequenos ângulos). No método “SMAR”, proposto por Narita [43], a excitação dos

momentos magnéticos é feito através da aplicação de um campo alternado transversal à direção da tração mecânica. Esse campo é produzido por uma bobina. Aqui esse campo transversal foi produzido pela corrente de sonda e a detecção da rotação da magnetização através de uma bobina enrolada sobre a amostra, sintonizando a segunda harmônica da frequência de excitação, como no método original.

### 4.3 CASAMENTO DE IMPEDÂNCIAS.

A necessidade do casamento de impedâncias dá-se porque um condutor em frequências altas ( $f > 100$  kHz) não se comporta mais como um condutor comum, ou seja, ele passa a apresentar uma indutância. Isso se aplica tanto à linha de transmissão (cabos que ligam fonte de sinal e amostra) como à amostra. O ponto chave na transmissão e/ou leitura de um sinal a frequências altas é que a impedância da fonte do sinal deve ser igual àquela da carga, a fim de que seja transferida a máxima potência com um mínimo de sinal refletido pela carga [43]. Na prática isto significa dizer que a impedância da fonte deve ser a mesma da linha de transmissão e o valor da impedância da carga, no outro extremo, também deverá ser a mesma. Ou seja, ao se realizar uma medida em altas frequências deve-se conhecer as impedâncias características da fonte, da linha de transmissão e da carga e, quando não forem iguais, inserir no circuito uma rede de casamento de impedâncias.

O objetivo desta seção é justificar os cuidados tomados na montagem dos aparatos para a determinação da impedância complexa das amostras estudadas.

Um caso de simples compreensão está descrito na Figura 24, que apresenta um circuito em que se deseja transmitir, a partir da fonte, uma determinada potência para a carga. No caso descrito, a fonte e a carga são puramente resistivas.

O gráfico foi obtido através da relação seguinte, derivada das leis de Ohm e de Joule

$$(111) \quad W_c = \frac{V^2 R_c}{(R_f + R_c)},$$

onde  $W_c$  é a potência transferida para a carga,  $V$  a diferença de potencial estabelecida pela fonte e  $R_c$  e  $R_f$  as impedâncias da carga e da fonte, respectivamente. Se essa expressão for derivada com relação à resistência da carga verifica-se que ela terá um máximo quando  $R_c = R_f$ , conforme indicado pela Figura 24(b). Ou seja, se o objetivo no circuito é maximizar a potência transferida para a carga, fonte e carga devem ter a mesma resistência.

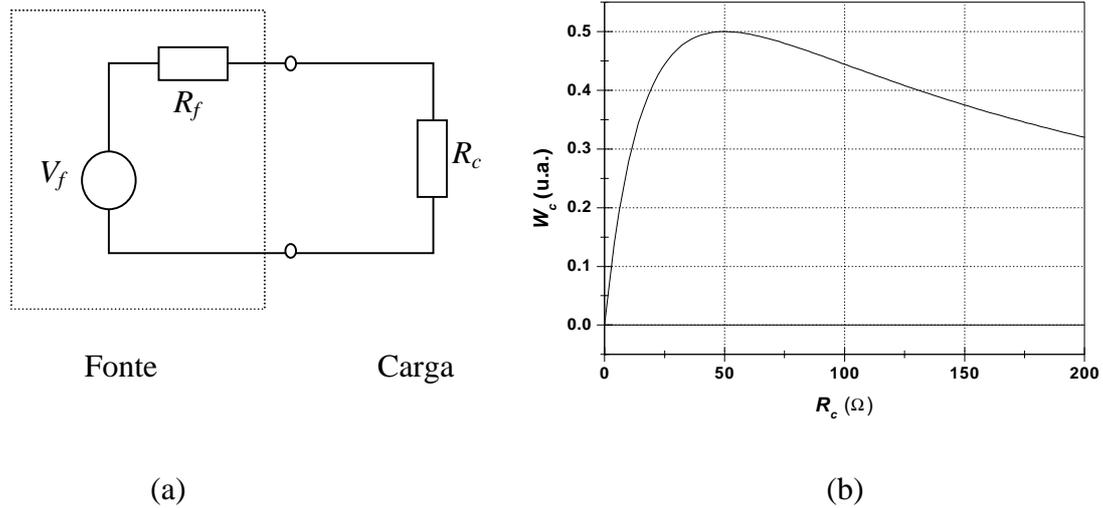


Figura 24. (a) Circuito de dois terminais onde a fonte e a carga são puramente resistivos. (b) Gráfico mostrando a potência dissipada na carga ( $W_c$ ) em função de sua resistência ( $R_c$ ). A resistência da fonte ( $R_f$ ) foi considerada como sendo de  $50 \Omega$ .

O que dificulta o trabalho em altas frequências é que os cabos que alimentam a carga passam a apresentar uma impedância característica,  $Z_o$ . Essa impedância é dada pela razão entre as intensidades dos campos elétrico e magnético que nele se propagam ( $\{V/m\} / \{A/m\} = \Omega$ ) sem que se estabeleçam ondas estacionárias, ou

$$(112) \quad Z_o = \frac{V}{I}.$$

Em altas frequências a linha de transmissão funciona como uma guia de ondas e a impedância característica será a resistência específica para as ondas eletromagnéticas. Basicamente, a impedância de uma linha de transmissão é definida pela geometria dos condutores e do material dielétrico que os separa, pois serão esses os fatores que vão determinar os campos elétrico e magnético na linha de transmissão. Uma linha de transmissão terá sua impedância determinada pela expressão abaixo [43],

$$(113) \quad Z_o = \sqrt{\frac{R + i\omega L}{G + i\omega C}},$$

com os termos desta expressão definidos na Figura 25, que representa uma generalização, em termos de um circuito equivalente, da linha de transmissão.  $L$  representa a auto-indutância entre os dois condutores e  $C$  a capacitância devido à proximidade entre eles.  $R$  é a resistência DC representada pela condutividade finita do condutor e  $G$  é uma condutância associada às perdas no dielétrico que separa os condutores.  $R$  e  $G$ , portanto, representam perdas.

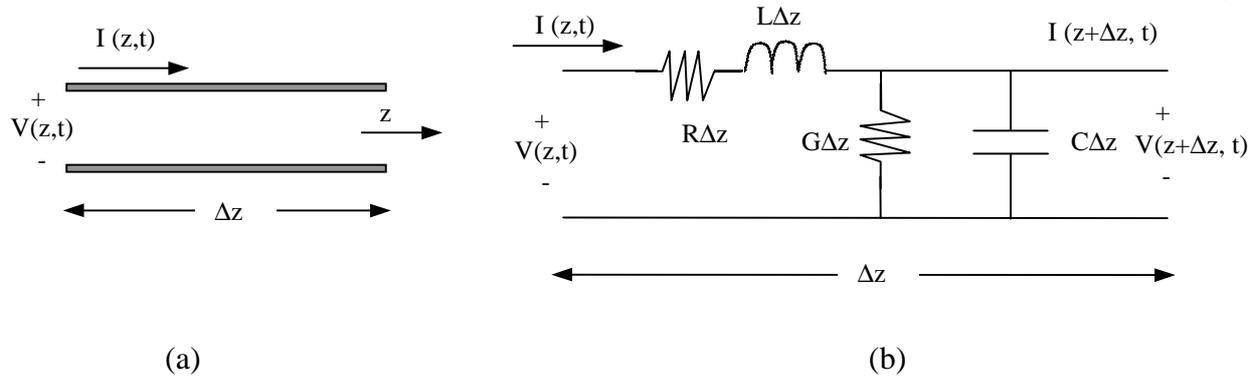


Figura 25. Definições de tensão e corrente para uma linha de transmissão. (a) tensão e corrente na linha de transmissão. (b) circuito equivalente.

O capítulo 2 da referência [43] apresenta os cálculos dessas quantidades em termos dos campos eletromagnéticos estabelecidos na linha de transmissão. Para um cabo coaxial, usado em Radio Freqüência, são as seguintes as expressões para  $L$ ,  $C$ ,  $R$  e  $G$ , cujos parâmetros estão na explicitados Figura 26.

$$\begin{aligned}
 L &= \frac{\mu}{2\pi} \ln \frac{b}{a} & \text{com } \mu &= \mu_r \mu_o, \\
 C &= \frac{2\pi\epsilon'}{\ln(b/a)} & \text{com } \epsilon &= \epsilon' + i\epsilon'', \\
 R &= \frac{R_s}{2\pi} \left( \frac{1}{a} + \frac{1}{b} \right) & R_s &\text{ é a resistência superficial dos condutores,} \\
 G &= \frac{2\pi\omega\epsilon''}{\ln(b/a)}.
 \end{aligned}
 \tag{114}$$

A freqüências suficientemente altas os termos que contém  $\omega$  na Eq. (113) tornam desprezíveis os valores de  $R$  e  $G$ , de modo que a impedância característica da linha de transmissão nessas condições será

$$Z_o = \sqrt{\frac{L}{C}},
 \tag{115}$$

também chamada de “*lossless line*” (linha sem perdas). Para o caso de um cabo coaxial a impedância característica seria

$$Z_o = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon'}} \ln \frac{b}{a}.
 \tag{116}$$

Ou seja, material dielétrico e raios dos condutores vão definir a impedância característica do cabo.

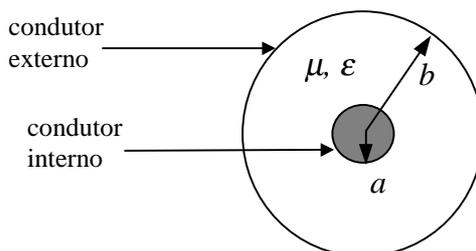


Figura 26. Os raios dos condutores interno ( $a$ ) e externo ( $b$ ) são as dimensões relevantes em um cabo coaxial para a determinação de  $Z_0$ . O dielétrico que separa os dois condutores tem uma permeabilidade  $\mu$  e uma constante dielétrica  $\epsilon$ .

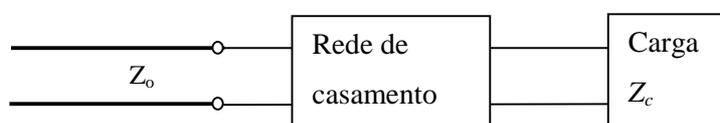


Figura 27. Rede de casamento de impedâncias ideal, sem perdas, ligada a uma carga de impedância arbitraria e a uma linha de transmissão.

A idéia básica do casamento de impedâncias está ilustrado na Figura 27, que mostra uma rede de casamento de impedâncias colocada entre a carga e a linha de transmissão. A rede de casamento é idealmente sem perdas. Ela é usualmente desenhada para que a impedância “vista” pela linha de transmissão seja  $Z_0$ . As reflexões são eliminadas na linha de transmissão à esquerda da rede de casamento, embora possam haver múltiplas reflexões entre a rede e a carga.

O casamento de impedâncias é importante pelas seguintes razões:

- A máxima potência é transferida quando a carga é casada com a linha (assumindo que haja um casamento também com a fonte), além do que, as perdas na linha são minimizadas, conforme demonstrado pela equação (111) e a Figura 24.
- O casamento de impedâncias melhora a relação sinal/ruído no sistema.
- O casamento de impedâncias reduz erros com relação a amplitude e fase dos sinais a serem lidos.

Como em geral a impedância da carga,  $Z_c$ , tem uma componente real não nula, sempre será possível encontrar uma rede de casamento de impedâncias adequada a um determinado sistema. Muitas são as escolhas possíveis, no entanto para a escolha da rede de casamento de impedâncias deve-se ter em mente os seguintes fatores:

- Complexidade: Como na maioria das soluções, a mais simples e que satisfaça as condições impostas pelo problema deverá ser escolhida.
- Largura da Banda: Qualquer rede de casamento de impedâncias pode ter um casamento perfeito (sem reflexões) a uma determinada frequência. Em muitas aplicações, no entanto, é necessário que as impedâncias estejam casadas em uma ampla faixa de frequências.
- Implementação: Dependendo do tipo de linha de transmissão usada, um tipo de rede de casamento de impedâncias pode ser preferível frente a outra.
- Ajustabilidade: Em algumas aplicações a rede de casamento de impedâncias requer ajuste para que se faça o casamento com uma carga de impedância variável.

Com base nesses argumentos foi feito o casamento de impedâncias usado tanto a baixas como altas frequências, conforme descrito a seguir.

O casamento das impedâncias da fonte de sinal e linha de transmissão requer apenas cuidado com relação às conexões, uma vez que ambas (fonte e linha) possuem a mesma impedância ( $50 \Omega$ ). A conexão adequada foi garantida com o uso de conectores BNC  $50 \Omega$ .

Entre a linha de transmissão e a carga, foram tomados cuidados adicionais. Como para as amostras estudadas a impedância da linha é muito maior que a da carga ( $Z_o \gg Z_c$ ) optou-se por aumentar a impedância da carga. Isso foi feito colocando-se em série com a carga uma resistência  $R$  que, somada com a resistência da amostra  $R_a$ , resultasse  $50 \Omega$ , ou  $R + R_a = 50 \Omega$ .

Essa configuração preenche os requisitos de

- Baixa complexidade, (apenas um elemento resistivo adicional).
- Largura da banda de frequências adequada àquela de interesse. Como a impedância da amostra varia com a frequência do sinal, o intervalo de frequências na qual se pode utilizar tal casamento fica restrito à condição de que  $Z_o \sim R + R_a(f)$ . Pode-se observar da Figura 24(b) que o máximo da transmissão de potência é relativamente largo, portanto, se for permitido uma tolerância na precisão da determinação de  $Z$ , pode-se ter uma faixa de frequências bastante ampla com este tipo de casamento de impedâncias.
- Implementação simples: foi usado um resistor de filme metálico sem componentes magnéticos e com uma banda larga de frequências (2 GHz).
- Ajustabilidade. Até certo ponto esse critério ficou prejudicado. Se por um lado para diferentes amostras pode-se trocar o valor de  $R$ , por outro lado, quanto maior for o valor de  $R_a$ , tanto menor a largura da banda, pois a variação da impedância da amostra é proporcional à sua resistência inicial.

#### 4.4 EXTRAINDO INFORMAÇÕES DE $Z(f)$ .

Nesta seção serão indicados os tratamentos nas curvas experimentais além do modo como foram extraídos os parâmetros relevantes à discussão sobre os conjuntos de amostras estudadas. Basicamente, as informações sobre a dinâmica das paredes de domínios é obtida com base no espectro em frequência da permeabilidade complexa. A seção 4.4.1 mostra como foram obtidas as curvas de  $\mu(f)$  a partir de uma medida de  $Z(f)$ . Já as seções seguintes mostram como os parâmetros associados à dinâmica das paredes foram extraídos das curvas de  $\mu(f)$ . Para tanto foram realizados ajustes sobre as curvas experimentais com base nos modelos de permeabilidade descritos nas seções 3.2 e 3.3.

##### 4.4.1 EXTRAINDO $\mu(f)$ DE UMA MEDIDA DE $Z(f)$ .

Já foi dito anteriormente que o parâmetro fundamental para a descrição da magnetoimpedância é a permeabilidade transversal complexa. Além disso, na seção 3.1 essas duas quantidades foram relacionadas através equação (76), reproduzida abaixo. Aqui será descrito o método prático usado para a extração de  $\mu$  a partir de uma medida de  $Z$ ,

$$(76) \quad Z = kb R_{DC} \coth(kb).$$

A equação (76) mostra que a relação matemática entre  $Z(f)$  e  $\mu(f)$  é transcendental, ou seja, o argumento da  $\coth$  (a quantidade  $kb$ ) está também multiplicando essa função. Como  $\mu(f)$  está implícito na definição de  $k$  (conforme as expressões (69) e (70)), não é possível uma descrição analítica de  $\mu$  como função de  $Z$  (não sem aproximações e/ou limitações na frequência). É importante notar que ambas as componentes da permeabilidade ( $\mu'(f)$  e  $\mu''(f)$ ) contribuem para a determinação tanto de  $R(f)$  como de  $X(f)$ , ou seja, deve-se procurar por uma solução de  $\mu(f)$  que satisfaça as duas componentes de  $Z$  simultaneamente. Essa dificuldade foi contornada usando um método numérico iterativo [45].

A rotina do método iterativo foi desenvolvida em Mathcad®. Após a importação do arquivo de dados de  $Z(f)$  e fornecidos os parâmetros físicos do material sob estudo (espessura e resistividade), a rotina se vale de uma função pré-construída do Mathcad® que calcula os valores de  $\mu'$  e  $\mu''$  que satisfaçam tanto a componente real como imaginária da impedância medida a uma determinada frequência. A Figura 28 abaixo reproduz o núcleo da rotina de iteração.

Given

$$\frac{R_j}{R_{dc}} = \operatorname{Re} \left[ \frac{\sqrt{i \cdot b}}{\sqrt{\frac{\rho}{2 \cdot \pi \cdot f_j \cdot (\mu_r + i \cdot \mu_i)}}} \cdot \operatorname{coth} \left[ \frac{\sqrt{i \cdot b}}{\sqrt{\frac{\rho}{2 \cdot \pi \cdot f_j \cdot (\mu_r + i \cdot \mu_i)}}} \right] \right]$$

$$\frac{X_j}{R_{dc}} = \operatorname{Im} \left[ \frac{\sqrt{i \cdot b}}{\sqrt{\frac{\rho}{2 \cdot \pi \cdot f_j \cdot (\mu_r + i \cdot \mu_i)}}} \cdot \operatorname{coth} \left[ \frac{\sqrt{i \cdot b}}{\sqrt{\frac{\rho}{2 \cdot \pi \cdot f_j \cdot (\mu_r + i \cdot \mu_i)}}} \right] \right]$$

$\mu := \operatorname{find}(\mu_r, \mu_i)$

Figura 28. Núcleo da rotina de iteração desenvolvida no Mathcad® para a extração dos valores de  $\mu'$  e  $\mu''$ .

Na Figura 28,  $j$  é o número da linha do arquivos de dados de  $Z(f)$ ,  $\mu_r = \mu'$  e  $\mu_i = \mu''$  e  $f_j$  é a frequência em Hz da linha  $j$  correspondente.  $i$  é a base do sistema complexo, ou  $\sqrt{-1}$ . O comando “Given” faz parte da rotina própria do Mathcad® e atua junto com o comando “find”, ou seja, dados os valores sugeridos para  $\mu_r$ ,  $\mu_i$  e as duas equações ( $R_j$  e  $X_j$ , são os valores experimentais), ele procura pelos valores de  $\mu_r$  e  $\mu_i$  que satisfaçam simultaneamente as duas equações. Isso é feito para cada um dos pontos de uma medida de  $Z(f)$ .

A convergência das soluções é bastante rápida, além disso, variando-se os valores iniciais de  $\mu_r$  e  $\mu_i$ , que funcionam como uma solução tentativa inicial, de 3 ordens de grandeza são repetidos sempre os mesmos valores de permeabilidade complexa. Para o primeiro ponto experimental,  $\mu_r$  e  $\mu_i$ , são atribuídos pelo usuário. Já para os pontos seguintes são usados os valores encontrados pela iteração anterior, a fim de tornar mais rápida a rotina.

A Figura 29 abaixo ilustra um espectro típico de impedância, medida em uma amostra de FeSi<sub>3%</sub>, e o espectro de permeabilidade extraído da primeira. Esse espectro de permeabilidade pode ser comparado com os modelos descritos nas seções 3.2 e 3.3, quando então se pode obter os parâmetros relativos à dinâmica dos domínios, conforme será descrito nas seções seguintes.

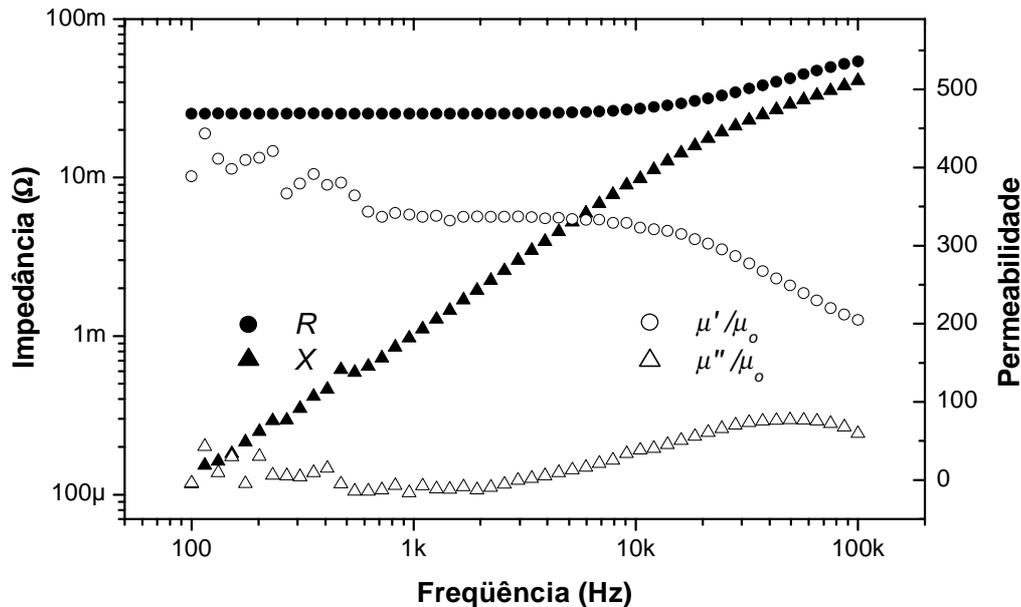


Figura 29. Exemplo de extração de uma curva de  $\mu(f)$  a partir de uma medida de  $Z(f)$ . A medida é relativa à uma amostra de  $\text{FeSi}_{3\%}$ .

#### 4.4.2 COMPONENTES DA PERMEABILIDADE ( $\mu_{pd}$ e $\mu_{rot}$ ) E FREQUÊNCIA DE RELAXAÇÃO ( $f_x$ ).

A curva de permeabilidade apresentada na Figura 29 mostra que ela apresenta um decaimento tipo Debye, ou seja, apresenta uma frequência de relaxação em torno dos 50 kHz. Essa curva pode ser comparada com a relação de dispersão derivada a partir do equivalente mecânico para o movimento da parede de domínio, descrita em 3.3. As equações (95) e (98) para sistemas que apresentem ressonância ou não, respectivamente, resumem essa descrição. Os materiais ferromagnéticos metálicos descritos nesta tese são bem descritos pela equação (98), ou seja, o termo inercial é bem menor que o de relaxação.

A equação (98) permite que se faça um ajuste na curva de  $\mu$  vs.  $f$ , onde os parâmetros de ajuste são a componente relativa ao deslocamento de parede na permeabilidade ( $\mu_{dp}$ ) e sua frequência de relaxação. No entanto, se forem comparadas as curvas das Figura 15 (curva calculada com base na equação (98)) e a Figura 29 (extraída dos dados experimentais) verifica-se a necessidade de um parâmetro adicional para a descrição da permeabilidade complexa. Por outro lado, nota-se da Figura 15 que as amplitudes das componentes real e imaginária da permeabilidade têm a mesma amplitude na frequência de relaxação. Isso não ocorre com os dados experimentais representados na Figura 29, pois a curva de  $\mu'$  está deslocada com relação ao zero. Esse deslocamento corresponde justamente à componente devido à rotação dos momentos ( $\mu_{rot}$ ) para a permeabilidade. Os momentos magnéticos do interior dos domínios também são excitados pelo campo  $ac$  devido à corrente de sonda. Essa componente da permeabilidade também pode ser descrita por uma relaxação, semelhante ao

deslocamento de parede. Ocorre, no entanto, que seu parâmetro de atenuação é bem menor, elevando desse modo sua frequência de relaxação [45-49], podendo esta ser tomada, no ajuste, como um parâmetro real e constante.

