

**UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS
INSTITUTO DE FÍSICA GLEB WATAGHIN**

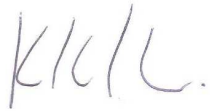
Luis Carlos Costa Arzuza

**ANÁLISE, POR MEIO DA TÉCNICA FORC, DO
EFEITO DA HISTERESE A ALTA FREQUENCIA
NO FENÔMENO DA GMI**

DISSERTAÇÃO de MESTRADO APRESENTADA
AO INSTITUTO DE FÍSICA GLEB
WATAGHIN PARA A OBTENÇÃO DO TÍTULO
DE MESTRE EM FÍSICA.

Orientador: Prof. Dr. Kleber Roberto Pirota

ESTE EXEMPLAR CORRESPONDE À VERSÃO FINAL DA DISSERTAÇÃO DEFENDIDA
PELO ALUNO Luis Carlos Costa, E ORIENTADA PELO PROF. DR Kleber Roberto Pirota



Assinatura do Orientador

Campinas, 2012

**FICHA CATALOGRÁFICA ELABORADA POR
SANDRA MARIA CARLOS CARTAXO – CRB8/7088 - BIBLIOTECA DO IFGW
UNICAMP**

C823a Costa Arzuza, Luis Carlos 1983-
Análise por meio da técnica FORC, do efeito da
Histerese a alta freqüência no fenômeno da GMI / Luis
Carlos Costa Arzuza. -- Campinas, SP : [s.n.], 2011.

Orientador: Kleber Roberto Pirota.
Dissertação (mestrado) – Universidade Estadual de
Campinas, Instituto de Física “Gleb Wataghin”.

1. Histerese. 2. Magnetoimpedância. 3. Curva de
inversão da primeira ordem. I. Pirota, Kleber Roberto, 1973-
II. Universidade Estadual de Campinas. Instituto de Física
“Gleb Wataghin”. III. Título.

Informações para Biblioteca Digital

Título em inglês: Analysis of the hysteretic effect on the high frequency GMI phenomenon by means of FORC technique.

Palavras-chave em inglês:

Hysteresis

Magnetoimpedance

First-order reversal curve

Área de Concentração: Materiais magnéticos e propriedades magnéticas

Titulação: Mestre em Física

Banca Examinadora:

Kleber Roberto Pirota [Orientador]

Flávio Guimarães Gandra

Jeroen Shoenmaker

Data da Defesa: 15-12-2011

Programa de Pós-Graduação em: Física



MEMBROS DA COMISSÃO JULGADORA DA TESE DE MESTRADO DE LUIS CARLOS COSTA ARZUZA - RA 098216, APRESENTADA E APROVADA AO INSTITUTO DE FÍSICA "GLEB WATAGHIN" DA UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS, EM 15/12/2011.

COMISSÃO JULGADORA:

Prof. Dr. Kleber Roberto Pirota – DFMC/IFGW/UNICAMP
(Orientador do Candidato)

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

Prof. Dr. Jeroen Shoemaker –UFABC

A minha mãe e avó por sempre me
darem seu apoio. Quero-as muito.

AGRADECIMENTOS

Agradeço sobre tudo a Deus por guiar-me e dar-me força para vencer todos os obstáculos apresentados durante o mestrado.

Aos professores Dr. Kleber Pirota e Dra. Fanny Béron por suas orientações, por sua confiança e apoio. Suas palavras e conselhos me ajudaram a superar-me em muitos aspectos. A conclusão deste trabalho também pertence a eles.

A Dr. Jacob Torrejón que, durante sua permanência como pós-doutorando no Laboratório de Materiais e Baixas Temperaturas, LMBT, me ajudou no manuseio do equipamento de medida de impedância.

A meus amigos e companheiros que estiveram sempre presentes.

Estendo meus agradecimentos à agência CAPES por financiar-me economicamente durante o mestrado, assim como à FAPESP por financiar os equipamentos de medida.

RESUMO

Este trabalho visa estudar o comportamento histerético, observado a baixos campos magnéticos, do fenômeno da magnetoimpedância gigante (GMI) em fitas amorfas a base de CoFeSiB com anisotropia magnética transversal. O fenômeno da GMI consiste na variação da impedância elétrica (aproximadamente do 100%) de uma amostra magnética mole quando submetida à aplicação de campo magnético DC externo. Apesar da importância da presença de histerese na GMI, tanto do ponto de vista básico quanto do tecnológico, existem poucos estudos na literatura que visam à explicação da origem desse efeito. Desde o ponto de vista fundamental, o completo entendimento do fenômeno poderia revelar importantes aspectos envolvidos com o processo de magnetização nos materiais considerados. De um ponto de vista prático, a presença da histerese na GMI tanto pode ser desfavorável, quando pensamos na fabricação de sensores, quanto favorável, se levamos em consideração a sua possível aplicação em sistemas de memória magnética. Por outro lado, o método denominado curva de inversão da primeira ordem (*first-order reversal curve*, FORC, em inglês) mostra-se uma poderosa ferramenta para o estudo e compreensão de fenômenos histeréticos, principalmente da histerese magnética presente em curvas de magnetização de materiais ferromagnéticos. Tal método, fundamentado no modelo clássico de Preisach, dá importantes informações através de medidas de ciclos de histerese secundárias da curva principal.

Neste trabalho utilizamos a técnica FORC para estudar o fenômeno da histerese na GMI. Utilizamos fitas amorfas de composição $(\text{Co}_x\text{Fe}_{1-x})_{70}\text{Si}_{12}\text{B}_{18}$, com $x = 0,040$ e $0,045$ como sistema de estudo devido a suas propriedades magnéticas moles. Tais fitas possuem $22 \mu\text{m}$ de espessura, $0,8 \text{ mm}$ de largura e constante de anisotropia de 139 J/m^3 e 145 J/m^3 respectivamente. As medidas de GMI foram

realizadas com um analisador de rede vetorial (*vector network analyzer*, VNA, em inglês). Tal equipamento, combinado a um sistema de bobina e fonte de corrente, permitiu-nos fazer medidas de impedância em função da frequência (entre 10 MHz e 1 GHz) e do campo magnético aplicado (até 100 Oe).

Consideramos como principal resultado deste trabalho o desenvolvimento de um método eficiente para testar e aprimorar modelos teóricos sobre a origem de tal histerese. Os resultados obtidos do comportamento histerético no volume e na superfície, foram interpretados levando-se em conta uma estrutura magnética estática volumétrica não uniforme e ao amortecimento das paredes de domínio.

ABSTRACT

We studied the hysteretic behavior, observed at low magnetic fields, of the giant magnetoimpedance (GMI) phenomenon in CoFeSiB amorphous ribbons with transversal magnetic anisotropy. The GMI phenomenon consists in the electrical impedance variation (around 100 %) of a soft magnetic sample in the presence of an external DC magnetic field. Despite the importance of hysteresis presence in GMI from technological and basic points of view, it exists only few studies about the description of this effect. From the fundamental outlook, the complete understanding of the phenomenon could reveal important aspects involved in the magnetization process of the concerned materials. For practical applications, the hysteretic GMI can be unfavorable (for example for sensor development) or favorable (for example for magnetic storage memories). On the other side, first-order reversal curve (FORC) method is a powerful tool for the study and understanding of hysteretic phenomena, mainly for the hysteresis present in the magnetization curves of ferromagnetic materials. This method, based on the classical Preisach model, allows to extract important information through minor hysteresis loops inside the major one.

In this work, we used the FORC technique to study the GMI hysteretic phenomenon. We investigated amorphous ribbons of $(\text{Co}_x\text{Fe}_{1-x})_{70}\text{Si}_{12}\text{B}_{18}$ composition, where $x = 0.040$ and 0.045 . Those ribbons were $2\ \mu\text{m}$ thick and $0.8\ \text{mm}$ wide. The GMI measurements were performed with a vector network analyzer (VNA). This equipment, coupled with a system of coil and power supply, allowed impedance measurements versus frequency (between 10 MHz and 1 GHz) and applied magnetic field (until 100 Oe).

We consider that the main achievement of this work is the development of an efficient method allowing to test and improve theoretical models about the hysteresis

origin. The obtained results were interpreted taking into account a non-homogeneous static magnetic structure along the ribbon volume with domain walls damping.

SUMÁRIO

	Pág
Agradecimentos.....	v
Resumo.....	vi
Abstract.....	viii
Introdução.....	1
Capítulo I: Aspectos teóricos.....	5
1.1 Materiais magnéticos.....	5
1.1.1 Classificação dos materiais magnéticos.....	5
1.1.1.1 Materiais diamagnéticos.....	5
1.1.1.2 Materiais paramagnéticos.....	6
1.1.1.3 Materiais antiferromagnéticos.....	7
1.1.1.4 Materiais ferrimagnéticos.....	8
1.1.1.5 Materiais ferromagnéticos.....	9
1.1.2 Contribuições da energia livre magnética.....	10
1.1.2.1 Energia de troca.....	11
1.1.2.2 Energia magnetostática.....	12
1.2.3 Energia de anisotropia.....	13
1.1.2.4 Energia magnetoelástica.....	15