Finalmente, a equação que foi usada para se extrair as componentes da permeabilidade e a frequência de relaxação do movimento de parede é

$$\mu' = \mu_{dp} \frac{1}{1 + (f/f_x)^2} + \mu_{rot} \quad (a)$$

(117)

$$\mu'' = \mu_{dp} \frac{f/f_x}{1 + (f/f_x)^2} \quad (b)$$

O procedimento para o ajuste foi o seguinte:

- i. foi ajustada a componente imaginária da permeabilidade complexa com base na equação (117)(b); este ajuste traz com informação os valores de  $\mu_{dp}$  e  $f_x$ .
- ii. foi ajustada a componente real da permeabilidade com base na equação (117)(a), entrando-se com os parâmetros  $\mu_{dp}$  e  $f_x$  previamente obtidos, (esses parâmetros são fixos); isso fornece o valor de  $\mu_{rot}$ .

Estes ajustes são executados no Microcal Origin®. A Figura 30 apresenta um exemplo desse ajuste na mesma amostra cuja permeabilidade está reproduzida na Figura 29.

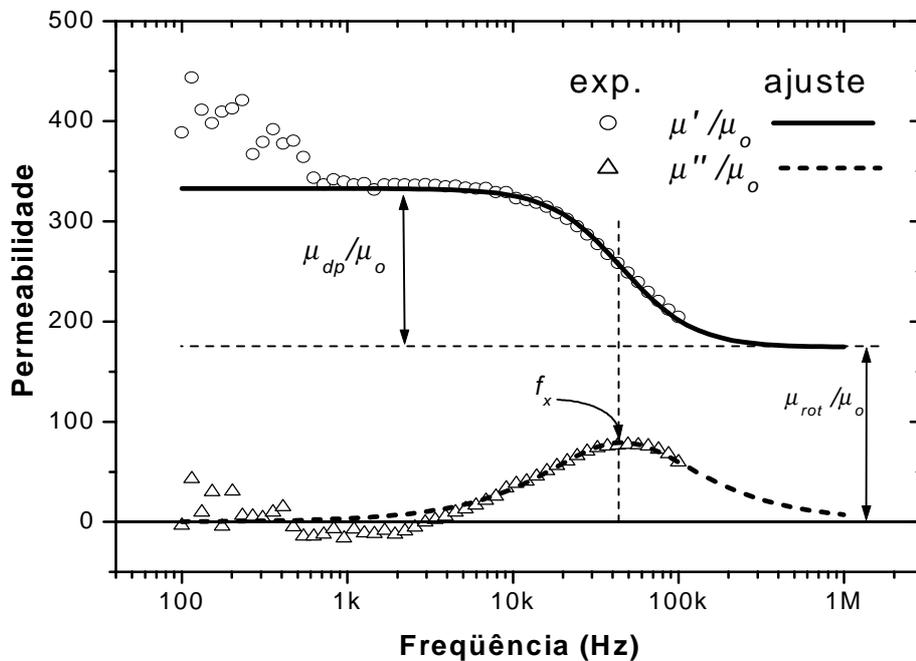


Figura 30. Exemplo do ajuste na curvas de permeabilidade para encontrar os valores de  $\mu_{dp}$ ,  $f_x$  e  $\mu_{rot}$ . O ajuste aqui representado foi feito na mesma amostra cuja permeabilidade está representada na Figura 29.

#### 4.4.3 LARGURA DOS DOMÍNIOS (a).

Foi visto na seção 3.2.2, no modelo para a descrição da permeabilidade de Polivanov que tanto a permeabilidade DC, aqui descrita como  $\mu_{pd}$ , quanto a largura dos domínios tem influência sobre o espectro em frequência da permeabilidade. Lançando-se mão desse fato, ou seja, como  $\mu_{pd}$  e  $f_x$  já foram determinados, esses dois parâmetros podem ser introduzidos nas Equações (89) e (90) a fim de se determinar a largura dos domínios excitados pelo campo  $H_{ac}$ .

Como as Equações (89) e (90) possuem somatórios em suas formulações, é difícil de se fazer um ajuste colocando-se como parâmetro livre a largura dos domínios. A solução para esse problema foi, novamente, através do Mathcad®.

O procedimento foi como segue.

- i. Importa-se, no Mathcad®, uma arquivo com os dados experimentais de  $\mu(f)$ .
- ii. Calcula-se a curva teórica com base no modelo de Polivanov, entrando-se como parâmetros  $\mu_{dp}$  e a espessura da amostra.
- iii. Superpõem-se as duas curvas e modifica-se largura dos domínios até que a frequência de relaxação da curva teórica coincida com aquela dos dados experimentais.

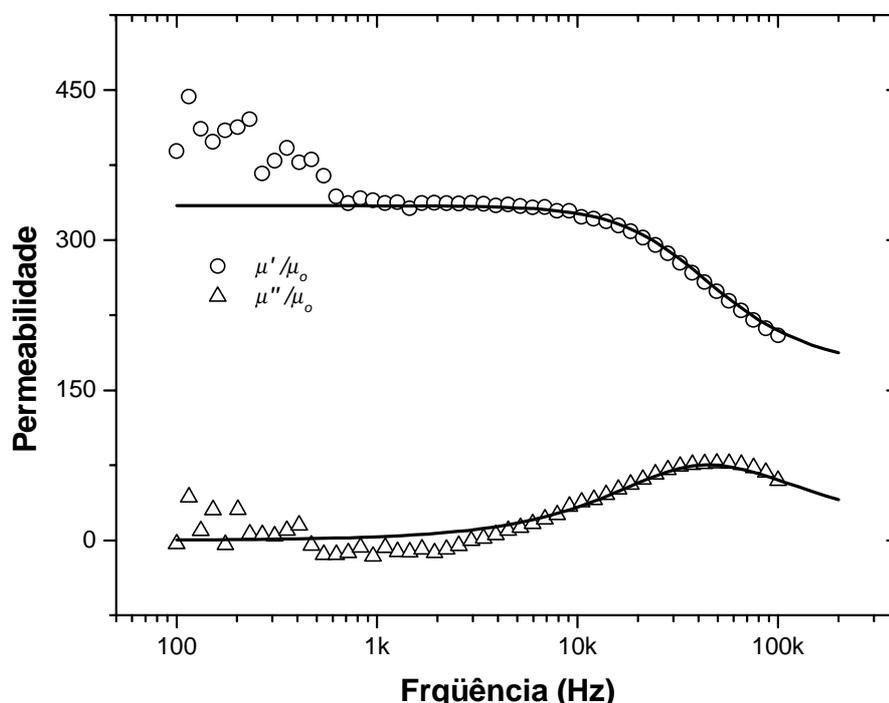


Figura 31. Ajuste na curva experimental de permeabilidade para a obtenção da largura média dos domínios excitados pelo campo  $H_{ac}$ . Os símbolos na figura são os dados experimentais de uma amostra de  $\text{FeSi}_{3\%}$  e as linhas contínuas o ajuste com o modelo de Polivanov.

A Figura 31 exemplifica esse procedimento para o mesmo conjunto de dados experimentais da Figura 30.

Para o caso da Figura 31 a largura dos domínios que melhor ajustou a curva experimental da permeabilidade foi de  $128\mu\text{m}$ . Essa largura é plenamente compatível com o verificado experimentalmente através de outras técnicas, como efeito Kerr [50] e técnica de Bitter, conforme a Figura 32.

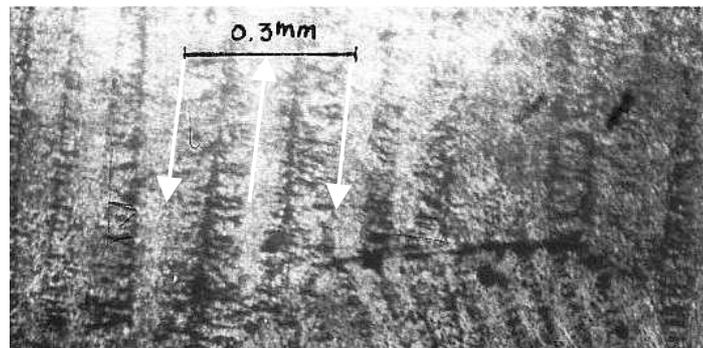


Figura 32. Estrutura de domínios do  $\text{FeSi}_{3\%}$  obtida pela técnica de Bitter, ou coloidal. O colóide com partículas FM concentra-se sobre as paredes de domínios, delineando-as. (Foto obtida pelo autor)

#### 4.4.4 MOBILIDADE ( $s$ ) E VELOCIDADE LIMITE ( $v_l$ ) DA PAREDE.

A velocidade de deslocamento máxima da parede ( $v_l$ ) foi definida na seção 2.2.3.2 (equação (35)). Ela representa a velocidade máxima da parede (velocidade de Walker) dentro do regime linear do seu movimento. Naquela seção foi também descrita a mobilidade ( $s$ ) da parede, equação (38). Esses dois parâmetros podem ser calculados com base nas informações obtidas a partir da permeabilidade complexa.

A equação (92) coloca o deslocamento da parede ( $q(t)$ ) como função da permeabilidade e do campo aplicado, no equivalente mecânico para o movimento da parede. Se aquela equação for derivada com relação ao tempo tem-se, então, a velocidade:

$$(118) \quad v = \frac{\mu\omega H_{ac} a}{M_s}.$$

Ou seja, a velocidade da parede é proporcional ao campo  $H_{ac}$  aplicado para deslocar a parede, à permeabilidade (que representa a facilidade com que a parede é capaz de mover-se) e à frequência de oscilação do campo. Ocorre que a componente da permeabilidade relativa ao movimento das paredes sofre uma queda próximo da frequência de relaxação, portanto, se for

feito um gráfico de  $v$  vs.  $f$ , verifica-se que  $v$  terá um máximo quando  $f = f_x$ , quando então  $v(f_x) = v_l$ , ou

$$(119) \quad v_l = \frac{2\pi f_x \mu_{dp} H_{ac} a}{M_s}.$$

A largura do domínio ( $2a$ ), a frequência de relaxação ( $f_x$ ) e a componente da permeabilidade relativa ao movimento da parede ( $\mu_{dp}$ ) podem ser determinadas conforme descrito acima em 4.4.2 e 4.4.3, enquanto que a intensidade do campo ( $H_{ac}$ ) fica determinada pela corrente de sonda (equação (75)) e a magnetização de saturação ( $M_s$ ) deve ser medida através de alguma técnica de magnetometria.

A mobilidade da parede ( $s$ ) é a razão entre a velocidade e o campo aplicado à parede a fim de que ela adquira tal velocidade. No caso a mobilidade ficará descrita por

$$(120) \quad s = \frac{2\pi f_x \mu_{dp} a}{M_s}.$$

Uma abordagem semelhante a essa foi utilizada por G. P. Vella-Coleiro *et al.* [36,51] e T. Hashimoto *et al.* [52] para a determinação da mobilidade em monocristais de Fe-terras-rara, a partir do espectro em frequência da susceptibilidade obtida por métodos indutivos.

#### 4.4.5 CONSTANTES DE ATENUAÇÃO ( $\beta$ ) E DE RESTAURAÇÃO ( $\kappa$ ).

O parâmetro de atenuação  $\beta$  também pode ser obtido das curvas de permeabilidade, lembrando-se a definição da mobilidade [51],

$$(121) \quad s = \frac{v}{H} = \frac{2M_s}{\beta},$$

que, juntando-se com a expressão (120), resulta em

$$(122) \quad \beta = \frac{M_s^2}{\pi a \mu_{dp} f_x}.$$

A constante de restauração  $\kappa$  é determinada a partir do conhecimento do valor de  $\beta$  além da relação (97) proveniente do equivalente mecânico para o movimento da parede, ou seja,

$$(123) \quad \kappa = 2\pi f_x \beta.$$

Essa relação é coerente também com aquela de Polivanov (equação (83)) [38].

A razão principal de se determinar esses parâmetros é que eles estão relacionados a quantidades relevantes no que diz respeito à física básica da dinâmica das paredes.  $\kappa$  está

relacionada à energia de parede [38, 40] e  $\beta$ , em situações a serem descritas, ao parâmetro de relaxação  $\alpha$  da equação de movimento de Landau-Lifshitz (equação (11)).

De acordo com Bishop [38], o papel desempenhado pela energia de parede nas expressões para a permeabilidade reside na hipótese de que as paredes de domínios são completamente flexíveis, sendo o limitador do movimento a constante de restauração  $\kappa$  (pensando-se em uma lei tipo de Hooke). Essa constante é um parâmetro necessariamente macroscópico, que descreve uma média das restrições ao movimento das paredes. Em uma amostra policristalina, por exemplo, as paredes de domínio podem estar presas às fronteiras de grãos entre orientações diferentes ou restrita por domínios de fechamento na fronteira desses grãos ou mesmo da amostra.

Caso não houvessem essas restrições, num cristal perfeito por exemplo,  $\kappa$  seria nulo. Com isso um campo infinitesimal aplicado moveria a parede por uma distância finita a uma velocidade infinitesimal. Em outras palavras a permeabilidade DC relativa à parede seria infinita. Isso indica a importância da estrutura da amostra no movimento periódico das paredes de domínios e, por sua vez, na permeabilidade [40].

A tendência da tensão superficial da parede em resistir à sua deformação é a origem natural de pressão de restauração tipo lei de Hooke com uma constante local  $\kappa$ , cuja média sobre toda a amostra deve sofrer poucas variações com a profundidade na amostra, desde que as distâncias entre paredes seja menor do que a espessura do material.

#### **4.4.6 ENERGIA DE PAREDE ( $\Sigma$ ).**

Existem na literatura vários trabalhos que descrevem como se obter a energia da parede a partir da constante  $\kappa$ , sempre relacionando-a com um parâmetro que descreva a distância média entre os defeitos [40,41], Esta distância, no entanto, é difícil de se quantificar. Outro modo, também consagrado na literatura [53-55], consiste em saturar a amostra com o campo associado a uma corrente elétrica aplicada a ela. Este é o método que será descrito nesta seção e é o que foi usado neste trabalho para a determinação da energia de parede de domínio das amostras estudadas.

Quando se aplica uma corrente sobre uma amostra de material magnético cujos domínios estejam separados por paredes de  $180^\circ$ , Figura 33(a), a uma determinada corrente, chamada de crítica, ocorrerá uma instabilidade na configuração de domínios inicial gerando uma nova com apenas dois domínios, Figura 33(c). O campo magnético produzido por esta

corrente crítica está associado à energia armazenada para a formação das paredes. Através desse campo pode-se então determinar a energia de parede.

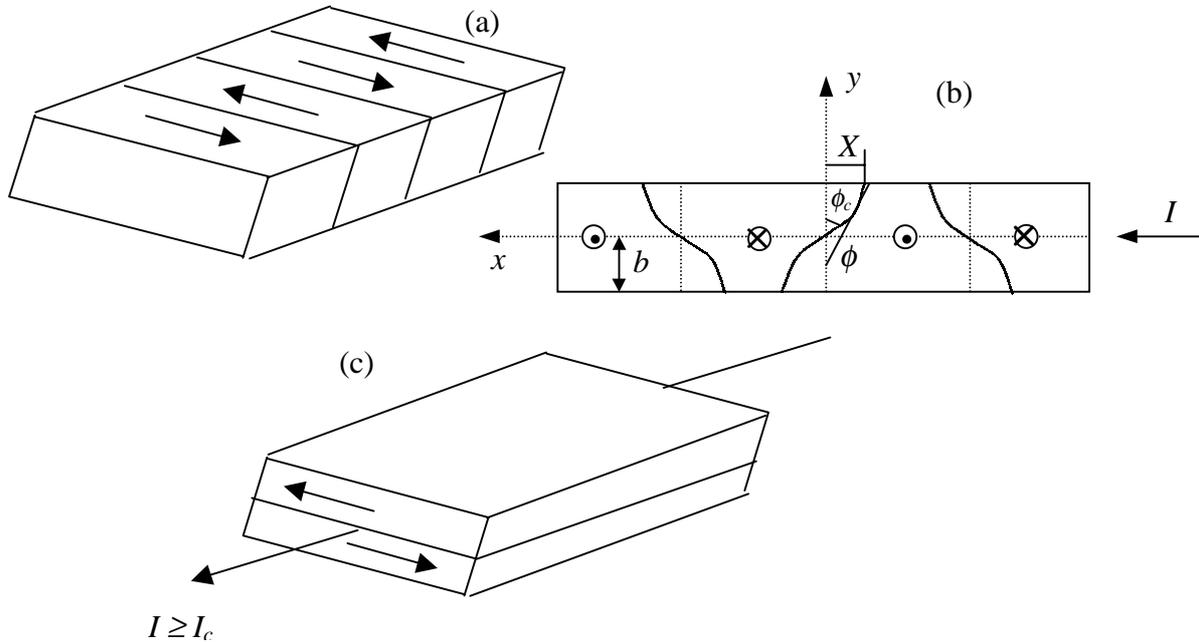


Figura 33. (a) Amostra de material ferromagnético com a orientação de seus domínios representada pelas setas. (b) Vista lateral da amostra salientando a modificação da estrutura de domínios de (a) com uma corrente aplicada e em (c) a corrente é maior ou igual a corrente de saturação  $I_c$ .

Mais especificamente, seja  $\phi$  o ângulo entre a parede e o eixo  $0y$  (Figura 33(b)). Na ausência de um campo magnético externo a parede é plana e  $\phi = 0$ . Quando for aplicado um pequeno campo externo paralelo a  $0z$  ( $H_z$ ), a condição de equilíbrio será [53]

$$(124) \quad 2H_z M_s + \left( W_p + \frac{d^2 \Sigma}{d\phi^2} \right) \cos \phi \frac{d\phi}{dy} = 0.$$

$\Sigma$  é a energia de parede por unidade de área com o campo  $H_z$  aplicado.  $\Sigma$  evolui do caso em que  $\phi = 0$  ( $\Sigma_o$ ) de acordo com a expressão [53]

$$(125) \quad \Sigma = \Sigma_o \left\{ 1 + \frac{\lambda}{\sqrt{1-\lambda}} \ln \left( \frac{1 + \sqrt{1-\lambda}}{\sqrt{\lambda}} \right) \right\},$$

com  $\lambda = \frac{1}{4} \sin^2 2\phi$ . Com um desenvolvimento adequado de  $\Sigma$  vs.  $(\sin \phi)$  obtém-se o deslocamento relativo do topo da parede (ou o ângulo  $\phi$  da parede com relação a  $0y$ ) em que ocorre o comportamento crítico descrito acima. Quando o campo magnético aplicado (ou a corrente) produzir um deslocamento  $X/b = 0.202$  a estrutura de domínios evolui da situação

representada na Figura 33(b) para aquela da Figura 33(c). Por outro lado a corrente crítica está relacionada com a energia de parede por [55]

$$(126) \quad I_c = \frac{2\Sigma_o w}{M_s b},$$

onde  $I_c$  é a corrente crítica. Essa equação em conjunto com (92) permite que se obtenha a densidade de energia de parede, sem que seja necessário atingir a corrente crítica. De outro modo, a partir da equação (92) determina-se a corrente crítica para que a parede atinja o chamado deslocamento crítico. De posse da corrente crítica pode-se determinar a densidade de energia de parede através da expressão (126).

Esse procedimento foi aplicado ao caso das amostras estudadas, tanto no  $\text{FeSi}_{3\%}$  como nas amostras de material amorfo. Como será discutido adiante, houve boa concordância entre a energia de parede aqui obtida com aquela avaliada por outras técnicas nas amostras já bem caracterizadas na literatura, como é o caso do  $\text{FeSi}_{3\%}$ .

#### 4.4.7 PARÂMETRO DE ATENUAÇÃO ( $\alpha$ ).

Sobre o parâmetro de atenuação, a referência clássica é um trabalho de Kittel de 1950 [56] onde ele mostrou que uma parede movendo-se na direção [001] sob a influência de um campo magnético constante  $H_o$ , e sofrendo apenas a influência de uma atenuação de “spin” conforme descrita no item (ii) da seção 2.2.3.4, adquire uma velocidade terminal

$$(127) \quad v = 2(\gamma^2 M_s^2 + \alpha^2) \frac{H_o \Delta}{\alpha M_s}.$$

Em geral obtém-se uma estimativa de  $\alpha$  através da largura de linha de um experimento de ressonância ferromagnética (FMR). Por outro lado, o parâmetro de atenuação  $\beta$  também está relacionado com  $\alpha$  através da mobilidade, ou

$$(128) \quad \beta = \frac{2M_s H_o}{v} = \frac{\alpha M_s^2}{\gamma^2 M_s^2 \Delta + \alpha^2 \Delta}.$$

O parâmetro de atenuação para o movimento das paredes de domínio tem sua contribuição principal nas correntes parasitas que circundam a parede em movimento, conforme descrito no item (i) da seção 2.2.3.4.

## 5. RESULTADOS E DISCUSSÃO.

Foram dois os sistemas de amostras estudados nesta tese. O primeiro deles foi um sistema cristalino, formado por amostras comerciais de (110)[001]FeSi<sub>3%</sub> (ANSI M5 produzido pela Nippon Steel) usado em transformadores de potência. Na verdade esse sistema é policristalino porém, devido à textura aguda e ao tamanho de grãos (diâmetro ~ 7 mm), uma amostra de 10 mm de comprimento possui duas ou três fronteiras de grão. O segundo sistema é formado por fitas amorfas conhecidas comercialmente por FINEMET B6 (Fe<sub>73,5</sub>Cu<sub>1</sub>Nb<sub>3</sub>Si<sub>13,5</sub>B<sub>6</sub>) submetidas a diferentes tratamentos térmicos para alívio de tensões internas. Este sistema foi estudado também sob a aplicação de tensões mecânicas.

O FeSi<sub>3%</sub> é um material bastante conhecido, tanto do ponto de vista das suas propriedades estruturais (texturas, tamanhos de grão etc.) quanto magnéticas (magnetização, anisotropia, estrutura e tamanho de domínios e etc.) além de ser um material barato e de fácil obtenção (existem grandes plantas em vários países do mundo, no Brasil esse material é produzido pela ACESITA). Essas características o tornam interessante para a realização deste trabalho no que diz respeito à interpretação e compreensão das curvas de magnetoimpedância (MI) e sua dependência com a dinâmica dos domínios. Tais fatores permitiram também que se comparassem dados experimentais obtidos neste trabalho através de impedanciometria, com resultados obtidos por técnicas diferentes publicados na literatura.

No caso das fitas amorfas, o estudo foi principalmente do ponto de vista da modificação estrutural e sua influência na dinâmica de domínios. O FINEMET possui magnetostricção positiva, variando para negativa com a temperatura do tratamento térmico e com a evolução de sua microestrutura. Com isso a aplicação de uma tensão mecânica induz uma estrutura de domínios paralela à tensão nas amostras com  $\lambda_s > 0$ , e perpendicular naquelas com  $\lambda_s < 0$ . Tratamentos térmicos também foram efetuados nas fitas com o intuito de modificar a anisotropia apresentada pelas amostras e alterar o comportamento da dinâmica de suas paredes de domínio.

### 5.1 AMOSTRAS CRISTALINAS - (110)[001]FeSi<sub>3%</sub>.

Do ponto de vista do estudo da influência da anisotropia magnetocristalina sobre a magnetoimpedância, o plano (110) do FeSi<sub>3%</sub> é bastante interessante, já que possui as três direções relevantes do sistema. São elas as direções de fácil, média e difícil magnetização, respectivamente os eixos [001], [110] e [111]. Para a realização do estudo, foram cortadas amostras a diferentes ângulos ( $\theta$ ) com relação à direção de fácil magnetização, incluindo

cutre ao longo dos eixos acima referidos. A Figura 34(a) apresenta a definição do ângulo de corte  $\theta$ , bem como a orientação relativa entre  $\theta$  e a corrente de sonda.

Como as lâminas de origem das amostras de  $\text{FeSi}_{3\%}$  possuem uma textura bem definida e grãos grandes ( $\sim 5$  mm), o corte das amostras foi feito através de eletro-erosão no formato  $20 \times 1 \times 0,3$  mm<sup>3</sup>. Com isso garantiu-se poucos danos em suas bordas, reduzindo eventuais distorções na configuração de energias de anisotropia e, por sua vez, na estrutura de domínios.

Em função da alta energia de anisotropia magnetocristalina ( $K_1 = 2,8 \times 10^5$  erg/cm<sup>3</sup> [24]) e da textura bem definida, as amostras apresentam uma configuração de domínios que consiste basicamente de domínios longos (alinhados com a direção fácil) separados por paredes de Bloch de 180°.

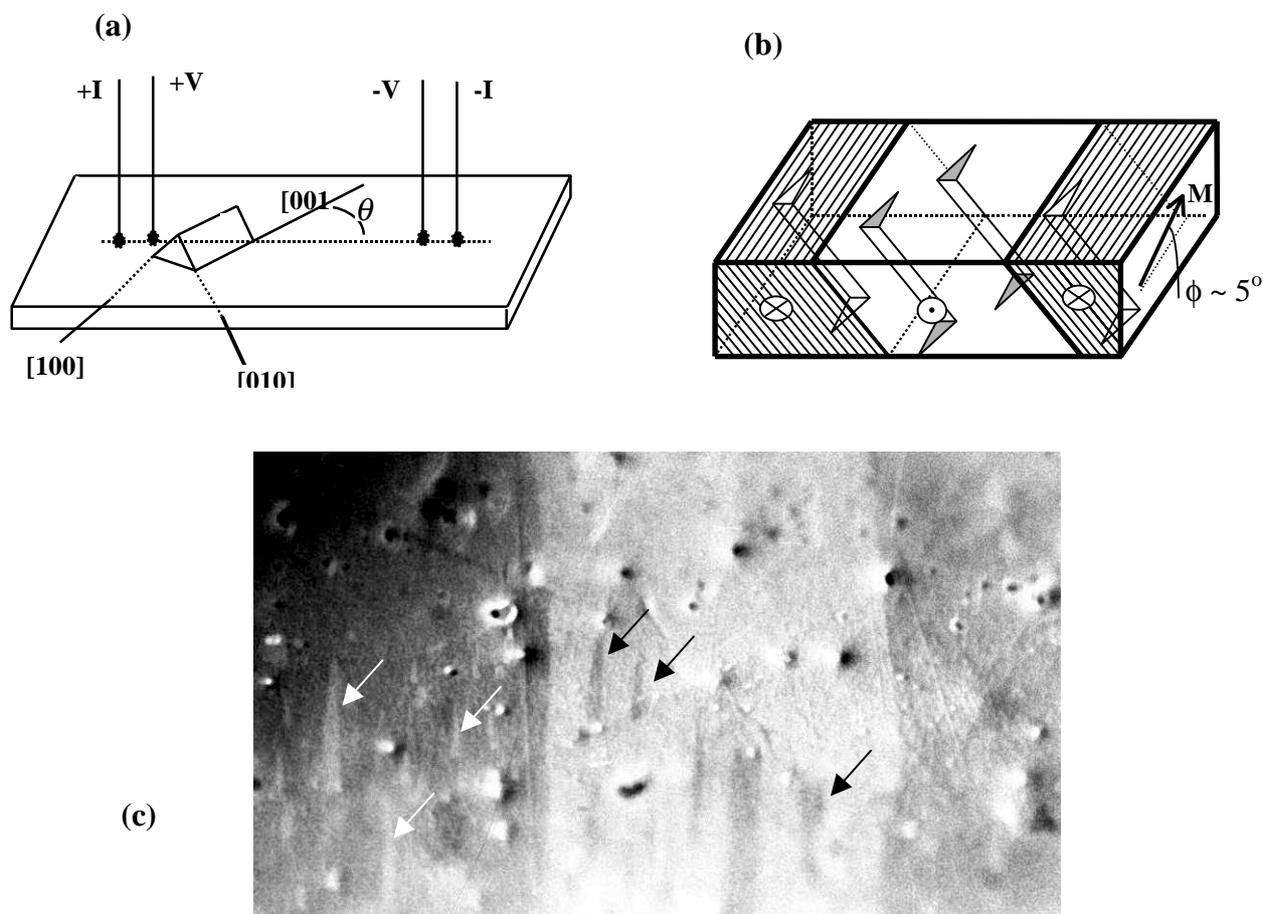


Figura 34. (a) Definição do ângulo de corte das amostras de  $\text{FeSi}_{3\%}$  e esquema da medida 4-pontos do conjunto. (b) Representação esquemática da estrutura de domínios do  $\text{FeSi}_{3\%}$ , salientando os “lancet domains” (c) Estrutura superficial de domínios do  $\text{FeSi}_{3\%}$ . Figura obtida através do efeito Kerr magneto-óptico. (foto obtida pelo autor com o microscópio de polarização do Laboratório de Magnetismo da UFRGS, Porto Alegre). As setas em (c) indicam alguns dos domínios tipo lança.

A estrutura de domínios das amostras de  $\text{FeSi}_{3\%}$  tem uma forte contribuição do fato que os planos da amostra e o cristalográfico (110) não são exatamente coincidentes. Na verdade estas lâminas são fabricadas, intencionalmente, com um desalinhamento entre os dois planos,  $3^\circ \leq \phi \leq 5^\circ$ . A intenção primária desse desalinhamento é diminuir a largura dos domínios principais e com isso reduzir as perdas magnéticas no processo de magnetização, quando utilizados em transformadores de potência. Por outro lado, o desalinhamento dá origem a um acréscimo na energia magnetostática da amostra, gerando uma estrutura de domínios adicional. Essa nova estrutura fecha o fluxo magnético entre as superfícies inferior e superior da amostra. O formato superficial desses domínios é semelhante à ponta de uma lança e, por esse motivo, essa estrutura de fechamento é chamada de “*lancet structure*” (estrutura de lanças). A Figura 34(b) representa a estrutura de domínios das amostras de  $\text{FeSi}_{3\%}$  utilizadas nesse trabalho.

Cada um desses domínios de fechamento é subdividido em três partes, como mostrado na Figura 34(b), onde está representado um esquema da estrutura de domínios da amostra no estado desmagnetizado [57]. Duas dessas partes estão localizadas em lados opostos da amostra, no topo e na base. Elas tem a forma de uma pirâmide com base triangular nas superfícies da amostra. A terceira parte une as duas primeiras e tem o vetor magnetização alinhado com os eixos [010] ou [100], as quais também são direções de fácil magnetização.

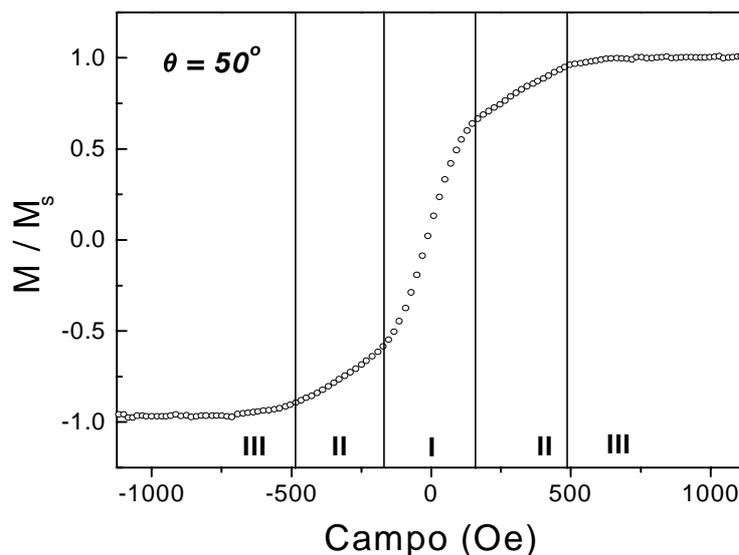


Figura 35. Curva de magnetização de uma amostra de  $\text{FeSi}_{3\%}$  cortada a um ângulo  $\theta = 50^\circ$  com relação a direção fácil. (O eixo difícil seria um corte a  $54,74^\circ$ .)

A Figura 34(c) mostra a configuração superficial de domínios dessas amostras obtida por efeito Kerr magneto-óptico.

A estrutura de domínios das amostras de FeSi<sub>3%</sub> varia ao longo da curva de magnetização, satisfazendo a condição de mínimo da energia livre magnética, tal como descrito na seção 2.1. Se o volume da amostra for dividido pelas duas famílias de domínios, verifica-se o aumento de uma família em detrimento da outra ao longo da curva de magnetização como será descrito a seguir conforme tratado na referência [58].

Considere-se inicialmente uma amostra desmagnetizada e em campo nulo. Seja  $\Omega_1$  o volume relativo ocupado pelos domínios principais, com magnetização ao longo da direção [001] e  $\Omega_2$  o volume relativo ocupado pelos domínios de fechamento. Partindo do estado desmagnetizado, a estrutura de domínios do FeSi<sub>3%</sub> pode ser acompanhado pela curva de magnetização (Figura 35) de acordo com as seguintes etapas:

- (i) os domínios principais (com direção favorável ao campo magnético externo) crescem às custas daqueles orientados no sentido oposto. Durante esse processo praticamente não há variação relativa entre os volumes  $\Omega_1$  e  $\Omega_2$ . Região central da curva de magnetização (I) representada na Figura 35.
- (ii) à medida em que o campo é aumentado, alguns domínios tipo lança alargam enquanto que o movimento dos domínios principais continua acontecendo. Esse processo ocorre nos extremos da região I, na Figura 35.
- (iii) alguns domínios tipo lança se alongam e possivelmente coalescem. Nessa etapa do processo há um aumento repentino na fração volumétrica  $\Omega_2$ . Isso é verificado experimentalmente, entre outras técnicas, através do ruído Barkhausen [59], etapa correspondente ao centro da região II, na Figura 35.
- (iv) na aproximação final à saturação, a amostra torna-se praticamente um grande domínio, com alguns domínios de fechamento, tipo lanças, espalhados sobre as superfícies, situação em que  $\Omega_1 \gg \Omega_2$ . Região III na Figura 35.

Diminuindo o campo magnético aplicado, a partir da saturação, o processo de magnetização ocorre em ordem inversa (de (iv) para (i)) e assim sucessivamente. As intensidades dos campos onde cada um dos processos descritos acima é ativado depende da orientação relativa entre o campo externo e a direção de fácil magnetização (em função da energia de anisotropia magnetocristalina 2.1.3), além das dimensões da amostra (através do campo desmagnetizante 2.1.5).

Para as amostras com  $0^\circ \leq \theta \leq 50^\circ$ , o principal processo é o de movimento das paredes de  $180^\circ$ . A intensidade do campo aplicado onde ocorre o aumento repentino de  $\Omega_2$  é tanto menor quanto maior for o ângulo  $\theta$ , enquanto a fração de  $\Omega_2$  segue uma relação inversa. As amostras com  $60^\circ \leq \theta \leq 90^\circ$  possuem uma fração maior de  $\Omega_2$ , mesmo a campos nulos. A intensidade do campo necessário para produzir o máximo em  $\Omega_2$  é reduzido à medida em que  $\theta$  é aumentado de  $60^\circ$  para  $90^\circ$ .

O tema magnetoimpedância ganhou notoriedade pela amplitude das variações relativas de impedância, além, é claro, da sensibilidade do efeito a campos aplicados. São registradas amplitudes relativas na ordem de 400% e sensibilidades de até 1700%/Oe. Sensibilidade essa muito maior do que as encontradas em qualquer sistema de magnetorresistência gigante (GMR). Por outro lado, como foi descrito até aqui, os espectros em frequência da impedância trazem informações relevantes sobre a dinâmica das paredes de domínio.

Todas as variações na estrutura de domínios descritas acima são refletidas nas duas componentes da permeabilidade transversal efetiva, ou seja, tanto na componente relativa ao movimento dos domínios quanto na componente relativa à rotação dos momentos. Ambos processos são excitados pelo campo magnético associado à corrente de sonda. Isso significa que a distribuição da magnetização e sua evolução podem ser mapeadas tanto pelo espectro em frequência da impedância, quanto pela sua variação com o campo DC aplicado; essas relações foram discutidas na referência [58].

Na faixa de baixas frequências ( $f \leq 10$  kHz) e sem campo magnético aplicado, a corrente é praticamente uniformemente distribuída na seção transversal da amostra. Isso ocorre em função do efeito da profundidade de penetração, ou da relação entre permeabilidade transversal efetiva ( $\mu_{ef}$ ) e frequência da corrente de sonda ( $f$ ). Como consequência, a contribuição de  $\mu_{ef}$  para a MI é uma resultante dos processos que ocorrem sobre toda a seção transversal da amostra. À medida em que a frequência é aumentada, a corrente fica restrita a uma camada superficial definida pela profundidade de penetração ( $\delta_m$ ). Já para frequências maiores ( $f \geq 30$  kHz) a MI será um resultado, principalmente, dos processos de magnetização envolvendo os domínios superficiais da amostra, tendo então uma contribuição significativa dos domínios de fechamento ou dos domínios tipo lança. A Figura 36 representa essa situação para uma amostra com  $\theta = 90^\circ$ .

É de se esperar, portanto, que quando a fração volumétrica  $\Omega_2$  tem seu valor aumentado, conforme descrito acima, a MI medida a frequências mais altas tenha também

alguma variação relativa a essa peculiaridade da magnetização. Quando são colocadas lado a lado, as curvas de magnetização e de MI pode-se avaliar esses processos com mais clareza, como pode ser visto na Figura 37 .

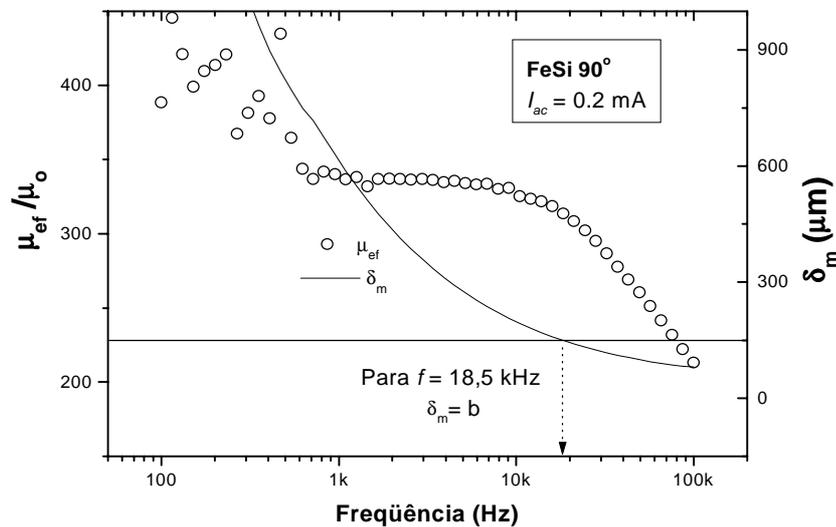


Figura 36. Relação entre a permeabilidade ( $\mu_{ef}$ ) da amostra e a profundidade de penetração ( $\delta_m$ ) da corrente de sonda para uma amostra de FeSi<sub>3%</sub>  $\theta = 90^\circ$ . A linha contínua representa a meia espessura da amostra ( $b$ ).

Da Figura 37 percebe-se que tanto a forma quanto a amplitude da MI são modificadas para diferentes ângulos de corte  $\theta$ . Isso é o resultado do efeito da anisotropia magnetocristalina sobre a  $\mu_{ef}$ . Para as amostras cortadas a 0 e 90° (esta última não mostrada na Figura 37), as curvas de MI apresentam apenas um pico centrado em  $H_{DC} = 0$ . Para as amostras cortadas a ângulos intermediários ( $20^\circ \leq \theta \leq 70^\circ$ ), representados pelas curvas de  $\theta = 30^\circ$  e  $50^\circ$  na Figura 37, aparecem picos laterais. Deve-se observar que os valores de campo onde esses picos ocorrem coincidem com “joelhos” adicionais na curva de magnetização, como indicado pelas linhas verticais tracejadas nas curvas apresentadas na Figura 37.

A interpretação dessas curvas fica mais clara quando o conjunto de amostras é dividido em faixas de ângulos de corte e associadas com os processos de magnetização do FeSi<sub>3%</sub> descritas acima.

(i) **Ângulos baixos ( $\theta \leq 20^\circ$ ):** quando estas amostra são magnetizadas, ocorrem poucas modificações na estrutura de domínios. Em função disso as curvas de MI apresentam um único pico central, além de poucas modificações em sua forma quando a frequência de medida é aumentada. Isso é exemplificado pela amostra com  $\theta = 0^\circ$  nas figuras 37 e 38.

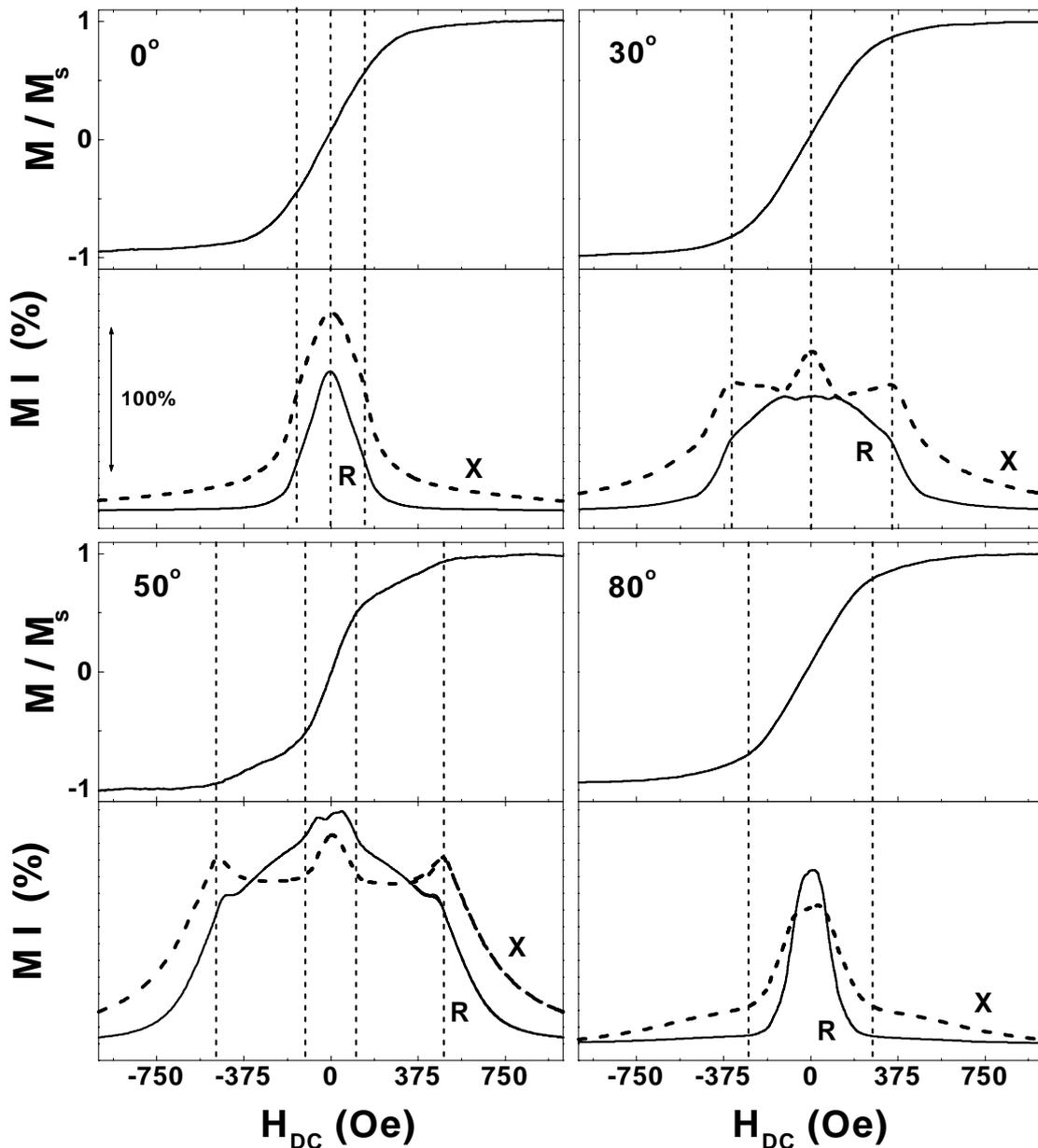


Figura 37. Curvas de magnetização e de MI de algumas amostras de  $\text{FeSi}_{3\%}$ . As medidas de MI foram realizadas com  $f = 100$  kHz e  $I_{ac} = 4$  mA rms.

(ii) **Ângulos intermediários ( $30^\circ \leq \theta \leq 60^\circ$ ):** para as amostras nesta faixa, o crescimento do volume fracionário  $\Omega_2$ , correspondente às etapas (ii) e (iii) da descrição dos processos de magnetização, é maior que na faixa de baixos ângulos. A contribuição desse efeito na  $\mu_{ef}$  pode ser observado pelo crescimento de picos laterais nas curvas de MI a campos e frequências mais altas. A amostra com  $\theta = 50^\circ$  nas figuras 37 e 38 é representativa das amostras nessa região de ângulos de corte.

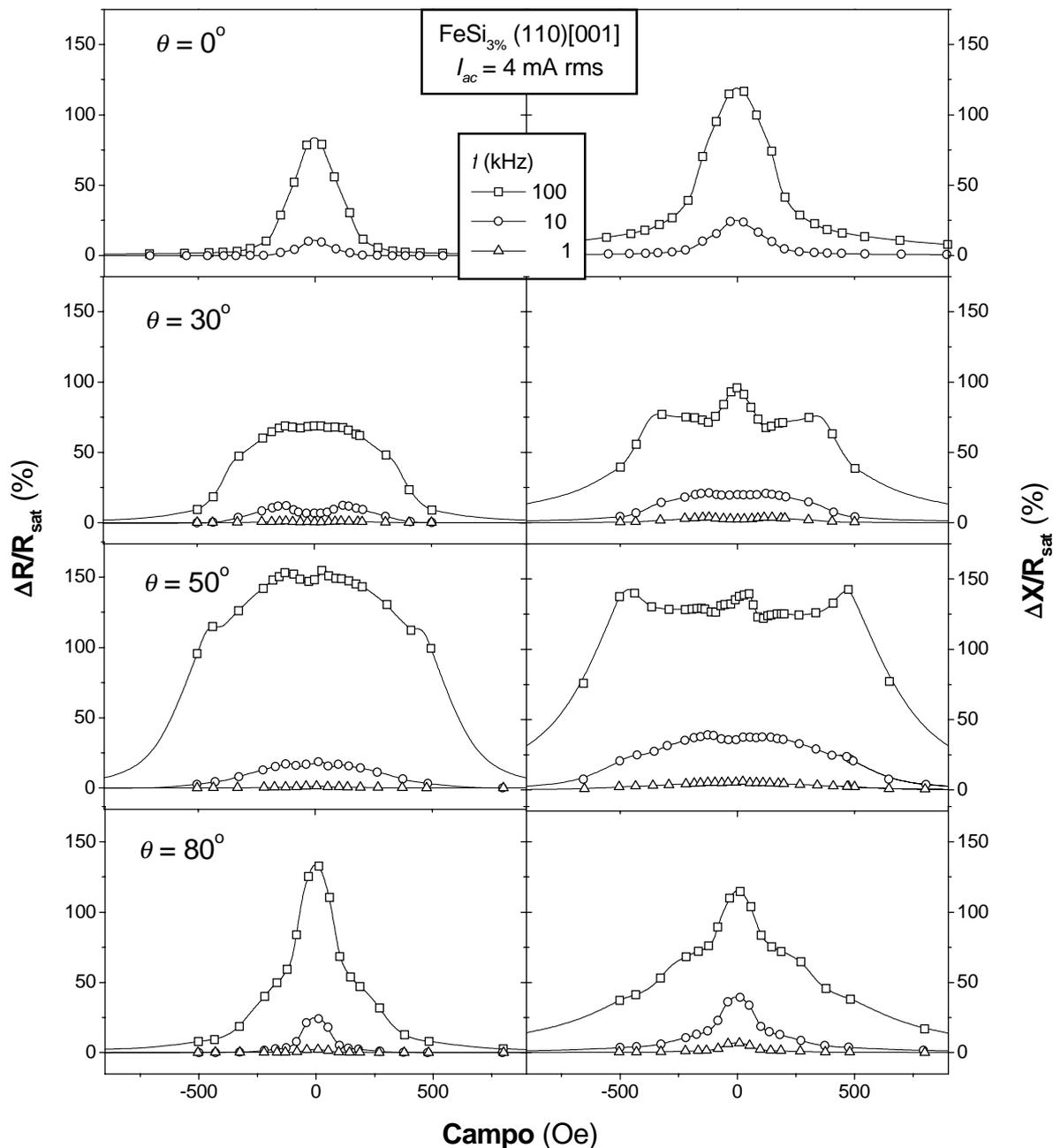


Figura 38. Componentes real (R) e imaginária (X) da MI para algumas amostras de  $\text{FeSi}_{3\%}$ , medidas nas frequências de 1, 10 e 100 kHz e 4 mA rms.