1.1.3 Parede de domínios magnéticos.....	16
1.1.3.1 Espessura de parede.....	16
1.1.3.2 Parede de domínio.....	17
1.1.4. Curva de histerese.....	18
1.2. Magnetoimpedância gigante (GMI).....	20
1.2.1 Descrição do efeito.....	20
1.2.2 Influencia dos parâmetros de medidas.....	23
1.2.2.1 Comprimento de penetração δ	23
1.2.2.2 Dependência com a frequência.....	23
1.2.2.3 Dependência com o campo magnético DC.....	25
1.2.2.4 Dependência com o campo magnético AC.....	25
1.2.3 Regime de frequência.....	26
1.2.3.1 Frequências muito baixas ($f < 10$ MHz), efeito magnetoindutivo.....	27
1.2.3.2 Frequências intermediárias ($f \sim$ MHz).....	28
1.2.3.3 Frequências altas ($f \sim$ GHz).....	33
1.3 Curva de inversão da primeira ordem (FORC).....	37
1.3.1 Modelo de Preisach clássico.....	38
1.3.2 Medida do método FORC.....	41
1.3.3 Distribuição FORC (ρ_{FORC}).....	43

1.3.4 Adaptação do método FORC para a GMI.....	44
Capítulo II: Detalhes experimentais.....	47
2.1 Descrição das amostras.....	47
2.2 Equipamento de medida.....	49
2.2.1 Analisador de rede vetorial (VNA).....	50
2.2.2 Linha de transmissão.....	52
2.2.3 Porta-amostra.....	53
2.2.4 Bobina estática.....	54
2.3 Equações da onda eletromagnética.....	55
2.4 Parâmetro de medida.....	57
2.4.1 Efeito do tipo de varredura.....	57
2.4.2 Parâmetros da GMI e FORC.....	60
2.5 Dificuldades experimentais encontradas.....	61
2.5.1 Calibração do VNA.....	61
2.5.2 Contato.....	62
2.5.3 Processamento dos dados.....	64
Capítulo III: Resultados e discussões.....	65
3.1 Influência da frequência.....	66
3.1.1 Parte real (R) da impedância.....	67
3.1.1.1 Curvas principais.....	67

3.1.1.2 Diagramas FORC.....	69
3.1.1.3 Hipoteses.....	71
3.1.1.4 Regime antes da mudança.....	72
3.1.1.5 Regime depois da mudança.....	74
3.1.2 Parte imaginaria (X).....	79
3.1.2.1 Curvas principais.....	79
3.1.2.2 Diagramas FORC.....	81
3.1.2.3 Comparação dos sinais R e X	83
3.2 Influência da anisotropia.....	84
3.2.1 Parte real (R).....	84
3.2.1.1 Curvas principais.....	84
3.2.1.2 Diagramas FORC.....	86
3.2.1.3 Efeito da anisotropia.....	88
3.2.2 Parte imaginaria (X).....	90
3.2.2.1 Curvas principais.....	90
3.2.2.2 Diagramas FORC.....	92
3.2.2.3 Efeito da anisotropia.....	93
Conclusão e perspectivas.....	94
Apêndice A: Propagação de uma onda eletromagnética através dum meio.....	97

Apêndice B: Calibração do VNA.....	100
Apêndice C: Programas de análise de dados.....	103
Referencias bibliográficas.....	109

INTRODUÇÃO

As ligas magnéticas amorfas têm sido estudadas fundamentalmente porque apresentam excelentes propriedades magnéticas moles (alta permeabilidade magnética, campo coercitivo baixo, etc) com alto potencial para aplicações tecnológicas (transformadores, sensores, etc).¹ Entre os materiais magnéticos amorfos de interesse, podemos mencionar as ligas magnéticas a base de Co (FeCoBSi, por exemplo) comumente obtidas por meio de solidificação rápida da fase líquida.²

Um dos fenômenos de interesse tanto básico como tecnológico apresentados pelos materiais magnéticos amorfos é a magnetoimpedância gigante (em inglês *giant magnetoimpedance*, GMI). Este termo é usado para descrever grandes mudanças na impedância quando o material é submetido a um campo magnético DC externo. O interesse no estudo deste fenômeno é atrativo não somente do ponto de vista da física básica do magnetismo, como também do ponto de vista das aplicações tecnológicas. Os primeiros trabalhos publicados da GMI datam de 1935, mas o fenômeno foi pouco explorado nessa época.³ Sua redescoberta foi em 1993 quando dois grupos investigavam variações de resistência com o campo magnético DC utilizando uma corrente alternada (que dá origem a impedância).^{4,5} Logo, em 1994, R. S. Beach e A. E. Berkowitz publicaram variações da impedância com o campo magnético DC externo.⁶ Estes autores foram os responsáveis em explicar corretamente o fenômeno, via eletrodinâmica clássica, e também por batizar o mesmo com o nome com o qual é conhecido nos dias de hoje. Em seguida, o grupo de K. Mohri e L. V. Panina publicaram uma série de estudos fundamentais para o entendimento do fenômeno. Por exemplo, em 1995 publicaram resultados sobre o efeito de tratamentos térmicos em amostras magnetostritivas no efeito da GMI.⁷ Desde então, vários grupos contribuíram de forma concreta para o avanço no controle e entendimento de tal fenômeno tais como os de J. P. Sinnecker,⁸ M. Knobel,⁹ A. Yelon,¹⁰ L. Kraus,¹¹ etc. O Yelon *et al* publicaram sobre a relação entre a GMI e a ressonância ferromagnética (FMR), mostrando que a relação existente entre os dois fenômenos é através da impedância superficial.¹² Em 1998, Sinnecker *et al.* publicaram medidas de GMI em

fitas amorfas de composição $\text{Co}_{67}\text{Fe}_3\text{Cr}_3\text{Si}_{15}\text{B}_{12}$ nas quais observaram um efeito histerético a baixo campo magnético aplicado.⁸ Neste mesmo trabalho os autores compararam tal histerese da GMI com a apresentada no ciclo de magnetização longitudinal da amostra, concluindo que ambos os efeitos poderiam ter origens diferentes. A presença de histerese no efeito da GMI foi também observada em diferentes sistemas, dos quais podemos mencionar o trabalho publicado por K. Pirota *et al.* Neste trabalho se reportou o efeito de histerese observado em fitas amorfas a base de FeCoSiB com anisotropia transversal bem definida.¹³

Apesar de ser bastante observada, a origem do comportamento histerético da GMI não possui explicação bem conhecida. Nos poucos trabalhos existentes na literatura dedicados a este fenômeno, algumas hipóteses para sua origem são propostas, como por exemplo, o deslocamento irreversível das paredes de domínio.⁸ Em tais trabalhos, o efeito histerético foi sempre abordado a partir da observação da curva da GMI. Sabemos hoje que existem métodos mais eficazes para o estudo de fenômenos histeréticos que estão baseados na análise de curvas secundárias medidas dentro do laço principal de histerese. Tal técnica, denominada de curva de inversão da primeira ordem (em inglês *first-order reversal curve*, FORC), é usada para o estudo de este trabalho de mestrado e será descrita com mais detalhes a seguir.

Podemos dizer que o método FORC é uma ferramenta apropriada para investigar as propriedades histeréticas locais.¹⁴ Este método é geralmente aplicado para investigar comportamentos histeréticos em curvas de magnetização em função de campo magnético aplicado e, como tal, foi amplamente aplicado em sistemas de redes de nanofios.¹⁵ Apesar de sua massiva aplicação para o estudo de curvas de histerese da magnetização, não há nenhuma limitação para que tal método não possa ser aplicado em qualquer fenômeno histerético de outra natureza.

Neste trabalho, se propõe, pela primeira vez, a implementação e adaptação da metodologia FORC para o estudo do efeito histerético presente no fenômeno GMI em altas frequências. Como sistema experimental, utilizamos, devido a suas propriedades

magnética moles, fitas amorfas de composição $(\text{Co}_{1-x}\text{Fe}_x)_{70}\text{Si}_{12}\text{B}_{18}$ com $x = 0,040$ e $0,045$ fabricadas pela técnica do *melt-spinning*. Elas apresentam uma anisotropia magnética transversal bem definida, induzida por tratamento térmico mediante aplicação de tensão mecânica.¹⁶ Desta forma caracterizamos o comportamento histórico da GMI em altas frequências (10 MHz - 1 GHz) aplicando o método FORC.

Para tal objetivo, montou-se o sistema experimental que consistiu na combinação de dois sistemas diferentes: um analisador de rede vetorial (em inglês, *vector network analyzer*, VNA) e uma bobina estática. O VNA gera uma onda eletromagnética que se propaga através de um cabo coaxial até chegar à amostra em estudo. Além do mais, medem-se os parâmetros de reflexão da onda eletromagnética provenientes da interação com a amostra. Com este sistema, pode-se utilizar ondas eletromagnéticas com frequência na faixa entre 10 MHz e 20 GHz. A bobina estática, que proporciona o campo magnético DC sobre a fita, foi orientada perpendicularmente ao campo magnético terrestre para evitar ação de este campo sobre a amostra.

Desta forma, realizaram-se medidas das componentes real R e imaginária X da impedância em frequências de 10 MHz até 1 GHz. Depois de medir curvas principais da GMI, seguimos com medidas FORC na região abrangida pela histerese. A análise dos diagramas FORC gerados permitem obter uma grande quantidade de informações a respeito do comportamento histórico da GMI.

Este manuscrito está dividido da seguinte forma: primeiramente, no capítulo I é apresentada uma breve introdução teórica de algumas propriedades magnéticas dos materiais magnéticos, priorizando nos materiais ferromagnéticos que é o foco de interesse deste trabalho. Neste mesmo capítulo se faz a descrição fenomenológica do fenômeno da GMI, apresentando-se alguns modelos importantes para as considerações feitas ao longo de todo o trabalho. Além do mais, se faz uma descrição detalhada da técnica de caracterização de histerese FORC.