(iii) **Ângulos altos ( $70^\circ \leq \theta \leq 90^\circ$ ):** Aqui o movimento de paredes de  $180^\circ$  é quase inexistente durante a magnetização da amostra. Além disso os estágios (ii) e (iii) da descrição dos processos de magnetização, incluindo o máximo na fração volumétrica  $\Omega_2$ , acontecem mesmo a campos aplicados mais baixos. Estes fatores são responsáveis pela ausência de picos laterais na MI para as amostras nessa faixa como exemplificado pela amostra com  $\theta = 80^\circ$  nas figuras 37 e 38.

O modelamento dos espectros em frequência da permeabilidade permite que se avaliem as contribuições de movimento de paredes e de rotação dos momentos; ambos processos são excitados pela corrente de sonda  $I_{ac}$ . Permite também confirmar a relação entre a MI e os processos de magnetização discutidos acima, além de ampliar o estudo abrangendo a dinâmica de paredes de domínio.

As medidas de  $Z$  vs.  $f$  foram obtidas com o aparato descrito na seção 4.1. Inicialmente são mostradas curvas de impedância medidas a diferentes correntes de sonda. Essas medidas tem o objetivo de limitar a faixa de corrente em que as paredes de domínio podem ser consideradas planas e, dentro desse limite, onde são válidas as aproximações e hipóteses feitas a cerca dos modelos de permeabilidade com base na dinâmica das paredes de domínio.

A Figura 39 apresenta curvas de  $Z(f)$  medidas a diferentes correntes. Dessas medidas fica claro que a corrente de medida tem um papel fundamental para a descrição da MI.

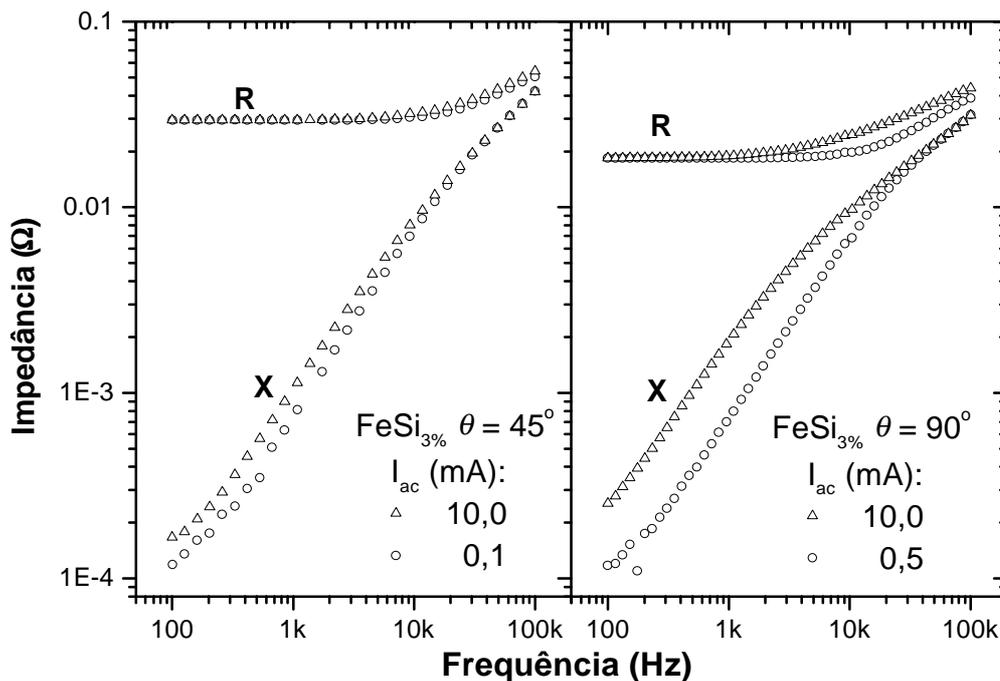


Figura 39. Espectro em frequência da impedância medidas a diferentes correntes em duas amostras de  $\text{FeSi}_{3\%}$ .  $\theta = 45^\circ$  e  $90^\circ$ ,  $H_{DC} = 0$ .

A seguir (Figura 40) são apresentadas curvas de permeabilidade de duas amostras de  $\text{FeSi}_{3\%}$  estudadas. Deve-se observar que, para correntes de sonda inferiores a 1,0 mA, as curvas de permeabilidade recaem sobre os mesmos valores, tanto em termos de amplitude como de frequência de relaxação. Nas medidas com correntes superiores a 2 mA nota-se que a contribuição para a permeabilidade vinda do movimento de paredes é maior, porém a

largura da relaxação, observada em  $\mu''$ , também é maior, não podendo ser ajustada em termos dos modelos descritos na seção 3.2. Ou seja, para o conjunto de amostras de  $\text{FeSi}_{3\%}$  estudadas, 2 mA é o limite superior de corrente em que as paredes de domínio podem ser consideradas planas.

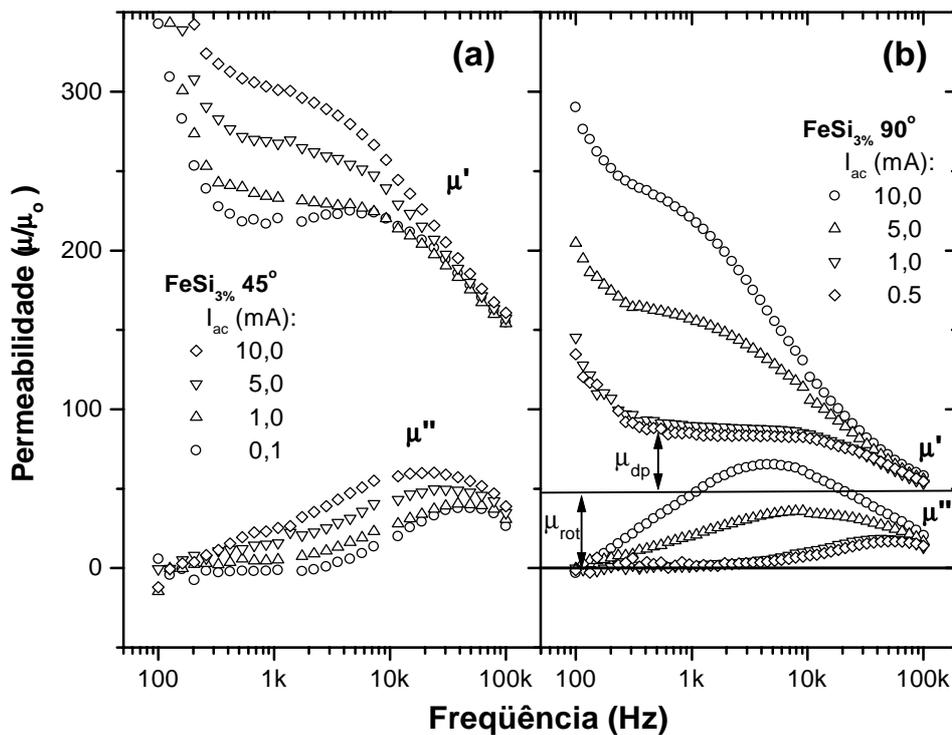


Figura 40. Espectro em frequência da permeabilidade de duas amostras de  $\text{FeSi}_{3\%}$ , extraídas a partir das medidas de permeabilidade. (a)  $\theta = 45^\circ$  e (b)  $\theta = 90^\circ$ , para ambas  $H_{DC} = 0$ .

A Figura 40(b) apresenta também como determinar as componentes da permeabilidade relativas a deslocamento de paredes ( $\mu_{dp}$ ) e rotação dos momentos ( $\mu_{rot}$ ). Esses valores são, na verdade, extraídos ajustando-se a curva de permeabilidade com base no equivalente mecânico do movimento das paredes.

Construindo gráficos do tipo Cole-Cole [60], conforme a Figura 41, percebe-se que a componente da permeabilidade devido à rotação dos momentos sofre pouca ou nenhuma influência no que diz respeito à corrente de sonda. Este fato é verificado pela convergência de todas as curvas do gráfico para o mesmo valor (valor de  $\mu_{rot}$ ). O desvio do formato circular das curvas medidas a correntes maiores que 2 mA também atesta a faixa de validade dos modelos de permeabilidade. Neste gráfico, a largura do semicírculo é igual a componente da permeabilidade devida a movimentos de paredes de domínios.

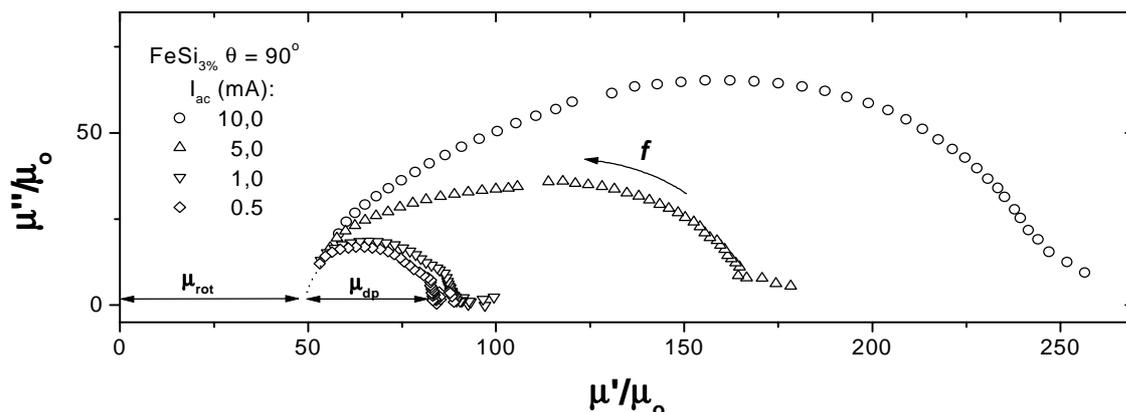


Figura 41. Gráficos tipo Cole-Cole da permeabilidade medida a diferentes correntes da amostra de  $\text{FeSi}_{3\%}$  com  $\theta = 90^\circ$ ,  $H_{DC} = 0$ . A seta na figura indica o sentido de crescimento da frequência de medida.

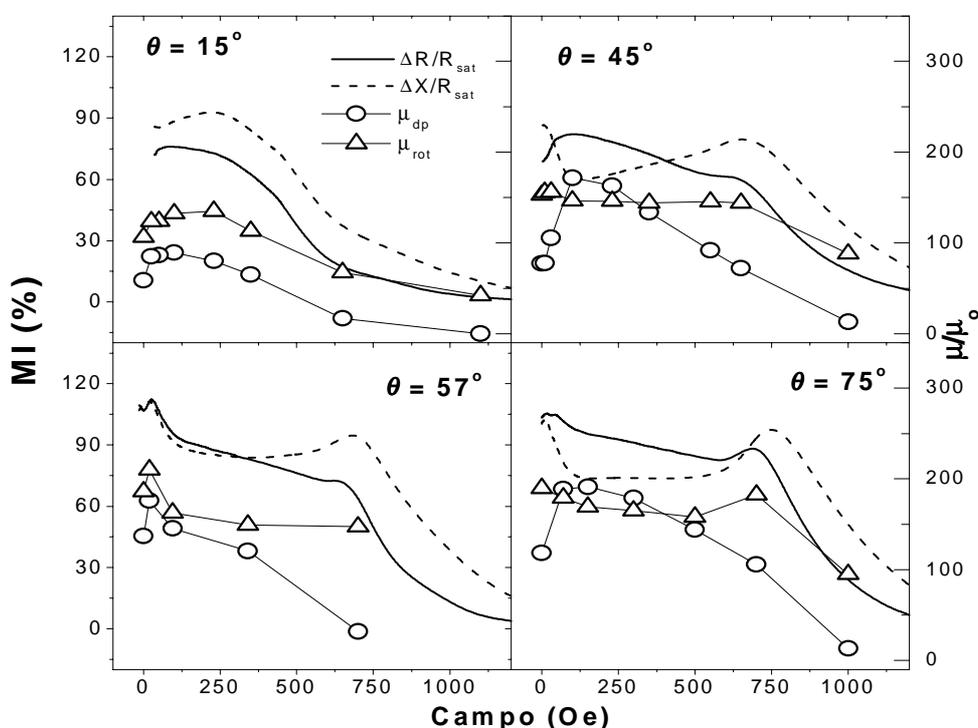


Figura 42. Superposição das curvas de  $MI(H)$  e  $\mu(H)$  para algumas amostras de  $\text{FeSi}_{3\%}$ . As curvas de MI foram feitas com  $I_{ac} = 1 \text{ mA}$  e  $f = 100 \text{ kHz}$ . Os espectros de impedância para a determinação de  $\mu$  com  $I_{ac} = 1 \text{ mA}$ .

Quando colocadas lado a lado a evolução da impedância e das componentes da permeabilidade com o campo, verifica-se um fato que é amplamente aceito na literatura [7,10,17], ou seja, que para frequências mais altas de medida é a componente devido à rotação dos momentos magnéticos quem tem a maior contribuição para o formato das curvas de MI. A Figura 42 mostra essa evolução para as amostras com  $\theta = 15, 45, 55$  e  $75^\circ$ .

Na Figura 38 nota-se que, à medida em que  $f$  aumenta, aparecem picos laterais nas amostras com ângulo de corte acima de  $30^\circ$ . Esses picos são um reflexo da componente de

rotação dos momentos na MI. Na frequência em que foram realizadas as medidas de MI na Figura 42 ( $f = 100$  kHz) a contribuição de deslocamento de paredes é pequena, uma vez que está acima da frequência de relaxação, como se observa na Figura 43. Além disso  $\mu_{dp} < \mu_{rot}$  para campos maiores.

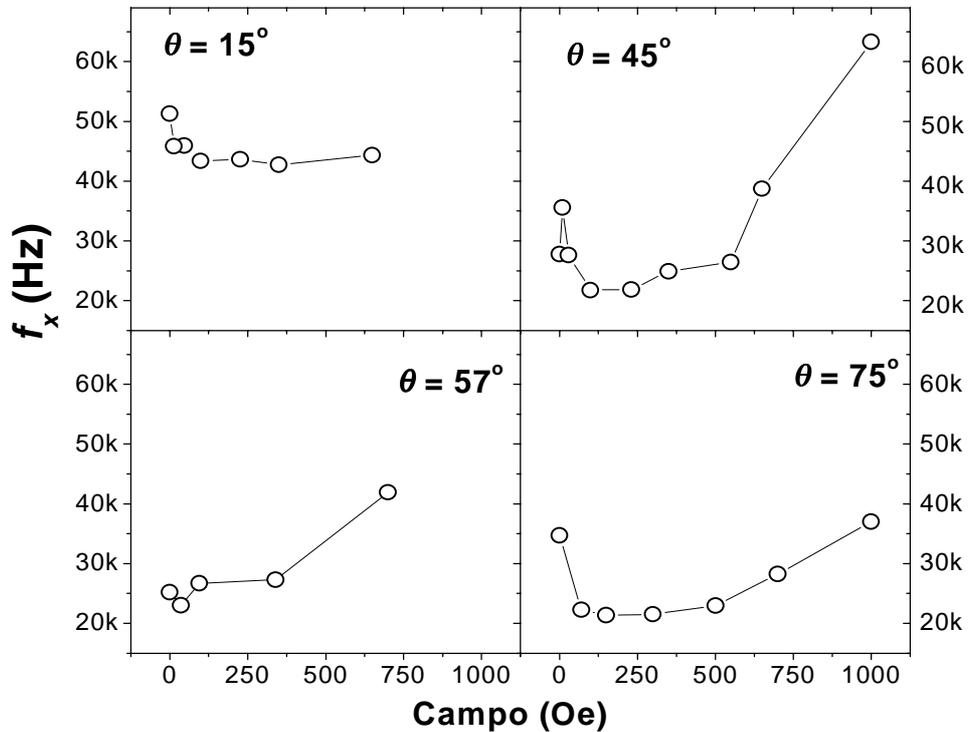


Figura 43. Evolução com o campo magnético da frequência de relaxação das paredes de domínio das amostras apresentadas na Figura 42.

A permeabilidade devido a rotação dos momentos foi tratada na seção 3.4 e será discutida aqui aplicada ao caso do FeSi.

Na equação (104)  $K_1 > 0$  e vale para sistemas cristalinos cúbicos [24]. As amostras de FeSi<sub>3%</sub> estudadas nesse trabalho também possuem uma simetria cúbica, no entanto deve ser lembrado que os domínios de fechamento estão ao longo das direções fáceis orientadas para fora do plano da amostra. Trabalhando-se a geometria do problema com a finalidade de levar em conta os domínios de fechamento, chega-se a uma nova expressão para a susceptibilidade inicial

$$(129) \quad \chi_i = \frac{M_s^2}{2K_1} \left[ \cos^2 \vartheta + 2 \sin^2 \left( \frac{\vartheta}{2} \right) \right].$$

Na equação (129),  $\vartheta = 90 - \theta$ , uma vez que o campo que promove o movimento dos momentos magnéticos é o campo  $H_{ac}$  o qual está sempre perpendicular ao comprimento da amostra.

A Figura 44 mostra a variação angular de  $\mu_{rot}$ , superposto a um ajuste feito com base na equação (129). Observa-se da figura uma concordância relativamente boa entre os dados experimentais obtidos dos ajustes das curvas de permeabilidade e o modelo teórico.

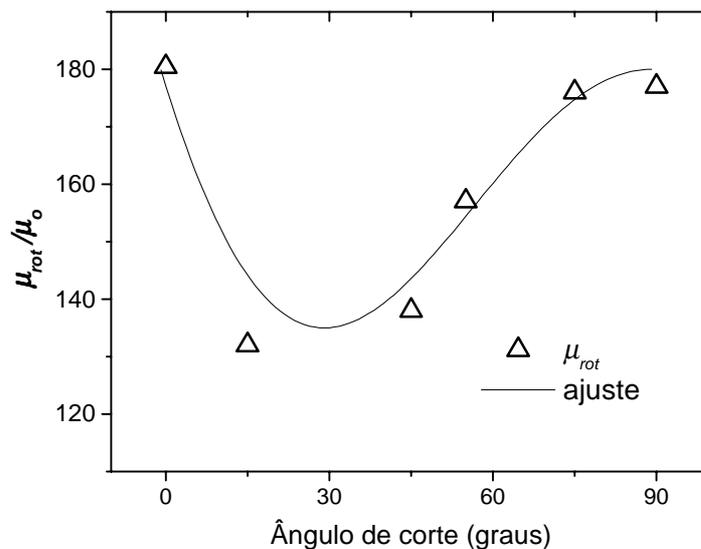


Figura 44. Variação angular da permeabilidade devido a rotação dos momentos. O ajuste (linha contínua) foi feito com base na equação (129).

Informações adicionais sobre a dinâmica das paredes de domínios, quando excitadas pelo campo associado à corrente de sonda, são obtidas após o ajuste das curvas de permeabilidade com os modelos descritos na seção 3.2.

A mobilidade ( $s$ ), a velocidade máxima das paredes ( $v_l$ ) além do parâmetro de atenuação ( $\beta$ ) são quantidades fundamentais quando se deseja estudar, por exemplo, as perdas de energia durante os processos de magnetização. Talvez sejam esses os parâmetros mais importantes do ponto de vista da aplicação de materiais ferromagnéticos em correntes alternadas. No entanto, como já foi colocado anteriormente, a determinação desses parâmetros requer que se conheça a largura dos domínios. Essa largura pode ser determinada utilizando-se algum método óptico, como por exemplo o efeito Kerr ou ainda a técnica coloidal (ou de Bitter). Aqui optou-se por uma terceira via, ou seja, as larguras dos domínios foram determinadas através do modelamento das curvas de permeabilidade (derivadas de medidas de impedância).

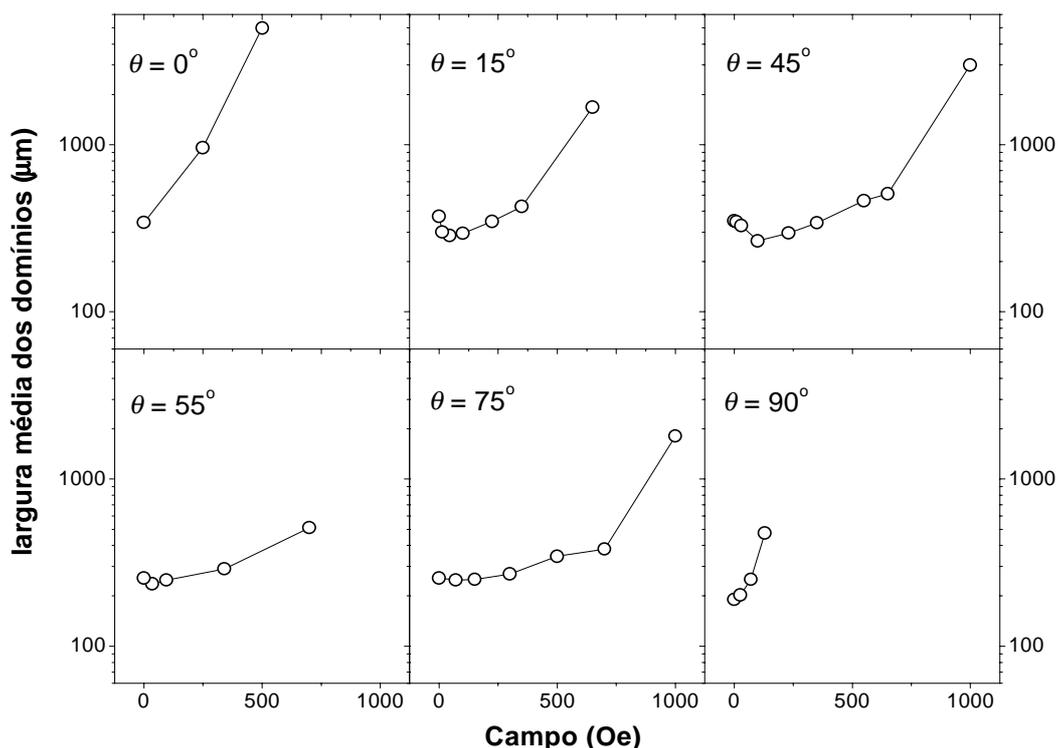


Figura 45. Variação da largura dos domínios de algumas amostras de  $\text{FeSi}_{3\%}$ . Essa determinação foi realizada a partir de ajustes das curvas de permeabilidade com o modelo de Polivanov, descrito na seção 3.2.2.