Uma vez descrito as bases teóricas da GMI e do método FORC, no capítulo II são descritas as técnicas experimentais que foram utilizadas no Laboratório de

Materiais e Baixas Temperaturas (LMBT) para estudar a histerese da GMI. Nesse capítulo é dada uma descrição detalhada do sistema de medida fazendo ênfase na física que este envolve. Também se especifica a composição e dimensionalidade do sistema de estudo.

No capítulo III são mostrados os resultados experimentais das medidas de GMI nas fitas amorfas a base de CoFeSiB. Mais especificamente se mostra como a frequência aplicada e a magnitude da anisotropia influem sobre o comportamento da GMI no sistema especificado anteriormente.

Finalmente, nos apêndices podemos encontrar com detalhes o desenvolvimento de algumas equações. No apêndice A se mostra a física que envolve uma onda eletromagnética ao propagar-se através de uma linha de transmissão seguindo as equações do telegrafo. No apêndice B se evidencia as etapas para a calibração do equipamento de medida VNA. O programa feito em Matlab para poder analisar os dados obtidos de resistência e reatância está apresentado no apêndice C.

CAPÍTULO I

ASPECTOS TEÓRICOS

Este capítulo introduza brevemente a origem do magnetismo nos materiais magnéticos, assim como suas propriedades magnéticas. Priorizando nos materiais ferromagnéticos, que são o interesse desta tese.

1.1 Materiais magnéticos

1.1.1 Classificação dos materiais magnéticos

As propriedades magnéticas de certos materiais (chamados magnéticos) mudam com um campo magnético aplicado. Basicamente, isto é devido a que as direções dos momentos magnéticos microscópicos do material dependem da magnitude e direção do campo magnético aplicado H , trazendo como consequência a variação de sua magnetização macroscópica M . A razão entre as quantidades M e H é chamada susceptibilidade magnética (χ) e nos dá a ideia da resposta magnética do material conforme a um campo magnético externo. Seguindo esta análise simples, os materiais magnéticos se classificam em diferentes tipos: diamagnéticos, paramagnéticos, antiferromagnéticos, ferrimagnéticos, e ferromagnéticos.

1.1.1.1 Materiais diamagnéticos

O diamagnetismo é um efeito universal que apresentam todos os materiais, dado que sua origem está na interação entre o campo magnético aplicado e os elétrons nos átomos que compõem o material em questão.

De forma qualitativa, podemos entender o fenômeno diamagnético da seguinte forma: quando um campo magnético externo atua sobre um material, este modifica a aceleração dos elétrons nos orbitais. De acordo a lei de Lenz, o fluxo magnético

produzido por a aceleração dos elétrons é sempre oposta às mudanças no campo magnético externo. Esta ação produz um efeito magnético negativo conhecido como diamagnetismo. Tal efeito não depende da temperatura e só permanece enquanto se aplica o campo externo, já que o diamagnetismo ocorre em um material que não contém momentos atômicos permanentes. Pode-se expressar a susceptibilidade magnética para estes materiais como:¹⁷

$$\chi = -\frac{N\mu_o^2 e^2 Z a^2}{6m} \quad (1.1)$$

onde N é o número de átomos no volume, μ_o é a permeabilidade magnética do vácuo, e é a carga do elétron, Z é o número orbital de elétrons, a é o radio da orbita do elétron e m é a massa do elétron. A susceptibilidade relativa χ que apresenta este tipo de materiais é pequena e negativa, tipicamente $\chi = -10^{-5}$.

1.1.1.2 Materiais paramagnéticos

Existem materiais que a campo magnético nulo não apresentam magnetização espontânea, mas que se magnetizam no mesmo sentido que o campo magnético aplicado. O seja, a magnetização depende linearmente com o campo magnético aplicado e desaparece quando o campo é removido. Este comportamento magnético é encontrado em materiais que contém átomos magnéticos que não tem uma interação apreciável entre eles.

Os materiais paramagnéticos, a diferença dos materiais diamagnéticos, apresentam uma pequena susceptibilidade relativa magnética positiva ($\chi = 10^{-5} - 10^{-2}$).¹⁷ Tal susceptibilidade é explicada pela presença de momentos magnéticos microscópicos atômicos em esses materiais. Com a presença do campo magnético aplicado, os momentos microscópicos tendem a alinhar-se na sua direção. Com o aumento da temperatura tal orientação se torna cada vez menos efetiva,

fazendo com que a susceptibilidade paramagnética χ_P diminua. Assim é de esperar-se que a expressão da susceptibilidade envolva a temperatura:¹⁷

$$\chi_P = \frac{C}{T} \quad (1.2)$$

onde C é a constante de Curie e T a temperatura. A expressão (1.2) é conhecida como lei de Curie. Nos sólidos, a essa lei pode ser escrita como:¹⁷

$$\chi_P = \frac{1}{3} \frac{N}{V} \frac{\mu_B^2 p^2}{k_B T} \quad (1.3)$$

onde N é o número de elementos magnéticos no volume V , μ_B é o magnéton de Bohr, k_B é a constante de Boltzmann e p é o número efetivo de magnétons de Bohr.

1.1.1.3 Materiais antiferromagnéticos

Estes materiais se caracterizam por ter spins vizinhos alinhados antiparalelamente. O seja, podem-se subdividir em arranjo cristalino de íons magnéticos de duas sub-redes interpenetrantes, com seus momentos magnéticos orientados em sentidos opostos. Porém, os materiais antiferromagnéticos não produzem uma magnetização espontânea macroscópica. A susceptibilidade relativa destes materiais se compara a dos materiais paramagnéticos.

Na lei de Curie dada pela expressão (1.2), os momentos magnéticos são tratados como independentes. Quando se consideram as interações magnéticas entre eles, em materiais no estado paramagnético, se deve ter em conta a lei de Curie-Weiss:¹⁸

$$\chi = \frac{C}{T - \lambda C} = \frac{C}{T - \theta_{CW}} \quad (1.4)$$

onde λ é a constante de interação entre cada momento magnético e seus vizinhos e θ_{CW} é a temperatura de Curie paramagnética.

O θ_{CW} determina dois tipos de interação bem definida:

i) se $\theta_{CW} > 0$, temos uma interação ferromagnética ($\lambda > 0$).

A interação ferromagnética é a interação magnética que faz que os momentos magnéticos tendam a alinhar-se na mesma direção e sentido.

ii) se $\theta_{CW} < 0$, temos uma interação antiferromagnética ($\lambda < 0$).

Para interação antiferromagnética, quando a temperatura do sistema aumenta, o ordenamento da estrutura de spin tende a se destruir, aumentando a susceptibilidade. Por outro lado, ao redor da temperatura chamada crítica, o ordenamento do spin desaparece completamente, assim, a dependência da susceptibilidade com a temperatura é similar a de um material paramagnético. Essa temperatura crítica na qual a susceptibilidade é máxima é chamada temperatura de Néel.

1.1.1.4 Materiais ferrimagnéticos

Estes materiais exibem uma magnetização espontânea a temperatura ambiente, a qual desaparece ao redor de certa temperatura crítica também chamada temperatura de Curie. Portanto, depois desta temperatura tornando-se paramagnéticos.

Estruturalmente, os materiais ferrimagnéticos podem ser subdivididos em duas sub-redes geralmente alinhadas antiferromagneticamente. Cada sub-rede poderia estar feita por tipos de átomos diferentes tendo momentos magnéticos diferentes. De esta maneira, eles têm uma magnetização espontânea.

1.1.1.5 Materiais ferromagnéticos

Os materiais ferromagnéticos, a igual que os ferrimagnéticos, apresentam magnetização espontânea, exibindo fenômeno de saturação magnética e histerese. Esses materiais exibem uma ordem de longo alcance que alinha paralelamente os spins, minimizando a energia de interação entre os spins. Este trabalho envolve esse tipo de materiais magnéticos.

Quando a temperatura aumenta, mais spins magnéticos tendem a mudar sua direção. Conseqüentemente, o momento magnético médio diminui até que se anula completamente a uma determinada temperatura, chamada temperatura de Curie T_C . Por acima de esta temperatura, o sistema de spin se comporta como um material paramagnético. Este fato pode-se evidenciar seguindo a lei de Curie-Weiss [ver expressão (1.4)].

Na medida em que a temperatura decresce, aproximando-se a constante θ_{CW} , a curva χ^{-1} corta o eixo T numa temperatura T_C . A susceptibilidade diverge nessa temperatura, indicando o estabelecimento de ordem ferromagnética. Para temperaturas menores que T_C , a magnetização do material tende a sua magnetização de saturação, caso que acontece quando todos os momentos magnéticos presentes no material apontam na mesma direção (figura 1.1).

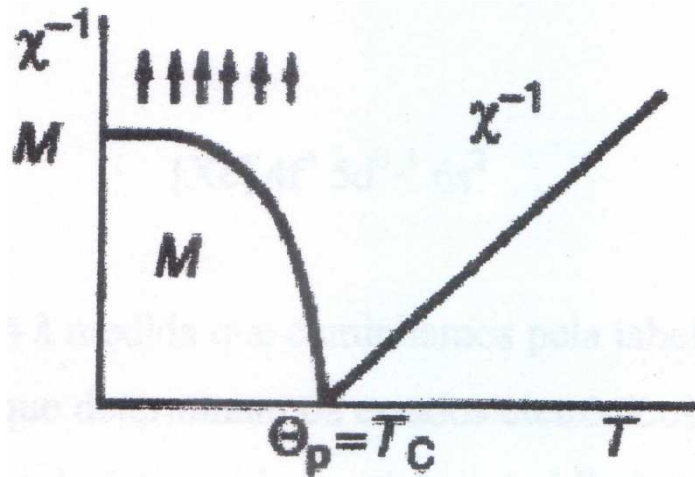


Figura 1.1 Dependência da magnetização e da inversa da susceptibilidade com a temperatura para materiais ferromagnéticos (Figura extraída da ref. [18]).