A Figura 45 apresenta as larguras dos domínios de algumas das amostras de  $\text{FeSi}_{3\%}$  estudadas. A evolução dessa largura com o campo aplicado comprova, uma vez mais os processos de magnetização do material descritos acima. Para a compreensão e entendimento dessa figura deve-se observar que a largura dos domínios “medida” pelo modelo de Polivanov é, na verdade, a média da largura dos domínios do material. A Figura 45 apresenta uma região inicial de campo onde praticamente não existe variação de largura. Isso reflete o fato de que, durante o processo de magnetização, há um alargamento dos domínios melhor orientados com o campo em detrimento daqueles orientados no sentido contrário, ou seja, a largura média dos domínios é praticamente constante. Aumentando-se ainda mais o campo, domínios vizinhos coalescem, aumentando desse modo a largura média dos domínios na amostra. Isso é observado na Figura 45 pelo rápido aumento na largura dos domínios para campos em torno de 500 Oe para  $\theta > 20^\circ$ . Esse campo varia de amostra para amostra devido ao ângulo e ao campo desmagnetizante. Note-se que na amostra com  $\theta = 0^\circ$ , mesmo a campos baixos, já ocorre o aumento na largura média dos domínios. A amostra com  $\theta = 90^\circ$  tem um comportamento, do ponto de vista da largura de domínio, semelhante àquela de  $\theta = 0^\circ$ . Isso ocorre porque o campo está sendo aplicado transversalmente aos domínios principais,

e ao longo dos domínios tipo lança, ou seja, nessa amostra tem-se um crescimento desses domínios já a campos muito baixos.

$\theta$ (graus)	$\mu_{dp}/\mu_o$	$a$ ( $\times 10^{-6}$ m)	$f_x$ (kHz)	$s$ (m/sOe)	$\beta$ (Oe <sup>2</sup> /s/m)	$v_l$ (cm/s)
0	211,8	171	19,8	2,83	11,31	3,55
15	66,7	186	58	2,84	11,27	3,57
45	83,7	175	49	2,83	11,31	3,55
55	155,3	128	35,9	2,82	11,35	3,54
75	118,7	128	47,1	2,83	11,31	3,55
90	202,5	95	45,5	3,46	9,25	4,34

Tabela 1. Resumo dos parâmetros relativos à dinâmica de domínios das amostras de FeSi<sub>3%</sub> estudadas.

A Tabela 1 traz os valores dos parâmetros relativos à dinâmica de paredes de domínios das amostras de FeSi<sub>3%</sub> estudadas. Deve-se notar que há uma consistência interna nos dados, uma vez que, com exceção da amostra com  $\theta = 90^\circ$ , os parâmetros  $s$ ,  $\beta$  e  $v_l$  são praticamente os mesmos para todas as amostras. A mobilidade, por ser o parâmetro mais estudado, pode ser comparada com dados e modelos existentes na literatura.

Num trabalho pioneiro de 1950, Williams e co-autores [33] fizeram estudos sobre a velocidade de propagação de paredes de domínios em monocristais de FeSi<sub>4%</sub> usando técnicas de fluxometria. Eles determinaram, entre outras quantidades, a mobilidades das paredes de domínio desse material como sendo 4 m/sOe. Já Bishop e co-autores [61] realizaram estudos sobre domínios magnéticos usando espectros de permeabilidade. Dos seus dados pode-se determinar a mobilidade do FeSi<sub>3%</sub> como sendo  $s = 5,15$  m/sOe. Suas amostras tinham uma espessura de 47  $\mu\text{m}$ . Isso explica em parte a discrepância entre esse valor e o obtido neste trabalho pois, como mostra a Figura 7, a mobilidade de um material cai à medida em que sua espessura é aumentada (as amostras aqui estudadas têm espessura de 300 $\mu\text{m}$ ).

Do ponto de vista de física básica, a determinação da energia de parede de domínio ( $\Sigma$ ) talvez seja a quantidade mais importante, uma vez que ela permite testar modelos que descrevem uma particular estrutura de domínios além de tornar possível a obtenção da constante de troca efetiva de Heisenberg ( $A$ ). A seção 4.4.5 mostra o método para se obter a energia de parede a partir do conhecimento da corrente crítica e da  $\mu_{dp}$  dentro do equivalente mecânico do movimento das paredes.

Conforme mostra a Tabela 2 o valor de  $\Sigma$  aqui obtido concorda relativamente bem com dados experimentais encontrados na literatura.

Referência	Técnica	$\Sigma$ (erg/cm <sup>2</sup> )	A ( $\times 10^{-6}$ erg/cm)	$\Delta_0$ (nm)
<b>Este trabalho</b>	<b>Impedanciometria</b>	<b>1,70 (<math>\pm 0,33</math>)</b>	<b>1,65 (<math>\pm 0,55</math>)</b>	<b>24,7 (<math>\pm 0,42</math>)</b>
Williams [33] (monocristal de FeSi <sub>4%</sub> )	Fluxometria	2	2,52	30
Kittel [40] (FeSi <sub>3,85%</sub> )	Modelo com base nas constantes K e A, cf. Eq. (26)	1,4	1,7	20
Aléonard [53]	Observação do deslocamento da parede	1,48	1,48	24,6

Tabela 2. Comparação entre energia de parede de domínio ( $\Sigma$ ) e constante de troca (A) e largura de parede do FeSi<sub>3%</sub> obtida por diferentes técnicas.

Os valores de  $\Sigma$  e A referentes a este trabalho são a média dos valores obtidos para as amostras cortadas a diferentes ângulos de corte. A constante de troca (A) foi calculada com base na equação (26) da descrição da dinâmica das paredes na seção 2.2.3.

A largura  $\Delta_0$  da parede de domínio, conforme discutido na seção 2.2.3, refere-se à parede em repouso. Quando em movimento, a parede sofre uma redução na espessura. Através da velocidade de Walker (equação (35)) pode-se determinar essa redução, ou seja, quando a parede estiver se deslocando na velocidade  $v_l$  a espessura da parede será  $\Delta_{ef} = 2$  nm. Isso representa uma redução na espessura em torno de 90% com relação a parede em repouso. Essa redução está esquematizada na Figura 46(a).

A Figura 46(b) representa o perfil da parede quando aplicada uma corrente de determinada frequência. Percebe-se uma distorção adicional na parede apenas quando a frequência aplicada é superior àquela de relaxação (em torno de 40 kHz para o FeSi<sub>3%</sub>).

O deslocamento lateral da parede de domínio quando da aplicação da corrente de sonda, representado na Figura 46(b), foi calculado através da expressão (92) que estabelece

uma linearidade entre o deslocamento e o campo  $H_{ac}$ . Esse campo  $ac$  foi calculado levando em conta o efeito da profundidade de penetração descrito pelas equações (71) e (75).

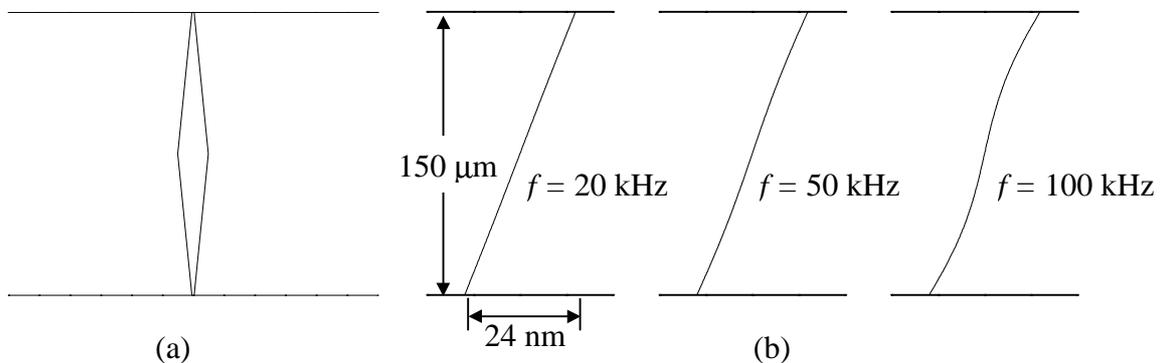


Figura 46. (a) Variação da largura da parede de um domínio quando em movimento na sua velocidade limite  $v_l$ . A região central da parede tem largura  $\Delta_0$  e as extremidades  $\Delta_e$ . (b) Perfil central da parede de domínio para algumas frequências da corrente de sonda. Em (a) e (b) as linhas horizontais representam as superfícies da amostra. Para melhor visualização as escalas vertical e horizontais não são as mesmas.

Como indicado na Figura 46(b), o deslocamento lateral é muito menor do que a largura do domínio, ou seja, neste caso são válidas as aproximações utilizadas no que diz respeito à parede plana e oscilações de pequena amplitude no equivalente mecânico para o movimento da parede.

## 5.2 FITAS AMORFAS - $\text{Fe}_{73.5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{16.5}\text{B}_6$ (FINEMET B6).

A necessidade de se produzir materiais com perdas cada vez mais baixas foi o principal elemento motivador para o estudo e desenvolvimento das ligas amorfas. Segue-se a isso o rápido desenvolvimento da eletrônica, o que exigiu que os materiais magnéticos operassem em frequências cada vez mais altas, mantendo um nível mínimo de perdas magnéticas.

Uma liga amorfa, também chamada de vidro metálico, é obtida principalmente pelo método do congelamento ultra-rápido de uma liga fundente (“*melt-spinning*”), preservando em parte a estrutura amorfa da fase líquida. Dizer que um material é amorfo significa dizer que este sólido não tem uma estrutura atômica periódica, ou ordem estrutural de longo alcance.

A formação de um material amorfo pode ocorrer em praticamente qualquer sistema desde que ele seja resfriado suficientemente rápido [62]. Isto porque a cristalização de um líquido é um processo cinético que envolve a nucleação de um embrião cristalino e o seu posterior crescimento. Se a taxa de resfriamento for alta o suficiente, um líquido pode ser

congelado antes que todo o material seja cristalizado. A taxa de resfriamento mínima para isso é determinada, basicamente, pela diferença na viscosidade apresentada pelo material nas fases líquida e sólida, além da forte dependência da viscosidade com a temperatura.

A entropia de um material amorfo é maior que a do material cristalino. Contudo, desde que as energias estejam pelo menos localmente minimizadas, a entropia é muito menor do que o da fase líquida. Isso caracteriza a fase amorfa como sendo meta-estável. Fornecendo energia para esse sistema, por exemplo, através da elevação da temperatura, os átomos ganham uma certa mobilidade podendo o sistema evoluir para um amorfo de maior estabilidade (processo de relaxação estrutural) ou mesmo ocorrer um processo de cristalização da liga.

A ausência de ordem estrutural de longo alcance dá aos materiais amorfos um caráter isotrópico, o que vai explicar, em parte, a facilidade de magnetização dessas ligas. Por outro lado, a ausência de anisotropia magnetocristalina em conjunto com o relativamente pequeno número de defeitos que possam aprisionar as paredes de domínio, são os principais responsáveis pelas características magnéticas macias dos materiais amorfos.

Ainda que o material amorfo seja macroscopicamente isotrópico, localmente ele não o é, como indicado pela presença das tensões internas. Portanto, o momento magnético local experimenta uma anisotropia, também localizada, devido ao gradiente de campo elétrico, similar ao campo cristalino nos sólidos cristalinos. Esse gradiente de campo varia em magnitude e direção em cada ponto do amorfo, fazendo com que a direção do eixo fácil seja quase que randomicamente distribuída. Por outro lado, a magnitude desta energia de anisotropia tem uma distribuição relativamente estreita [62].

Se os materiais amorfos fossem realmente isotrópicos não haveria uma direção de fácil magnetização e a energia de anisotropia seria nula. Porém, quando se obtém a curva de magnetização de um material amorfo, observa-se que existe uma dependência desta curva com a direção de medida, mesmo levando-se em conta efeitos de forma. Assim, ao aplicar-se um campo magnético em um material magnético amorfo, uma fração volumétrica da magnetização local que não está alinhada com o campo contribui para a anisotropia macroscópica do material. Isto permite que se defina uma constante de anisotropia uniaxial para o magneto amorfo.

Além dessa contribuição espontânea para a anisotropia, observa-se que defeitos acumulados ao longo do material caracterizam tensões internas que, através da magnetostricção, geram um termo de anisotropia magnetoelástica no sistema. Esses defeitos são produzidos durante o processo de fabricação das amostras.

Esses dois termos de energia (anisotropia espontânea e magnetoelástica) somada com o efeito de forma, definem a configuração e distribuição de domínios ao longo do material. O papel das diferentes anisotropias fica claro se suas magnitudes forem comparadas. Kronmüller [63] apresenta essa comparação para amostras de  $\text{Fe}_{80}\text{B}_{20}$ , como segue:

$$W_d = 4 \times 10^6 \text{ erg/cm}^3$$

$$W_{el} = 6 \times 10^4 \text{ erg/cm}^3$$

$$W_p = 6 \times 10^2 \text{ erg/cm}^3$$

Colocado dessa forma, percebe-se que o principal item para a redução da energia livre é o termo desmagnetizante ( $W_d$ ), o qual é reduzido através de um arranjo dos momentos magnéticos de forma a evitar o aparecimento de pólos livres tanto no volume do material quanto em suas superfícies. A minimização do termo magnetoelástico ( $W_{el}$ ) é obtida pela orientação da magnetização espontânea com o eixo fácil.  $W_p$ , a energia de parede é uma medida da dificuldade de formação de paredes de domínios.

Se a direção fácil magnetoelástica estiver no plano da fita, os campos desmagnetizantes serão pequenos, sendo esperados domínios relativamente longos, separados por paredes de  $180^\circ$ . Por outro lado, quando o eixo fácil for normal à fita, os efeitos desmagnetizantes começam a ser importantes, sendo necessário estruturas de domínio mais estreitas a fim de reduzir a energia livre. Neste caso são formados os domínios de fechamento de fluxo [63,64].

As ligas com base no Fe e Si estudadas nesta tese, em geral, formam pequenos cristalitos de Fe após tratamentos térmicos, atingindo tamanhos ótimos (da ordem de 10 nanômetros) no que diz respeito ao campo coercitivo [65]. Os tratamentos térmicos permitem uma adequação do material à aplicação para a qual ele é destinado. Em geral, ligas com tamanhos de grão cristalizados na ordem de nanômetros, distribuídos homoganeamente em uma matriz amorfa, apresentam as melhores propriedades magnéticas no que diz respeito a perdas, magnetização de saturação, permeabilidade, campos coercitivos e magnetostricção. Estas ligas parcialmente cristalizadas são chamadas comercialmente de FINEMET.

### 5.2.1 FINEMET B6 TRATADO TÉRMICAMENTE .

A liga FINEMET estudada nesta tese tem o precursor amorfo com a seguinte composição nominal:  $\text{Fe}_{73.5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{16.5}\text{B}_6$ . Essa amostra, na forma de fita com 2,5 mm de largura e 25  $\mu\text{m}$  de espessura, foi fabricada através da técnica de resfriamento rápido (“*melt-*

*spinning*”) no Intitut für Experimentalphysik, em Viena, Áustria. O comprimento inicial dessas amostras, cortadas da longa fita produzida foi de 70 mm.

As primeiras amostras de materiais nanocristalizados foram desenvolvidas no Japão, em 1988, por Yoshizawa *et al.* [65]. Nesse trabalho foi verificada uma substancial melhora nas propriedades magnéticas, que foram atribuídas ao crescimento e segregação de pequenos grãos de FeSi (da ordem de 15 a 25 nm) numa matriz amorfa após tratamentos térmicos. Por esta razão estas amostras são chamadas de nanocristalinas.

A principal finalidade, portanto, de se fazer tratamentos térmicos nestas amostras de material amorfo é, além de promover uma relaxação estrutural, induzir o crescimento dos cristalitos de Fe na matriz amorfa. Espera-se com isso melhorar as propriedades magnéticas no que diz respeito ao campo coercitivo ( $H_c$ ), permeabilidade e magnetização de saturação, além de manter estas características mesmo quando o material for sujeito a campos alternados de frequências altas.

Os tratamentos térmicos nas amostras aqui estudadas foram realizados no Laboratório de Magnetismo e Materiais Magnéticos (LMMM) da UFSM, Santa Maria. O forno utilizado tem seu elemento aquecedor formado por uma lâmpada halógena capaz de aquecer praticamente de maneira uniforme, por radiação, a superfície do porta amostras de 70×30 mm<sup>2</sup>. Durante o tempo do tratamento térmico (1 h) a pressão no interior do forno foi mantida em torno de 10<sup>-6</sup> Torr para evitar possíveis riscos de oxidação.

A magnetização de saturação das amostras foi determinada com um magnetômetro de amostra vibrante. As curvas de magnetização foram obtidas com o uso de um fluxímetro, ambos operando no LMMM, Santa Maria.

Resistividade e magnetostricção de saturação foram determinadas pelo autor no Laboratório de Resistividade do IFUFRGS em Porto Alegre. A resistividade ( $\rho$ ) pelo método de 4-pontas, e a magnetostricção de saturação ( $\lambda_s$ ) através do método SAMR [43] (rotação da magnetização por pequenos ângulos) descrito na seção 4.2. Um resumo destas propriedades está listado na Tabela 3, abaixo.

Na Tabela 3 deve-se notar que  $M_s$  mantém seu valor em torno de 0,91 T para as diferentes temperaturas de tratamento, mas  $\lambda_s$  e  $\rho$  apresentam variação substancial. Enquanto  $\lambda_s$  tem seu sinal invertido para temperatura de recozimento superior a 480 °C, a resistividade à temperatura ambiente tem seu valor máximo nessa temperatura de recozimento, conforme mostra a Figura 47.

$T_A$ (°C)	$M_s$ (T)	$\lambda_s$ ( $10^{-6}$ )	$\rho$ ( $\mu\Omega\text{cm}$ )
CF	0,943	37,7	204
100	0,869	33,1	206
480	0,935	2,8	228
580	0,906	-1,4	180

Tabela 3. Propriedades físicas das amostras de FINEMET B6.  $T_A$  é a temperatura do tratamento térmico e CF refere-se a amostra como feita.  $M_s$  é a magnetização de saturação,  $\lambda_s$  a magnetostricção de saturação e  $\rho$  a resistividade da amostra.

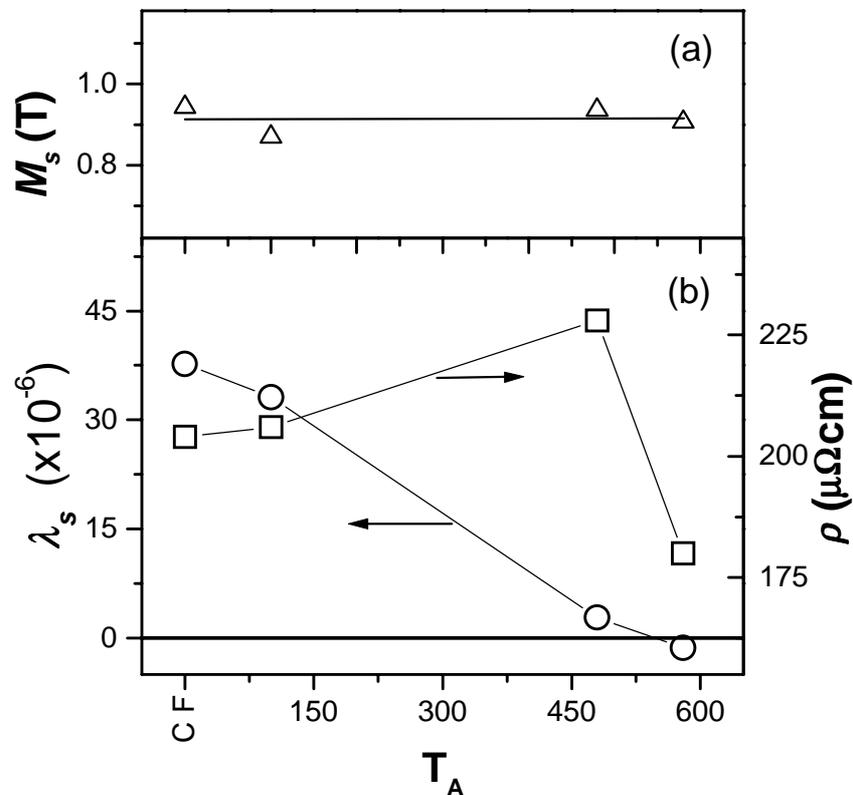


Figura 47. Evolução de  $M_s$  (a),  $\lambda_s$  e  $\rho$  (b) com a temperatura de tratamento térmico. Em (b) os círculos referem-se aos dados de magnetostricção e os quadrados aos de resistividade.

Conforme Yoshizawa [65] estas amostras de FINEMET, quando tratadas termicamente, evoluem de um sistema amorfo para outro nanocristalino com grãos de  $\alpha$ -FeSi imersos em uma matriz amorfa. A magnetostricção será portando uma média ponderada das magnetostricções apresentadas pela fração volumétrica que se mantém amorfa e aquela nanocristalizada [66].

A fração amorfa apresenta um  $\lambda_s \sim 30 \times 10^{-6}$ , conforme a Tabela 3. Já os cristalitos de FeSi tem sua magnetostricção determinada pelo percentual de Si nos grãos, variando de positiva a negativa.

Num estudo sobre estrutura de grãos em ferromagnetos nanocristalinos Herzer [67] determinou para amostras de FINEMET com 9% de B, uma fração de 0,75 da amostra tornava-se nanocristalina com grão de  $\alpha$ -FeSi e 0,25 mantinha-se amorfa. Nessa concentração, 23% de Si nos grãos, a magnetostricção dos cristalitos é da ordem de  $-6 \times 10^{-6}$  [10]. Isto explica os valores e sinais da magnetostricção das amostras tratadas térmicamente.

Com relação às medidas de magnetoimpedância, resumidas na Figura 48, nota-se que o ponto ótimo do recozimento está próximo dos 580 °C conforme Grössinger [68]. Nessa temperatura de recozimento, a variação da impedância com o campo aplicado ( $MI = \Delta Z/Z_{sat} = (Z(H) - Z_{sat})/Z_{sat}$ ) atinge o valor máximo de 142 % quando medido a 2,5 MHz.

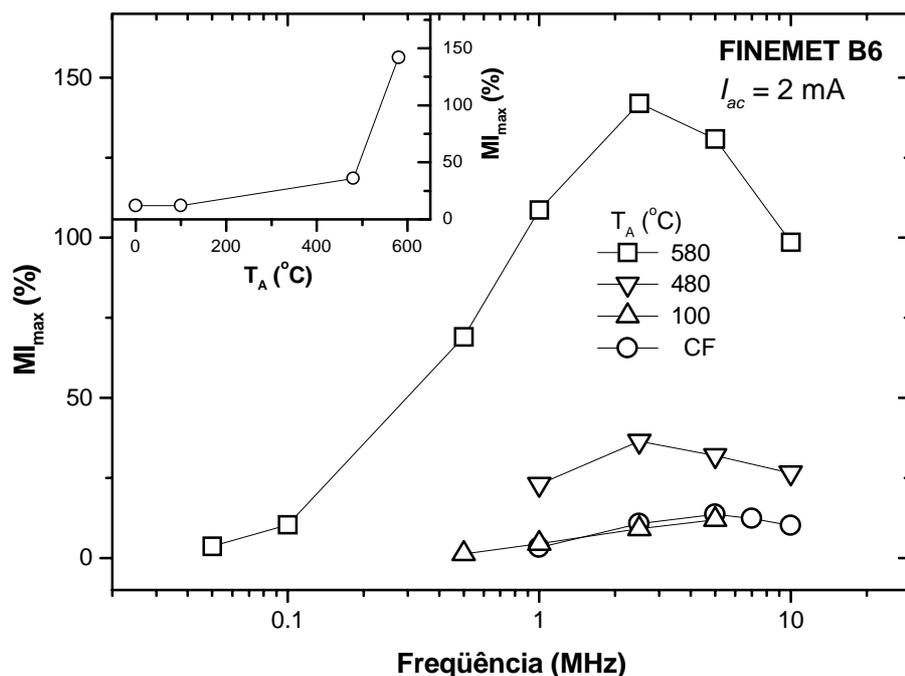


Figura 48. Evolução do valor máximo percentual da magnetoimpedância com a frequência para as amostras de FINEMET B6, como feita (CF) e recozidas por 1h nas temperaturas indicadas na figura. o detalhe indica a evolução do máximo da Magnetoimpedância com a temperatura de recozimento.