Nos parágrafos que seguem, será dada atenção às contribuições da energia livre dos materiais ferromagnéticos os quais são de interesse deste trabalho.

1.1.2 Contribuições da energia livre magnética

Como já mencionado, nos materiais ferromagnéticos, os momentos magnéticos dos átomos se mantem alinhados entre eles, mesmo em ausência de campo magnético aplicado. A magnetização de esses materiais se dividem em regiões, chamadas de domínios magnéticos. Tal divisão é consequência da minimização da energia livre magnética total do material, que possui várias contribuições além da de troca. Os momentos magnéticos microscópicos dentro de cada domínio estão alinhados na mesma direção. Um esquema de domínios magnéticos se mostra na figura 1.2, onde se evidencia os momentos magnéticos dentro cada domínio.

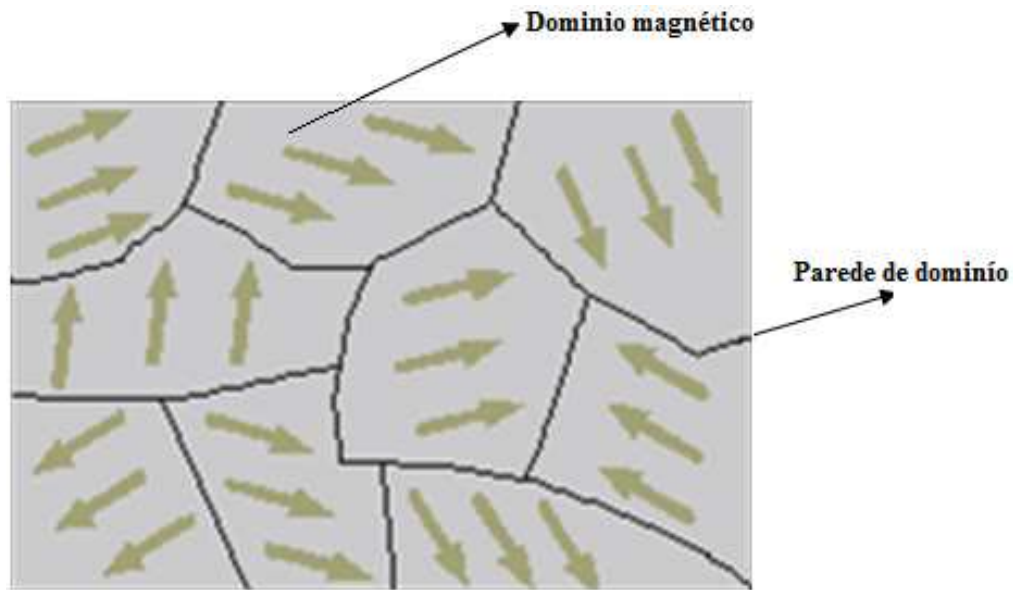


Figura 1.2. Estrutura de domínios magnéticos de um material ferromagnético. As setas indicam os momentos magnéticos do material, quando as linhas pretas representam a divisão entre domínios magnéticos (paredes de domínio).

A energia livre magnética de um material ferromagnético inclui contribuições devidas a energia de troca, interações magnetostáticas, anisotropias magnéticas e energia magnetoelástica. Essas contribuições serão tratadas, de maneira geral, nos parágrafos seguintes.

1.1.2.1 Energia de troca

A energia de troca é o nome dado a interação de curto alcance, de origem quântica, entre dois spins magnéticos sucessivos. Esta contribuição energética pode ser expressa da seguinte forma:¹⁷

$$E_{troca} = -2J_{troca} S^2 \sum_{i,j} \cos \phi_{ij} \quad (1.5)$$

Onde J_{troca} é a integral de troca entre os momentos magnéticos, S é o spin total e ϕ_{ij} é o ângulo entre as direções dos momentos magnéticos adjacentes i e j .

Para o caso dos materiais ferromagnéticos, a integral de troca possui valor positivo, contrario aos materiais antiferromagnéticos (valor negativo). Uma consequência imediata do valor positivo da integral de troca é o alinhamento paralelo dos momentos magnéticos microscópicos (ângulo entre spins vizinhos iguais a zero).