Esse fato reflete o grande aumento na permeabilidade efetiva da amostra com a temperatura do tratamento térmico como indicado pela expressão (130) [69, 71].

$$(130) \quad Z \propto \sqrt{f \cdot \mu(f, H_{DC})}$$

Esta expressão apresenta uma primeira aproximação para a variação da impedância com o campo DC e a frequência, justificando então a grande modificação da  $MI_{\max}$  como sendo efeito da variação da permeabilidade do material com o tratamento térmico. O detalhe na Figura 48 mostra a evolução do valor máximo da MI com a temperatura do recozimento.

A Figura 49 apresenta a variação da impedância com o campo aplicado, comparando as amostras como feita, Figura 49(a), e recozida a 580 °C, Figura 49(b). Além da escala das duas figuras serem diferentes, deve-se notar também a forma como evolui a impedância em uma e outra amostra. Na amostra como feita o pico de impedância em  $H \sim 0$  é relativamente mais largo que para a amostra recozida a 580 °C. Por outro lado o desdobramento em dois picos da MI ocorre para frequências maiores na amostra como feita.

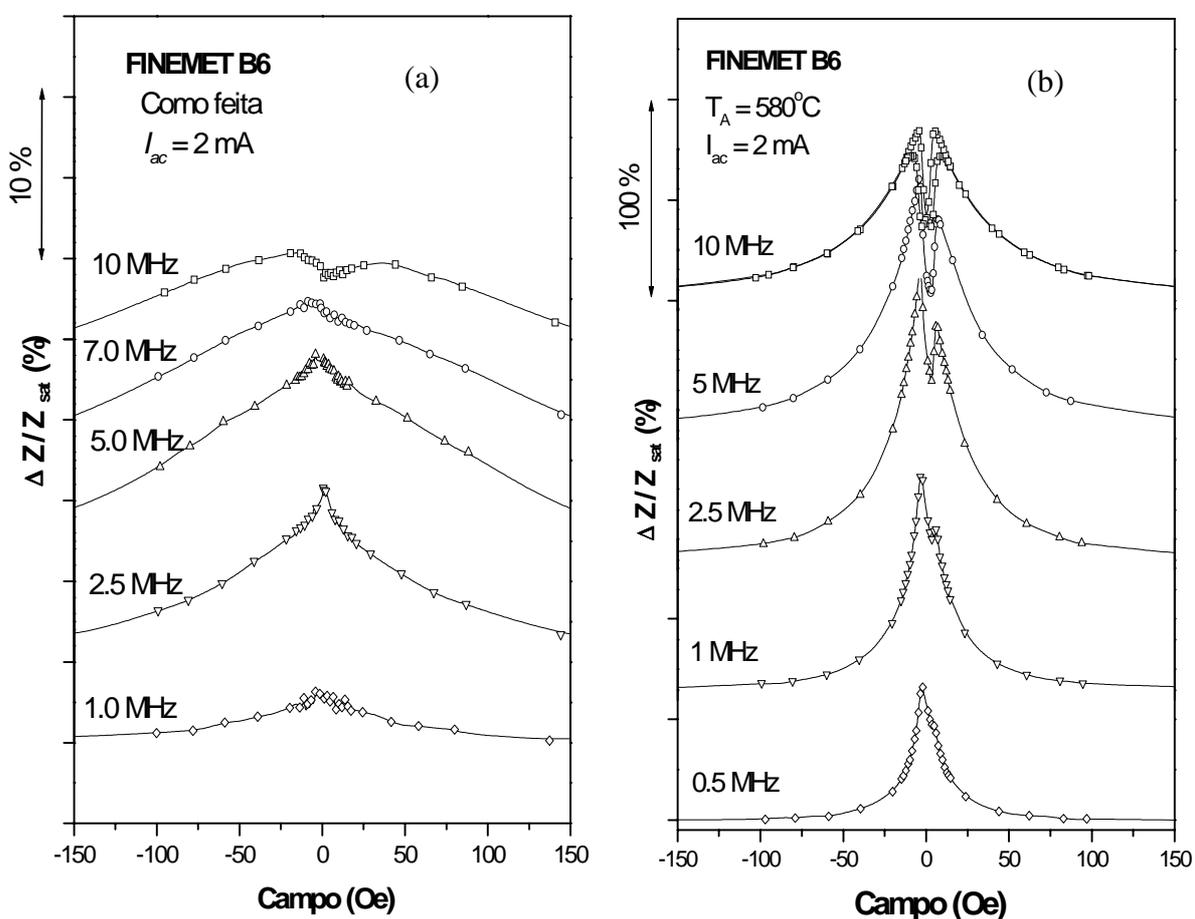


Figura 49. Magnetoimpedância da amostra como feita (a) e recozida a 580 °C (b). Note-se a diferença na escala vertical de 10% em (a) para 100% em (b).

Geralmente, este desdobramento é atribuído à relaxação no movimento das paredes de domínio quando excitados pelo campo associado à corrente de sonda (por exemplo refs.[70, 72]). Isso indica (e será confirmado mais adiante) que, apesar da permeabilidade ser maior para a amostra recozida, a frequência de relaxação de suas paredes de domínios é

substancialmente menor. Num trabalho de 1997, Atkinson *et al.* [70] atribuem a diferença na largura do pico da MI próximo de  $H_k$  (campo de anisotropia) a uma distribuição na magnitude do valor da constante de anisotropia, ou seja, quanto maior a distribuição em  $H_k$  mais largo será o máximo na MI; além disso há também uma diminuição na amplitude deste máximo.

A Figura 49 fornece indicação também a respeito da anisotropia uniaxial presente nessas amostras. É comumente aceito na literatura [70-75] que a posição dos picos no espectro em campo da impedância (para frequências baixas) ocorre justamente quando  $H_{DC} \sim H_k$ . Comparando-se as duas amostras na Figura 49, CF e 580, verifica-se uma redução no campo de anisotropia, de  $\sim 17$  para  $\sim 4,5$  Oe, respectivamente.

Em se tratando de uma amostra amorfa (ou nanocristalina) a principal contribuição para a anisotropia uniaxial é de origem magnetoelástica. A redução em  $H_K$  corresponde, então, a um alívio das tensões internas armazenadas quando do processo de fabricação, pelo recozimento. Esta redução na anisotropia uniaxial será quantitativamente analisada mais adiante.

A análise qualitativa feita acima, tanto com relação à permeabilidade quanto à anisotropia, é verificada e avaliada quantitativamente após o estudo do espectro em frequência da permeabilidade, conforme a descrição feita na seção 4.4.

A Figura 50 apresenta o espectro da permeabilidade das amostras de FINEMET B6 estudadas. As curvas de impedância originais foram obtidas com o aparato experimental descrito na seção 4.2, com uma corrente de sonda de 2 mA e sem campo DC aplicado. A linha contínua é o ajuste dos dados experimentais com base no equivalente mecânico para o movimento das paredes de domínios, equações (117)(a) e (b).

Chama a atenção nessa figura a diferença na amplitude das permeabilidades apresentadas pelas amostras CF e 100 para as 480 e 580. Estas últimas apresentando um valor de permeabilidade bem superior, tanto a permeabilidade devido ao deslocamento das paredes de domínio como à de rotação dos momentos. Esse fato foi sugerido nesta tese, quando da apresentação dos espectros em campo da impedância e confirmado pela análise aqui apresentada.

Outro aspecto marcante, mostrado pela Figura 50, é a necessidade de se utilizar duas frequências de relaxação para o ajuste da permeabilidade da amostra recozida a 580 °C. Isto indica a existência de duas famílias de domínios, cada uma com sua componente devido ao movimento de suas paredes e a respectiva frequência de relaxação. Pelas características

apresentadas por esses domínios, eles foram denominadas de largos e estreitos, com frequência de relaxação na ordem de dezenas e centenas de kHz, respectivamente.

Num trabalho sobre observação de domínios em amostras de FINEMET B9 tratadas térmicamente, Guo *et al.* [11] verificam a existência dessas duas famílias de domínios, uma com 250  $\mu\text{m}$  de largura em média e outra com aproximadamente 10  $\mu\text{m}$ . Enquanto que a primeira apresenta um padrão regular, com domínios perpendiculares ao comprimento da amostra, a segunda mostra um padrão mais confuso, com domínios em diversas direções. Estes diferentes padrões foram atribuídos a diferenças nos sentidos das tensões internas em cada região – tensão na região dos domínios largos e compressão naquela dos estreitos.

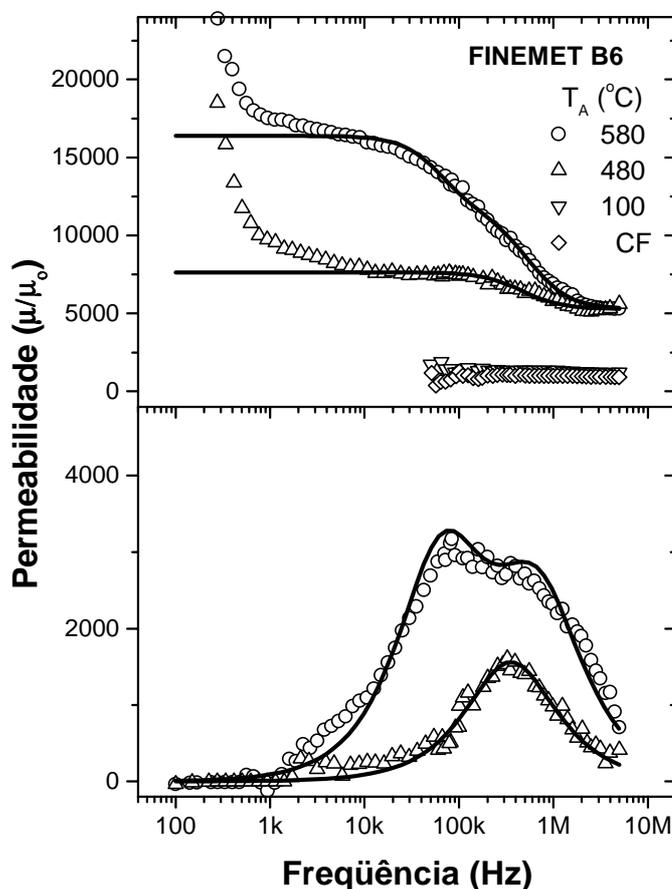


Figura 50. Espectro em frequência da permeabilidade das amostras de FINEMET B6 como feita (CF) e tratadas termicamente nas temperaturas indicadas na figura. (a) representa  $\text{Re}\{\mu\}$  e (b)  $\text{Im}\{\mu\}$ . Os símbolos são os dados experimentais, extraídos das curvas de  $Z(f)$  e a linha cheia o ajuste com base nas equações (117)(a) e (b). A componente imaginária da permeabilidade para as amostras CF e 100 foram omitidas no gráfico pelo fato de apresentarem uma relação sinal ruído pequena em função de a permeabilidade ser muito menor que as amostras 480 e 580.

Na Figura 51 estão representadas as permeabilidade e frequência de relaxação, num comparativo entre as diferentes amostras de FINEMET B6. Os parâmetros relativos aos domínios largos não estão ligados pelas linhas aos demais em função de uma comparação entre a largura dos domínios dessa amostra com as outras. A Figura 52 esclarece essa separação. Ela mostra a evolução da largura média dos domínios, ajustada a partir dos valores de permeabilidade, e usando o modelo de Polivanov para essa determinação. A largura média dos domínios evolui de 134  $\mu\text{m}$  (amostra CF) para 21  $\mu\text{m}$  (família de domínios estreitos da amostra recozida a 580  $^{\circ}\text{C}$ ).

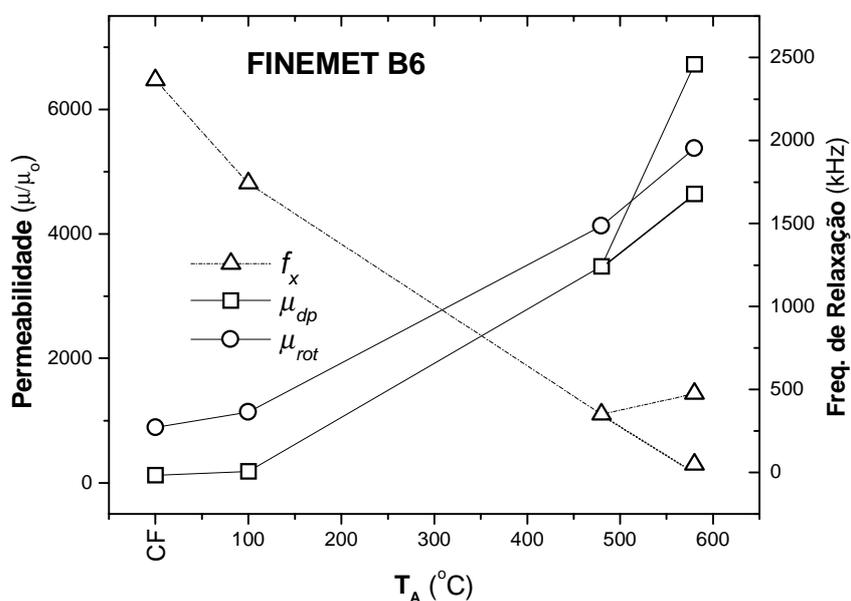


Figura 51. Permeabilidades de parede de domínio e rotacional e frequência de relaxação para as amostras de FINEMET B6, como feita e tratada termicamente. Os parâmetros relativos aos domínios largos não estão ligados com aqueles dos domínios estreitos.

A mobilidade das paredes de domínios, assim como os valores de permeabilidade, apresenta um salto em seu valor médio para a amostra recozida a 580  $^{\circ}\text{C}$ . A Figura 52 apresenta essa evolução. Ela é mais um indicativo das propriedades macias dessa amostra, atribuída à formação dos cristalitos de FeSi. As mobilidades aqui apresentadas não possuem comparação direta na literatura. Medidas de mobilidade realizadas por outros métodos e outras amostras são citadas na Tabela 4 para comparação.

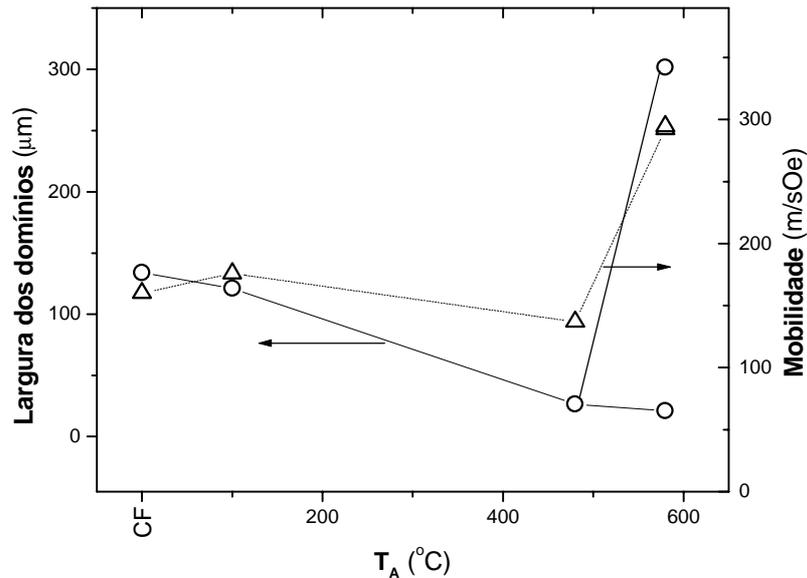


Figura 52. Evolução da mobilidade das paredes dos domínios e sua largura média e com a temperatura do tratamento térmico.

Amostra	Referência	Mobilidade (m/sOe)
FINEMET B6 $T_A = 580$ °C	Este trabalho	300
$\text{Fe}_{81}\text{Be}_{13.5}\text{Si}_{3.5}\text{C}_2$ (fita)	Allia <i>et al.</i> [79]	705
$\text{Fe}_{40}\text{Ni}_{38}\text{Mo}_4\text{B}_{18}$ (fita)	Allia <i>et al.</i> [79]	981
YIG (policristalino)	Guyot <i>et al.</i> [80]	1600
$\text{Fe}_{77.5}\text{Si}_{7.5}\text{B}_{15}$ (fio)	Gibbs <i>et al.</i> [81]	4250

Tabela 4. Comparação entre as mobilidades obtidas nesse trabalho e por outros autores em amostras de materiais macios magneticamente.

Quando são analisados os espectros em frequência da permeabilidade com a aplicação de um campo DC longitudinal à amostra, tem-se uma idéia da variação com o campo das permeabilidades  $\mu_{dp}$  e  $\mu_{rot}$ . Esse estudo foi feito para a amostra recozida a 580 °C e os espectros de permeabilidade mostrados na Figura 53.

No detalhe da Figura 53 vê-se uma curva de magnetoimpedância, com as setas indicando os campos nos quais foram medidos os espectros de permeabilidade.

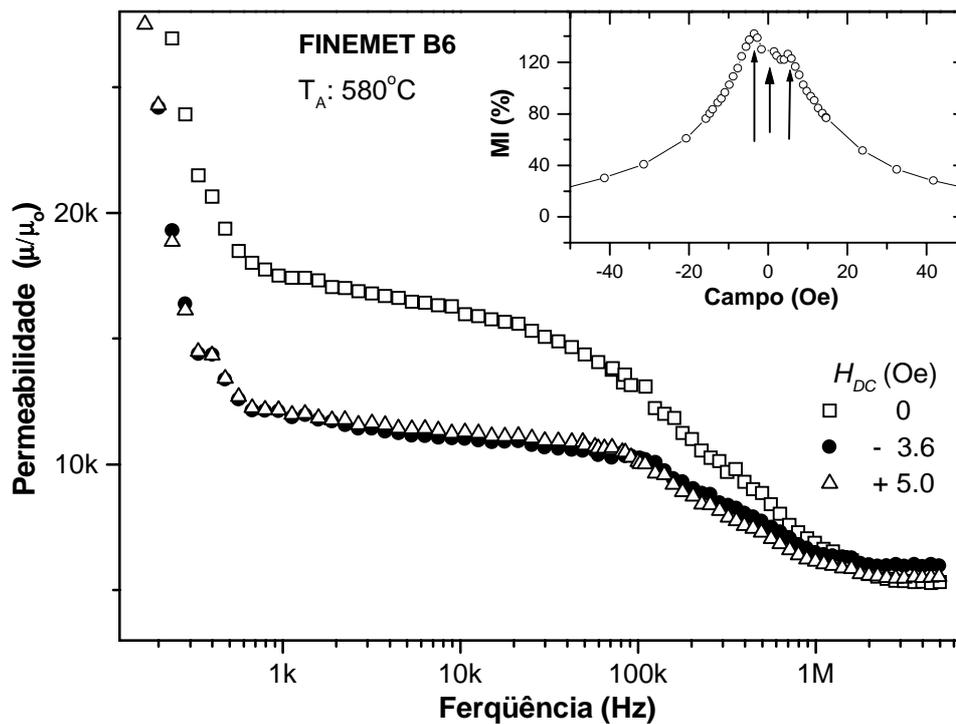


Figura 53. Espectro em frequência da componente real da permeabilidade com diferentes campos aplicados. O detalhe na figura mostra as posições na curva de magnetoimpedância (a 5 MHz) nas quais foram tomadas as de permeabilidade.

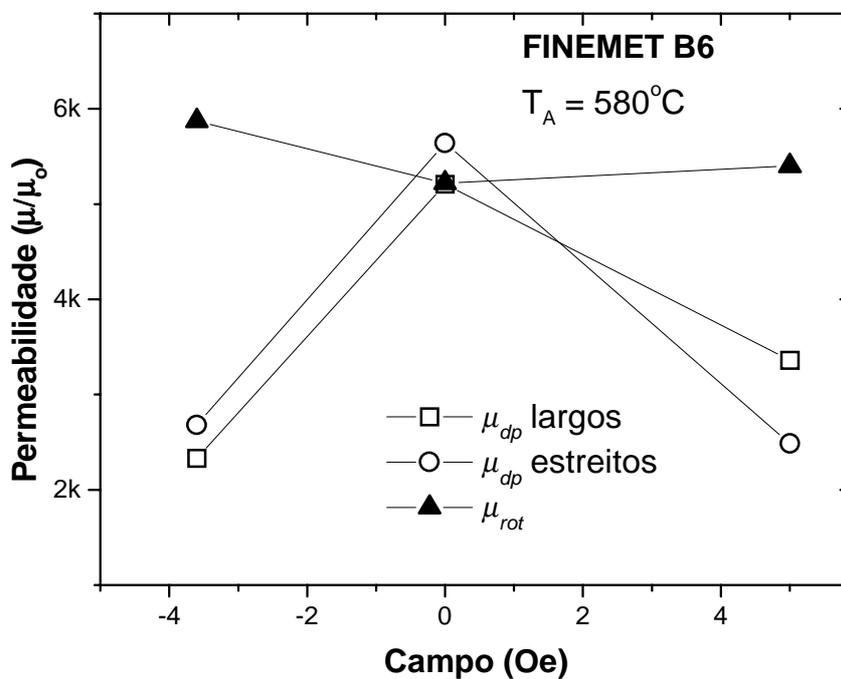


Figura 54. Evolução das componentes da permeabilidade com o campo DC aplicado para a amostra de FINEMET B6 recozida a  $580^\circ\text{C}$ .

À primeira vista fica evidente a grande variação em  $\mu_{dp}$  com a aplicação do campo, ou seja, essa componente da permeabilidade diminui com a aplicação do campo. Por outro lado, percebe-se também que  $\mu_{rot}$  tem um ligeiro aumento com a aplicação do campo externo. Isso é visualizado pelo valor da permeabilidade a frequências altas. Um aumento adicional do módulo do campo DC provocaria uma redução ainda maior em  $\mu_{dp}$  e também em  $\mu_{rot}$ . Com isto pode-se concluir que para  $f < f_x$  a magnetoimpedância é governada pela  $\mu_{dp}$ , enquanto que para  $f > f_x$  é a  $\mu_{rot}$  quem rege seu formato, dando origem á formação dos picos em campos próximos a  $H_k$ . A Figura 54 resume estas conclusões num gráfico das componentes da permeabilidade do FINEMET B6 em função do campo DC aplicado durante a medida do espectro de impedância.

A densidade de energia de parede ( $\Sigma$ ), apresentada na Figura 55, foi determinada conforme descrito na seção 4.4.6. Nota-se que ela é duas ordens de grandeza inferior àquela dos materiais cristalinos descrito em 5.1. A principal origem disto é a baixa anisotropia apresentada pelo material amorfo.

A relaxação das tensões internas com o tratamento térmico está refletido tanto na energia para a formação das paredes ( $\Sigma$ ) como na amplitude da energia de anisotropia, como mostra a redução dos valores de ambas as quantidades quando as amostras são submetidas a temperaturas de tratamento térmico cada vez mais elevadas, até o limite de 580 °C mostrado na Figura 55. A energia de parede da família de domínios largos da amostra recozida a 580 °C (não apresentada na figura) é uma ordem de grandeza menor que aquela dos domínios estreitos mostrada na Figura 55.

A anisotropia uniaxial foi calculada com base na equação (26), considerando a constante de troca como sendo  $A \sim 10^{-6}$  erg/cm conforme Miranda *et al.* [76]. Também com base na equação (26) foi determinada a largura das paredes de domínio em repouso ( $\Delta_o$ ), e esta representada no detalhe da Figura 55. O ponto representado pelo quadrado cheio na Figura 55 serve para fazer comparações com trabalhos de outros autores. Ele se refere aos dados de Yoshizawa *et al.* [78], obtido em uma amostra de FINEMET B9, recozida a 550 °C por uma hora em um campo de 3 kOe.

Considerando-se que, apesar dos cristalitos de FeSi ocuparem uma fração considerável do material, eles estão randomicamente distribuídos na matriz amorfa, a anisotropia magnetocristalina resultante é praticamente nula. Com base nisto, pode-se presumir que energia de anisotropia apresentada pela amostra é de origem inteiramente magnetoelástica e proveniente da fase amorfa.

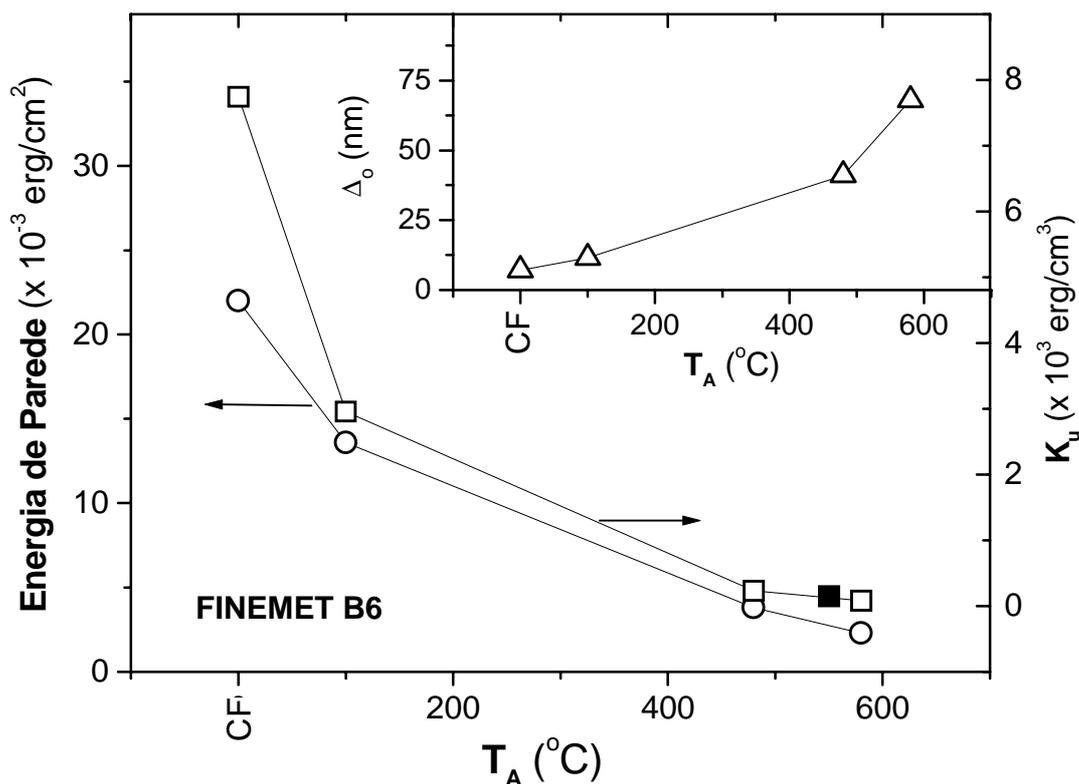


Figura 55. Evolução da energia de parede, da energia de anisotropia uniaxial e a largura das paredes de domínio com a temperatura de tratamento térmico das amostras de FINEMET B6. O quadrado escuro refere-se ao valor de  $K_u$  obtido por Yoshizawa em uma amostra de FINEMET B9 com  $T_A = 550$  °C [78]

Por outro lado, a anisotropia magnetoelástica está relacionada com a tensão ( $\sigma$ ) e a magnetostricção de saturação ( $\lambda_s$ ) por [23,24]

$$(131) \quad K_{me} = \frac{3}{2} \sigma \lambda_s.$$

Esta relação permite que se avalie as tensões internas armazenadas no material quando do processo de fabricação, e após os tratamentos térmicos, determinando quantitativamente a relaxação destas tensões. Este procedimento foi usado também por L. Kraus *et al.*[58] para determinar a tensão interna de um fio de material amorfo. Os dados apresentados na Figura 56 foram calculados com base na magnetostricção da fase amorfa e as anisotropias de cada uma das amostras apresentadas na Figura 55.

A Figura 56 mostra o forte efeito da temperatura do tratamento térmico no que diz respeito a relaxação das tensões internas. Muitas das propriedades magnéticas macias dessas amostras, quando recozidas, são devidas a essa relaxação estrutural, que é o rearranjo atômico promovido pelo calor fornecido à amostra.

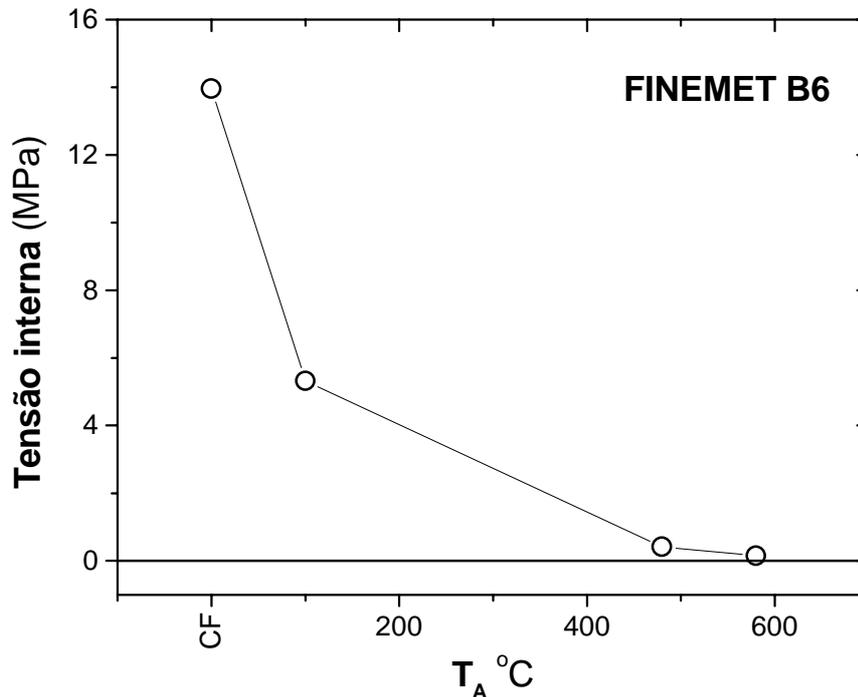


Figura 56. Evolução das tensões internas com a temperatura de tratamento térmico calculadas com base no conhecimento da anisotropia e da equação (131).

### 5.2.2 FINEMET B6 SUJEITO TENSÕES MECÂNICAS APLICADAS.

Assim como o recozimento nos materiais amorfos, a aplicação de uma tensão mecânica modifica fortemente as propriedades apresentadas pelo material. Isto por que os efeitos magnetoelásticos são predominantes.

Um comportamento típico apresentado pelo FINEMET B6 está mostrado na Figura 57, para a amostra recozida a 580 °C. Observa-se da figura uma redução nas permeabilidades, tanto devido ao deslocamento de parede de domínio quanto devido à rotação dos momentos. Por outro lado, as frequências de relaxação das duas famílias de domínios tem seus valores aumentados com a aplicação da tensão.

A família de domínios largos tem pouca variação no que diz respeito à  $\mu_{dp}$  e sua respectiva  $f_x$ . Já os domínios estreitos são bem mais sensíveis à aplicação de tensão mecânica. O leve aumento na largura da família de domínios estreitos (mostrada no detalhe da Figura 57) pode estar relacionado a um alívio na compressão interna dessa região [11]. Essa mesma tensão produz uma diminuição da largura na família dos domínios largos, resultado combinado de um aumento na energia de anisotropia e de parede, como será avaliado a seguir.

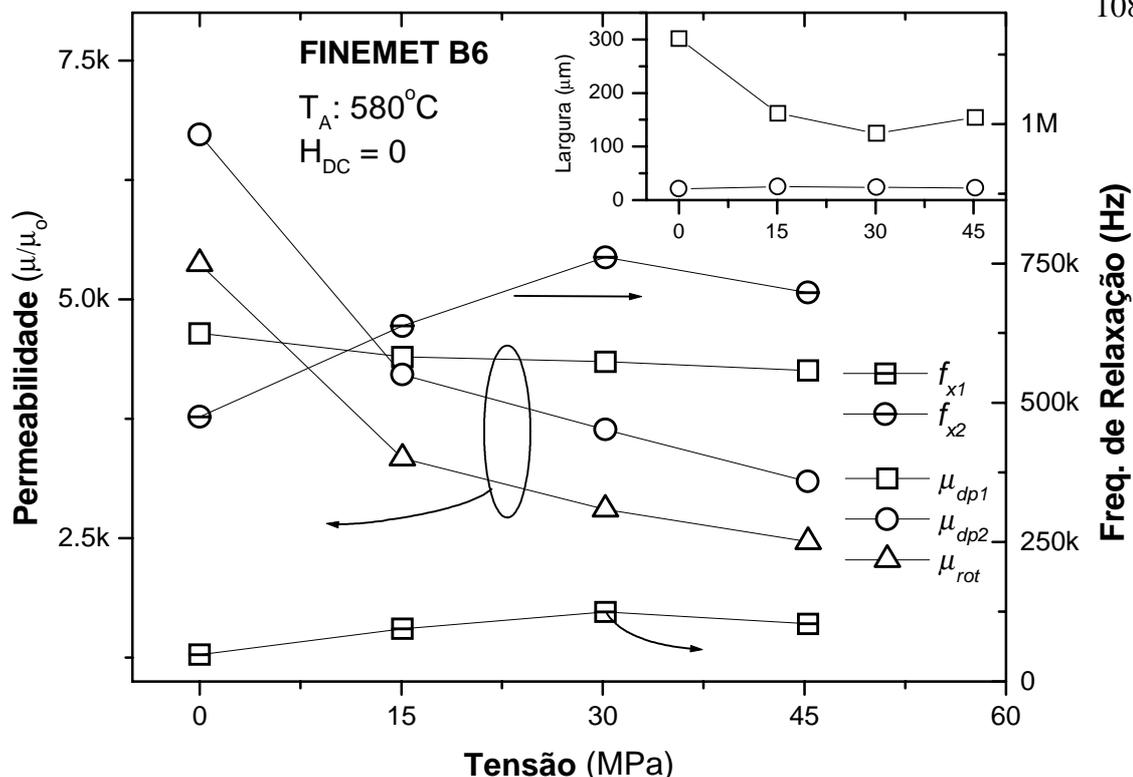


Figura 57. Evolução das propriedades apresentadas pelo FINEMET B6 sujeito a diferentes tensões mecânicas.  $\mu_{dp1}$  refere-se à família de domínios largos, enquanto  $\mu_{dp2}$  refere-se à família de domínios estreitos. O detalhe na figura apresenta a evolução da largura média dos domínios das duas famílias.

Deve-se lembrar que a tensão mecânica induz uma anisotropia adicional nas amostras, sendo ela longitudinal nas amostras com  $\lambda_s > 0$  e transversal naquelas com  $\lambda_s < 0$ .

Um estudo comparativo entre as diferentes amostras submetidas à tensão mecânica pode ser visto na Figura 58, que apresenta a variação da mobilidade das paredes de domínio com a tensão aplicada. A mobilidade, conforme a equação (120), resume as diferentes quantidades inerentes à dinâmica das paredes, ou seja,  $f_x$ ,  $\mu_{dp}$ , e  $a$ .

Neste conjunto de amostras a tensão ficou limitada a 45 MPa pois elas tornam-se muito quebradiças após a nanocrystalização. As amostras CF e recozida a  $100^\circ\text{C}$ , apesar de serem bem mais resistentes à tensão mecânica, têm os movimentos de suas paredes quase completamente atenuados pela indução da anisotropia longitudinal. Devido a este fato, a amostra como feita não consta na Figura 58 e apenas dois pontos representam a amostra 100.

Uma comparação mais direta pode ser feita com relação as amostras recozidas a  $480^\circ\text{C}$  e a  $580^\circ\text{C}$ , pois ambas possuem uma estrutura de grãos nanocrystalinos imersos em uma matriz amorfa. Enquanto que na amostra recozida a  $480^\circ\text{C}$  a mobilidade cai com a indução da tensão longitudinal, ela é praticamente inalterada na amostra recozida a  $580^\circ\text{C}$ . Nesta última, apenas os domínios estreitos tem uma redução na mobilidade para a tensão aplicada mais alta. A redução em  $s$  para a amostra recozida a  $480^\circ\text{C}$ , é um reflexo da redução de

ambos  $\mu_{dp}$  e  $f_x$ , com a tensão aplicada. Já para a amostra recozida a 580 °C, enquanto a  $\mu_{dp}$  tem seu valor reduzido com a aplicação da tensão,  $f_x$  aumenta.

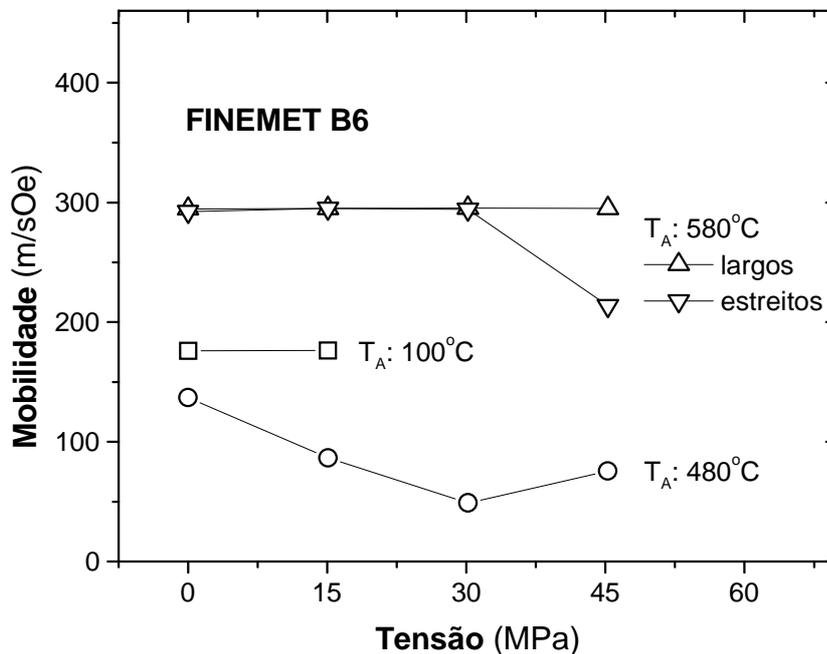


Figura 58. Variação da mobilidade com a tensão mecânica aplicada nas amostras de FINEMET B6 recozidas a 100, 480 e 580 °C.

A variação da mobilidade aqui obtida confirma o resultado de Knobel *et al.* [82], num trabalho em fios amorfos ricos em Co, estudando a redução na mobilidade com aplicação de uma tensão mecânica. No entanto, naquele trabalho, é sugerido que a espessura das paredes de domínio deve diminuir com a aplicação da tensão mecânica. Os dados apresentados na Figura 59 contradizem essa afirmação pois, conforme o sinal de  $\lambda_s$ , há um aumento (para  $\lambda_s > 0$ ) ou redução (para  $\lambda_s < 0$ ) na espessura das paredes de domínio.

Como de acordo com a equação (26) a espessura da parede e sua energia estão relacionadas, a evolução na espessura da parede de domínio é um reflexo da energia de parede, quantificada na Figura 60. Nesta figura observa-se que, se a espessura da parede diminuiu (caso de amostras com  $\lambda_s < 0$ ), foi por causa de um aumento na energia para sua formação e vice-versa.

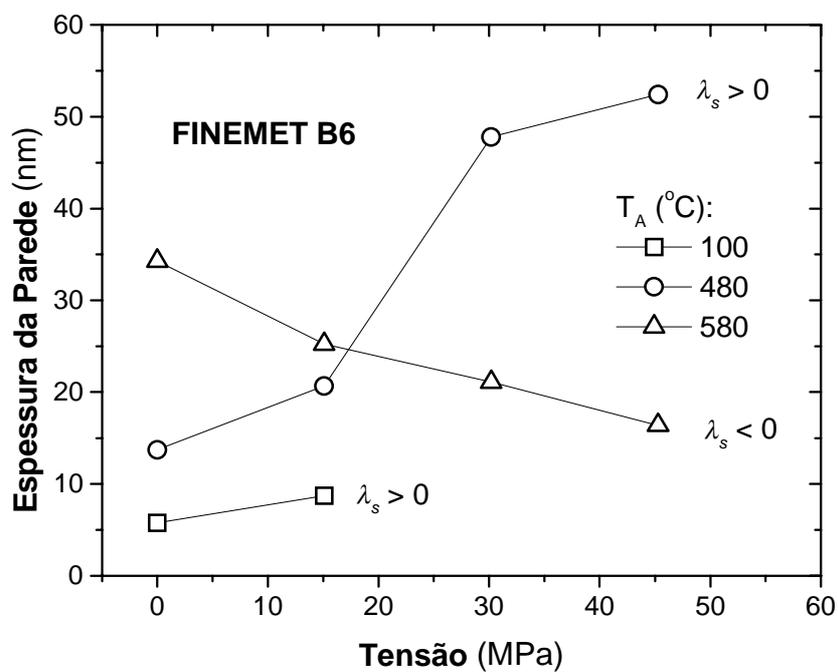


Figura 59. Evolução da espessura das paredes de domínio com a tensão mecânica aplicada para as amostras de FINEMET recozidas a 100, 480 e 580 °C.

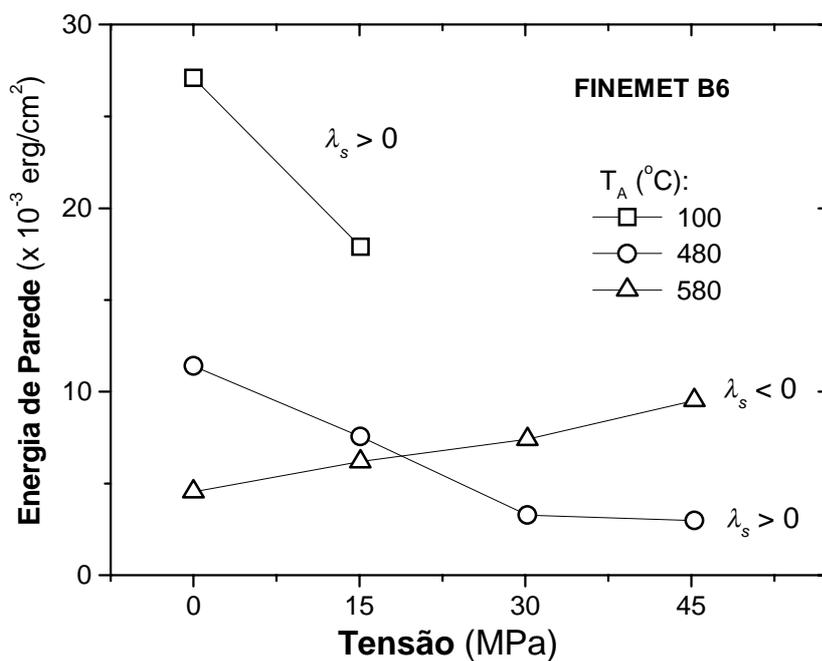


Figura 60. Variação da energia de parede de domínio com a tensão mecânica aplicada para as amostras recozidas a 100, 480 e 580 °C.

## 6. CONCLUSÕES.

Nesta tese foi estudada a magnetoimpedância no (110)[001]FeSi<sub>3%</sub> e ligas amorfas precursoras de nanocristalinas tipo FINEMET (Fe<sub>73.5</sub>Cu<sub>1</sub>Nb<sub>3</sub>Si<sub>16.5</sub>B<sub>6</sub>).

Como resultado do estudo especificamente sobre MI no (110)[001]FeSi<sub>3%</sub>, foram publicados dois artigos citados sob os números 12 e 58 das referências. Nestes trabalhos, e como descrito na primeira parte da seção 5.1 desta tese, foram estudados a modificação da MI relacionando-a com os processos de magnetização DC e o surgimento das famílias de domínios de fechamento quando da aplicação do campo externo. Verificou-se, comparando as curvas de magnetização com as de MI, que o surgimento de picos adicionais nestas curvas acima de determinada frequência correspondem aos campos nos quais se dá o aparecimento da estrutura de domínios de fechamento ("*lancet structure*"). A frequência de medida teve o papel de delimitar a camada superficial do material que vai responder efetivamente à excitação e, sendo estes domínios superficiais, a MI detecta principalmente a resposta desta estrutura.

A compreensão dos fundamentos da MI e das quantidades importantes para sua definição (descritos no capítulo 3), permitiu o desenvolvimento de um método para o estudo da dinâmica do movimento das paredes de domínios em materiais magnéticos. Este estudo associado ao amplo conhecimento que se tem sobre o FeSi<sub>3%</sub> em termos dos processo de magnetização e sua estrutura de domínios, permitiu o desenvolvimento da técnica descrita no capítulo 4. Naquele capítulo foi descrito como, a partir de medidas do espectro em frequência da impedância, se extrai o espectro da permeabilidade e, a partir deste se pode separar as contribuições de parede de domínio e rotação dos momentos. O fechamento desta etapa do trabalho resultou em novas publicações, sob os números [45] e [49] da lista de referências.

Para que esta técnica seja aplicável e reproduzível, é necessário que os dados de impedância complexa medidos sejam confiáveis, pois ambas as componentes da impedância contribuem simultaneamente para a determinação da permeabilidade, que é a quantidade a partir da qual são extraídos os dados relevantes ao estudo. Para tanto foram desenvolvidos sistemas experimentais para medidas do espectro em frequência e em campo da impedância, na faixa de 100 Hz a 10 MHz.

Tendo estabelecido a confiabilidade do método, partiu-se para um modelamento das curvas de permeabilidade, especialmente a contribuição do movimento de paredes. Isto

permitiu a determinação de parâmetros importantes a cerca da dinâmica das paredes de domínios, como por exemplo a largura média dos domínios e a espessura de suas paredes, a mobilidade e velocidade limite de seu deslocamento, além da energia para a formação da parede de domínio e a constante efetiva de troca.

O método foi aplicado como uma espécie de teste de aferição ao FeSi<sub>3%</sub>, mostrando uma boa concordância com os mesmos parâmetros obtidos por outros autores e técnicas diferentes, como apresentado na seção **5.1**.

O comportamento das componentes de parede de domínio e rotação dos momentos para a permeabilidade, frente a diferentes campos DC aplicados, juntamente com a respectiva evolução da largura média dos domínios, também foi avaliada e interpretada em termos dos processos de magnetização do FeSi<sub>3%</sub>.

O estudo da dinâmica da magnetização aplicado ao FINEMET B6, conforme apresentado na seção **5.2**, permitiu que se fizesse uma avaliação das tensões internas nas amostras submetidas a tratamentos térmicos a diferentes temperaturas, além da mobilidade das paredes e suas energias de formação.

Verificou-se que o aumento na temperatura do tratamento térmico produz um aumento na permeabilidade, tanto na componente devido ao movimento de paredes como aquele devido a rotação dos momentos. Este aumento na permeabilidade é refletido diretamente na magnetoimpedância, a qual atinge uma variação relativa de até 130 % a uma frequência 2,5 MHz na amostra recozida a 580°C.

Verificou-se também que a frequência a partir da qual o espectro em campo da impedância desdobra-se em dois picos está diretamente relacionada com a frequência de relaxação do movimento das paredes de domínios. Este fato, aceito amplamente na literatura, porém sem uma evidência experimental direta, foi pela primeira vez observado nesta tese.

O estudo no FINEMET foi ampliado à avaliação das tensões internas armazenadas no seu processo de fabricação. O caminho para esta determinação foi bem pouco usual, ou seja, primeiro determinou-se a energia de parede de domínio das amostras para então determinar anisotropia, considerada de origem principalmente magnetoelástica. A anisotropia magnetoelástica, relacionada com a magnetostricção, que também foi medida neste trabalho, possibilitou, finalmente, a determinação das tensões internas. Elas foram reduzidas de 15 MPa (na amostra como feita) para 0,2 MPa (na amostra recozida a 580 °C).

A aplicação de uma tensão mecânica externa nas amostras de FINEMET B6 tem pouca influência sobre a mobilidade das paredes de domínio, no entanto ela se mostra importante para a definição de ambas, energia de parede e sua largura, ou seja, a energia de

parede diminui com a aplicação de uma tensão mecânica nas amostras com  $\lambda_s$  positiva e aumenta na amostra com  $\lambda_s$  negativa. Já sobre a espessura, o efeito da tensão mecânica é o inverso daquele observado na energia de parede, em função dessas quantidades serem inversamente proporcionais.

Em resumo, a técnica aqui desenvolvida mostrou-se extremamente útil para o estudo de materiais que possam ter processos de magnetização excitados pela corrente de sonda, de forma que sua aplicação pode ser expandida a outros materiais e temas de interesse, tanto no que diz respeito à física básica quanto tecnológica.

Como uma continuidade do trabalho propõe-se

- Aplicar o método ao estudo de filmes finos de materiais magnéticos macios, isto implica na ampliação da faixa de frequências na medida da impedância, ou seja, cuidados ainda maiores devem ser despendidos ao casamento das impedâncias entre os elementos do conjunto;
- Verificar a evolução com a temperatura da dinâmica das paredes de domínios, neste caso a impedanciometria é particularmente interessante e de implementação relativamente simples, uma vez que ela não envolve bobinas que possam ter sua auto-indutância modificada por efeitos de dilatação térmica;
- Trabalhar com correntes de sonda maiores e estudar o regime não linear do deslocamento das paredes. Este tema envolve um estudo mais aprofundado a cerca da dinâmica das paredes de domínio.

## REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

1. MACHADO, F. L. A.; SILVA, B. L.; REZENDE, S. M.; MARTINS, C. S. Giant ac magnetoresistance in the soft ferromagnet  $\text{Co}_{70.4}\text{Fe}_{4.6}\text{Si}_{15}\text{B}_{10}$ . **J. Appl. Phys.**, Woodbury, v. 75, n. 10, p. 6563-6565, May 1994.
2. BEACH, R. S.; BERKOWITZ, A. E. Giant magnetic-field dependent impedance of amorphous FeCoSiB wire. **Appl. Phys. Lett.**, Woodbury, v. 64, n. 26, p. 3652-3654, June 1994.
3. PANINA, L. V.; MOHRI, K. Magneto-impedance effect in amorphous wires. **Appl. Phys. Lett.**, Woodbury, v. 65, n. 9, p. 1189-1191, Aug. 1994.
4. BAIBICH, M. N.; BROTO, J. M.; FERT, A.; NGUYEN van DAU, F.; PETROFF, F.; ETIENNNE, P.; CREUZET, G.; FRIEDERICH, A.; CHAZELAS, Giant magnetoresistance of (001)Fe/(001)Cr magnetic superlattices. **Phys. Rev. Lett.**, Woodbury, v. 61, n. 21, p. 2472-2475, Nov. 1988.
5. AMENT, W. S.; RADO, G. T. Ferromagnetic effect of spin wave resonance in ferromagnetic metals. **Phys. Rev.**, New York, v. 97, n. 6, p. 1558-1566, Mar. 1955.
6. KITTEL, C. On the theory of ferromagnetic resonance absorption. **Phys. Rev.**, New York, v. 73, n. 2, p. 155-161, Jan. 1948.
7. KNOBEL, M.; SÁNCHEZ, M. L.; GÓMEZ-POLO, C.; MARÍN, P.; VÁZQUEZ, M.; HERNANDO, A. Giant magneto-impedance effect in nanostructured magnetic wires. **J. Appl. Phys.**, Woodbury, v. 79, n. 3, p. 1646-1654, Feb. 1996.
8. SOMMER, R. L.; CHIEN, C. L. Role of magnetic anisotropy in the magnetoimpedance effect in amorphous alloys. **Appl. Phys. Lett.**, Woodbury, v. 67, n. 6, p. 857-859, Aug. 1995.
9. SOMMER, R. L.; CHIEN, C. L. Longitudinal and transverse magneto-impedance in amorphous  $\text{Fe}_{73.5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{13.5}\text{B}_9$  films. **Appl. Phys. Lett.**, Woodbury, v. 67, n. 22, p. 3346-3348, Nov. 1995.
10. TEJEDOR, M.; HERNANDO, B.; SÁNCHEZ, M. L.; PRIDA, J. M.; GARCIA-BENEYTEZ, J. M.; VÁZQUEZ, M.; HERZER, G. Magnetoimpedance effect in zero magnetostriction nanocrystalline  $\text{Fe}_{73.5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{16.5}\text{B}_6$  ribbons. **J. Magn. Magn. Mater.**, Amsterdam, v. 185, n. 1, p. 61-65, May 1998.
11. GUO, H.Q.; KRONMÜLLER H.; DRAGON, T.; CHEN, D.; SHEN, B. G. Transverse domain structure related giant magnetoimpedance in nanocrystalline  $\text{Fe}_{73.5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{13.5}\text{B}_9$  ribbons. **J. Appl. Phys.**, Woodbury, v. 84, n. 10, p. 5673-5676, Nov. 1998.
12. CARARA, M.; SOMMER, R. L. Giant magnetoimpedance in highly textured (110)[001] FeSi<sub>3</sub>%. **J. Appl. Phys.**, Woodbury, v. 81, n. 8, p. 4107-4109, Apr. 1997.
13. KURLYANDSKAYA G. V.; GARCÍA-BENYTEZ, J. M.; VÁZQUEZ, M.; SINNECKER, J. P. The influence of field- and stress-induced magnetic anisotropy on the magnetoimpedance in nanocrystalline FeCuNbSiB alloys. **J. Appl. Phys.**, Woodbury, v. 83, n. 11, p. 6581-6583, June 1999.

14. YANG, X. L.; YANG, J. X.; CHEN, G.; SHEN, G. T.; HU, B. Y.; JIANG, K. Y. Magneto-impedance effect in field- and stress-annealed Fe-based nanocrystalline alloys. **J. Magn. Magn. Mater.**, Amsterdam, v. 175, n. 3, p. 285-289, Nov. 1997.
15. YOON, S. S.; YU, S. C.; RYU, G. H.; KIM, C. G. Effect of annealing on anisotropy field in  $\text{Fe}_{84}\text{Zr}_7\text{B}_8\text{Cu}_1$  amorphous ribbons evaluated by giant magnetoimpedance. **J. Appl. Phys.**, Woodbury, v. 85, n. 8, p. 5432-5434, Apr. 1999.
16. KNOBEL, M.; VÁZQUEZ, M.; SÁNCHEZ, M. L.; HERNANDO, A. Effect of tensile stress on the field response of impedance in low magnetostriction amorphous wires. **J. Magn. Magn. Mater.**, Amsterdam, v. 169, n. 1/2, p. 89-97, May 1997.
17. VELÁZQUEZ, J.; VÁZQUEZ, M.; CHEN, D.-X.; HERNANDO, A. Giant magnetoimpedance in nonmagnetostrictive amorphous wires. **Phys. Rev. B**, Woodbury, v. 50, n. 22, p. 16737-16740, Dec. 1994.
18. CHEN, D.-X.; MUÑOZ, J. L.; HERNANDO, A.; VÁZQUEZ, M. Magnetoimpedance of metallic ferromagnetic wires. **Phys. Rev. B**, Woodbury, v. 57, n. 17, p. 10699-10704, May 1998.
19. USOV, N. A.; ANTONOV, A. S.; LAGAR'KOV, A. N. Theory of giant magnetoimpedance effect in amorphous wires with different types of magnetic anisotropy. **J. Magn. Magn. Mater.**, Amsterdam, v. 185, n. 2, p. 159-173, June 1998.
20. MÉNARD, D.; BRITEL, M.; CIUREANU, P.; YELON, A. Giant magnetoimpedance in a cylindrical magnetic conductor. **J. Appl. Phys.**, Woodbury, v. 84, n. 5, p. 2805-2814, Sept. 1998.
21. YELON, A.; MÉNARD, D.; BRITEL, M.; CIUREANU, P. Calculations of giant magnetoimpedance and of ferromagnetic resonance response are rigorously equivalent. **Appl. Phys. Lett.**, Woodbury, v. 69, n. 20, p. 3084-3085, Nov. 1996.
22. MÉNARD, D.; BRITEL, M.; CIUREANU, P.; YELON, A.; ROUABHI, M.; COCHRANE, R.W. Investigation of the damping parameter in soft magnetic wires using the giant magnetoimpedance effect. **J. Magn. Magn. Mater.**, Amsterdam, v. 203, p. 111-113, Aug. 1999.
23. CULLITY, A. D. **Introduction to magnetic materials**. Reading: Addison-Wesley, 1972.
24. CHIKAZUMI, S. **Physics of magnetism**. New York: Krieger, 1978.
25. de LEEUW, F. H., van den DOEL, R.; ENZ, U. Dynamic properties of magnetic domain walls and magnetic bubbles. **Rep. Prog. Phys.**, London, v. 43, n. 5, p. 659-783, May 1980.
26. HANSEN, P. Magnetic anisotropy and magnetostriction in garnets. In: INTERNATIONAL SCHOOL OF PHYSICS ENRICO FERMI, 70, 1977, Varena on Lake Como. **Physics of magnetic garnets**. Amsterdam: North-Holland, 1978. p.56-133.
27. SMITH, D. O. Static and dynamic behavior of thin permalloy films. **J. Appl. Phys.**, New York, v. 29, n. 3, p. 264-273, Mar. 1958.
28. SLONCZEWSKI, J. C.; MALOZEMOFF, A. P. Physics of domain walls in magnetic garnet films. In: INTERNATIONAL SCHOOL OF PHYSICS ENRICO FERMI, 70, 1977, Varena on Lake Como. **Physics of magnetic garnets**. Amsterdam: North-Holland, 1978. p. 134-195, 1978.

29. SCHRYER, N. L.; WALKER, L. R. The motion of  $180^\circ$  domain walls in uniform dc magnetic fields. **J. Appl. Phys.**, New York, v. 45, n. 12, p. 5406-5421, Dec. 1974.
30. de LEEUW, F. H.; van den DOEL, R.; ROBERTSON, J. M. The dynamical behavior of magnetic domain walls and magnetic bubbles in single-, double-, and triple-layer garnet films. **J. Appl. Phys.**, New York, v. 49, n. 2, p. 768-783, Feb. 1978.
31. DÖRING, W. On the inertia of the walls between Weiss domains. **Z. Naturforsch. A**, Berlin, v. 3, p. 373-379, July 1948.
32. MORKOWSKI, J.; WIGEN, P. E. Magnetic field dependence of the domain wall mass. **J. Appl. Phys.**, New York, v. 52, n. 5, p. 2344-2346, Mar. 1981.
33. WILLIAMS, H. J.; SHOCKLEY, W.; KITTEL, C. Studies of the propagation velocity of a ferromagnetic domain boundary. **Phys. Rev.**, New York, v. 80, n. 6, p. 1090-1094, Dec. 1950.
34. PATTON, C. E.; MCGILL T. C.; WILTS, C. H. Eddy-current-limited domain-wall motion in thin ferromagnetic films. **J. Appl. Phys.** New York, v. 37, n. 9, p. 3594-3598, Aug. 1966.
35. SLONCZEWSKI, J. C. Dynamic of magnetic domain walls. **Int. J. Magn.**, London, v. 2, n. 3, p. 85-97, May 1972.
36. VELLA-COLEIRO, G. P.; SMITH, D. H.; van UITERT, L. G. Resonant motion of domain walls in yttrium gadolinium iron garnets. **J. Appl. Phys.**, New York, v. 43, n. 5, p. 2428-2430, May 1972.
37. LANDAU, L. D.; LIFSHITZ, E. M.; PITAEVSKII, L. P. **Electrodynamics of the continuous media**. 2. ed. Oxford: Butterworth Heinemann, 1996.
38. BISHOP, J. E. L.; LEE, E. W. The Behavior of ferromagnetic sheets in alternating electric and magnetic fields I. A domain theory of the skin effect impedance and complex permeability. **Proc. Roy. Soc. A**, London, v. 276, n. 1364, p. 96-111, Nov. 1963.
39. CHEN, D.-X.; MUÑOZ, J. L. Theoretical eddy-current permeability spectra of slabs with bar domains. **IEEE Trans. Magn.**, New York, v. 33, n. 3, p. 2229-2244, May 1997.
40. KITTEL, C.; GALT, J. K. Ferromagnetic domain theory. In: SEITZ, F., TURNBULL, D. (Eds.) **Solid State Physics**. New York: Academic Press, 1956, v. 3, p. 437-564.
41. AGULAR-SAHAGUN, G.; QUINTANA, P.; AMANO, E.; IRVINE, J. T. S.; VALENZUELA, R. Equation of motion of domain walls and equivalent circuits in soft ferromagnetic materials. **J. Appl. Phys.**, Woodbury, v. 75, n. 10, p. 7000-7002, May 1994.
42. MARION, J. B. **Classical dynamics of particles and systems**. 2. ed. New York: Academic Press, 1970.
43. NARITA, K.; YAMASAKI, J.; FUKUNAGA, H. Measurement of saturation magnetostriction of thin amorphous ribbons by means of small-angle magnetization rotation. **IEEE Trans. Magn.**, New York, v. 16, n. 2, p. 435-439, Mar. 1980.
44. POZAR, D. M. **Microwave engineering**. 2.ed. New York: John Wiley, 1998.
45. CARARA, M.; BAIBICH, M. N.; SOMMER, R. L. Magnetization dynamics as derived from magneto impedance measurements. **J. Appl. Phys.**, Melville, v. 88, n. 1, p. 331-335, July 2000.

46. SPENATO, D.; FESSANT, A.; GIERALTOWSKI, J.; LOAËC, J.; LEGALL, H. Domain walls dynamics and separation of magnetization processes in in-plane anisotropic amorphous ferromagnetic thin films. **J. Phys. D: Appl. Phys.**, Bristol, v. 27, n. 7, p. 1348-1353, July 1994.
47. GONZÁLEZ, M. T.; GARCÍA, K. L.; VALENZUELA, R. Circumferential magnetization curves of Co-rich amorphous wires under tensile stress. **J. Appl. Phys.**, Woodbury, v. 85, n. 1, p. 319-324, Jan. 1999.
48. SONG, S.-H.; YU, S.-C.; KIM, C. G.; KIM, H. C.; LIM, W. Y. Asymmetric giant magnetoimpedance in annealed amorphous  $(\text{Co}_{0.94}\text{Fe}_{0.06})_{72.5}\text{Si}_{12.5}\text{B}_{15}$  wire under the circumferential field. **J. Appl. Phys.**, Melville, v. 87, n. 9, p. 5266-5268, May 2000.
49. CARARA, M.; BAIBICH, M. N.; SOMMER, R. L. Dynamic magnetic studies using impedance spectra **J. Magn. Magn. Mater.**, Amsterdam, v. 226/230, p. 709-711, May. 2001.
50. ZAYKOVA, V. A.; VEDENEV, M. A.; DROZHZHINA, V. K. Anisotropy of the magnetic properties, and the domain structure of silicon iron single crystals. **Phys. Met. Metallogr.**, Oxford, v. 35, n. 3, p. 32-39, Mar. 1974.
51. VELLA-COLEIRO, G. P.; SMITH, D. H. van UITERT, L. G. Domain-wall mobility in some rare-earth iron garnets. **IEEE Trans. Magn.**, New York, v. 7, n. 3, p. 745-747, Sept. 1971.
52. HASHIMOTO, T.; MIYOSHI, T.; HAMASAKI, T.; OKADA, T. Determination of wall mobility in garnets by high-frequency magnetic susceptibility measurements. **Appl. Phys. Lett.**, New York, v. 25, n. 6, p. 356-357, Sept. 1974.
53. ALÉONARD, R.; BRISSONNEAU, P.; NÉEL, L. New method to measure directly the  $180^\circ$  Bloch wall energy. **J. Appl. Phys.**, New York, v. 34, n. 4, p. 1321-1322, Apr. 1963.
54. HSU, Y.; BERGER, L. Dragging of domains by an electric current in Metglass 2826 MB. **J. Appl. Phys.**, Woodbury, v. 53, n. 11, p. 7873-7875, Nov. 1982.
55. LIVINGSTON, J. D. , MORRIS, W. G.; JAGIELINSKI, T. Effects of applied current on domain structure and permeability in amorphous metal ribbons. **J. Appl. Phys.**, Woodbury, v. 55, n. 6, p. 1790-1792, Mar. 1984.
56. KITTEL, C. Note on the inertia and damping constant of ferromagnetic domain boundaries. **Phys. Rev.**, New York, v. 80, n. 5, p. 918-918, Dec. 1950.
57. IMAMURA, M.; SASAKI, T. The status of the domain theory for an investigation of magnetostriction and magnetization processes in grain oriented Si-Fe sheets. **Phys. Scr.**, Stockholm, v. T24, p. 29-35, 1988.
58. CARARA, M.; GÜNDEL, A.; BAIBICH, M. N.; SOMMER, R. L. Magnetization process and magnetoimpedance in  $(110)[001]\text{FeSi}_{3\%}$ . **J. Appl. Phys.**, Woodbury, v. 84, n. 7, p. 3792-3797, Oct. 1998.
59. SOMMER, R. L.; LIVI, F. P. Barkhausen noise measurements in small  $(110)[001]$  silicon-iron samples. **Phys. Status Solidi A**, Berlin, v. 120, n. 2, p. 609-615, Aug. 1990.
60. MacDONALD, J. R. **Impedance spectroscopy**. New York: Wiley, 1987.
61. BISHOP, J. E. L.; COLLAR, P. G.; LEE, E. W. Magnetic domain studies using permeability spectra –II: iron and silicon iron. **J. Phys. D: Appl. Phys.**, Bristol, v. 3, n. 11, p. 1586-1594, Nov. 1970.

62. EGAMI, T. Magnetic amorphous alloys: physics and technological applications. **Rep. Prog. Phys.**, London, v. 47, n. 12, p. 1601-1725, Dec. 1984.
63. KRONMÜLLER, H.; GRÖGER, B. Domains, domain walls and the coercive field of amorphous ferromagnets. **J. Physique**, Les Ulis Cedex, v. 42, n. 9, p. 1285-1292, sept. 1981.
64. LIVINGSTON, J. D. Stresses and magnetic domains in amorphous metal ribbons. **Phys. Status Solidi A**, Berlin, v. 56, n. 2, p. 637-645, Oct. 1979.
65. YOSHIZAWA, Y.; OGUMA, S.; YAMAMUCHI, K. New Fe-based soft magnetic alloys composed of ultrafine grain structure. **J. Appl. Phys.**, Woodbury, v. 64, n. 10, p. 6044-6046, Nov. 1988.
66. FÄHNLE, M.; FURTHMÜLLER, J.; PAWELLEK, R.; BEUERLE, T. Are amorphous ferromagnets with  $\lambda_s = 0$  magnetostrictive on a local scale? **Appl. Phys. Lett.**, Woodbury, v. 59, n. 16, p. 2049-2051, Oct. 1991.
67. HERZER G. Grain structure and magnetism of nanocrystalline ferromagnets. **IEEE Trans. Magn.**, New York, v. 25, n. 5, p. 3327-3329, Sept. 1989.
68. GRÖSSINGER, R.; HESZKE, R.; HERNANDO, A.; MAYERHOFER, O.; MÜLLER, K. H.; POLLAK, Ch.; PULIDO, E.; RIVERO, G.; SCHNEIDER, J. Hysteresis, magnetostriction and domain structure of soft magnetic nanocrystalline Fe based compounds. **IEEE Trans. Magn.**, New York, v. 26, n.5, p. 1403-1405, Sept. 1990.
69. PANINA, L. V.; MOHRI, K.; BUSHIDA, K.; NODA, M. Giant magneto-impedance and magneto-inductive effects in amorphous alloys. **J. Appl. Phys.**, Woodbury, v. 76, n. 10, p. 6198-6203, Nov. 1994.
70. ATKINSON D.; SQUIRE, P. T. Experimental and phenomenological investigations of the effect of stress on magneto-impedance in amorphous alloys. **IEEE Trans. Magn.**, New York, v. 33, n. 5, p. 3364-3366, Sept. 1997.
71. VELÁZQUEZ, J.; VÁZQUEZ, M.; CHEN, D.-X.; HERNANDO, A. Giant magnetoimpedance in nonmagnetostrictive amorphous wires. **Phys. Rev. B**, Woodbury, v. 50, n. 22, p. 16737-16740, Dec. 1994.
72. VÁZQUEZ, M. Giant magneto-impedance in soft magnetic "wires". **J. Magn. Magn. Mater.**, Amsterdam, v.226/230, p. 693-699, May 2001.
73. KNOBEL, M.; GÓMEZ-POLO, C.; VÁSQUEZ, M. Evaluation of the linear magnetostriction in amorphous wires using the giant magneto-impedance effect **J. Magn. Magn. Mater.**, Amsterdam, v. 160, p. 243-244, July 1996.
74. VAZQUEZ, M.; KNOBEL.; SÁNCHEZ, M. L.; VALENZUELA, R.; ZHUKOV, A. P. Giant magnetoimpedance effect in soft magnetic wires for sensor applications. **Sens. Actuators A, Phys.**, Lausanne, v. 59, n. 1/3, p. 20-29, Apr. 1997.
75. YOON, S. S.; YU, S. C.; RYU, G. H.; KIM, C. G. Effect of annealing on anisotropy field in  $\text{Fe}_{84}\text{Zr}_7\text{B}_8\text{Cu}_1$  amorphous ribbons evaluated by giant magnetoimpedance. **J. Appl. Phys.**, Woodbury, v. 85, n. 8, p. 5432-5434, Apr. 1999.
76. KRAUS, L.; KNOBEL, M.; KANE, S. N.; CHIRIAC, H. Influence of Joule heating on magnetostriction and giant magnetoimpedance effect in glass covered  $\text{CoFeSiB}$  microwire. **J. Appl. Phys.**, Woodbury, v. 85, n. 8, p. 5435-5437, Apr. 1999.

77. MIRANDA, H.; MUÑOZ, J. L.; CHEN, D.-X. Ac susceptibility and domain-wall dynamics in iron based amorphous ribbons. **J. Magn. Magn. Mater.**, Amsterdam, v. 162, n. 1, p. 60-68, Sept. 1996.
78. YOSHIZAWA, Y.; YAMMUCHI, K. Effects of magnetic field annealing on the magnetic properties in ultrafine crystalline Fe-Cu-Nb-Si-B alloys. **IEEE Trans. Magn.**, New York, v. 25, n. 5, p.3324-3326, Sept. 1989.
79. ALLIA, P.; VINAI, F.; BEATRICE, C.; MAZZETI, P. High-frequency domain wall motion and energy dissipation in soft ferromagnetic metallic glasses. **J. Appl. Phys.**, Woodbury, v. 61, n. 3, p. 1237-1239, Feb. 1987.
80. GUYOT, M.; CAGAN, V. Temperature dependence of the domain wall mobility in YIG, deduced from the frequency dependency spectra of the initial susceptibility. **J. Magn. Magn. Mater.**, Amsterdam, v. 27, n. 2, p. 202-208, May 1982.
81. GIBBS, M. R. J.; DAY, I. E.; LAFFORD, T. A.; SQUIRE, P. T. Domain wall mobility in amorphous wires. **J. Magn. Magn. Mater.**, Amsterdam, v. 104/107, p. 327-328, Feb. 1992.
82. KNOBEL, M.; VÁZQUEZ, M.; SÁNCHEZ, M. L.; HERNANDO, A. Effect of tensile stress on the field response of impedance in low magnetostriction amorphous wires. **J. Magn. Magn. Mater.**, Amsterdam, v. 169, n. 1/2, p. 89-97, May 1997.