A energia de troca vai depender dos ângulos entre spins magnéticos. Se o ângulo entre os momentos magnéticos vizinhos dentro da parede é muito pequeno, a equação (1.5) se pode reescrever como:

$$E_{troca} = -J_{troca} S^2 \sum_{i,j} \phi_{ij}^2 \quad (1.6)$$

1.1.2.2 Energia magnetostática

Quando um material ferromagnético conte só um domínio, tem uma magnetização macroscópica. Nesse caso a magnetização causa que o bloco se comporte como um ímã, com um campo magnético ao redor dele. A figura 1.3 (a) mostra um material monodomínio magnetizado com seu campo magnético externo associado. Como mostrado na figura, o campo magnético atua sobre o monodomínio magnetizando-o em direção oposta de sua própria magnetização, consequentemente a magnetização diminui. Por esta razão, ao campo magnético é chamado campo desmagnetizante H_d . A energia magnetostática faz que um material magnético seja atraído o repellido por outro.

A energia magnetostática se reduz quando se diminui o campo de desmagnetização. Uma forma para isso é dividir o material magnético em mais domínios magnéticos, como mostrado na figura 1.3 (b). Aqui, o campo H_d é menor e a energia magnetostática está menos armazenada. Por exemplo, a divisão em dois

domínios de magnetização opostos implica uma redução na metade da energia magnetostática. Por outro lado, os momentos magnéticos de dois domínios magnéticos não se alinham paralelamente, portanto a formação de domínios incrementa a energia de troca. Se o material se divide em N domínios, dá lugar a uma redução da energia magnetostática em $1/N$, devido á redução do campo de desmagnetização [figura 1.3 (c)]. Para reduzir a energia magnetostática a zero, precisamos de um padrão de domínios que não deixe polos magnéticos na superfície do material. Uma maneira de conseguir isso é devido a aparição dos domínios de fechamento como mostrado na figura 1.3 (d).

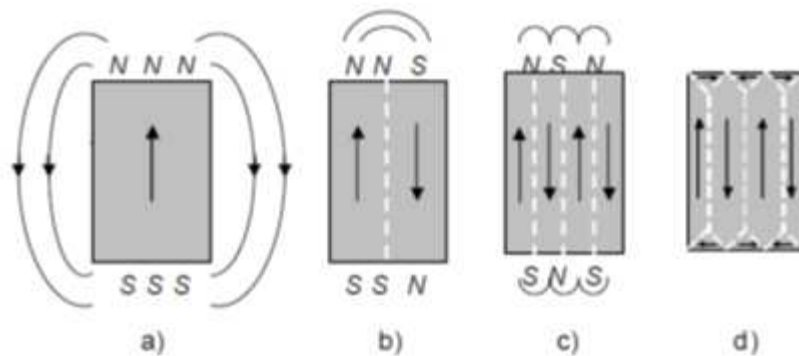


Figura 1.3 Arranjos dos domínios magnéticos para minimizar a energia magnetostática. A aparição dos domínios de fechamento faz que o campo desmagnetizante seja menor (figura extraída da referencia [19])

Antes que se possa decidir qual é o padrão de domínios provável, se precisa entender um pouco sobre as energias magnetocristalina e magnetoelástica.

1.1.2.3 Energia de anisotropia

Nos materiais ferromagnéticos, a magnetização pode apresentar uma direção preferencial, chamada de direção fácil de magnetização ou eixo de anisotropia. Macroscopicamente, se necessita fornecer certa quantidade de energia ao material

para magnetizar o mesmo na direção perpendicular à direção de magnetização fácil. A constante de anisotropia do material (K) representa a densidade de energia (volumétrica) associada a esta mudança na direção da magnetização. Em geral, umas das contribuições mais importantes à anisotropia resultante que governa o comportamento magnético do material é a anisotropia magnetocristalina.

A orientação cristalina torna-se importante quando são envolvidas diferentes energias que depende da direção cristalográfica. Por exemplo, a energia de um material ferromagnético policristalino depende da direção com respeito ao eixo cristalino no qual é magnetizado: a energia é menor em uma direção fácil, enquanto é maior para a direção de eixo difícil.

A energia magnetocristalina E_K de um material ferromagnético uniaxial pode ser escrita como: ¹⁷

$$E_K = K_1 \text{sen}^2 \theta + K_2 \text{sen}^4 \theta + \dots = \sum_n K_n \text{sen}^{2n} \theta \quad (1.7)$$

onde K_n são constantes que variam com a temperatura e difere para cada materiais, quando θ é o ângulo entre o vetor da magnetização e a direção do eixo cristalográfico. Potencias impares de $\text{sen } \theta$ não operam devido ao fato de que a serie tem que ser simétrica com respeito a direção do eixo fácil.

Por um cristal cubico a energia pode ser escrita como: ¹⁷

$$E_K = K_o + K_1(\alpha_1^2 \alpha_2^2 + \alpha_1^2 \alpha_3^2 + \alpha_2^2 \alpha_3^2) + K_2(\alpha_1^2 \alpha_2^2 \alpha_3^2) + \dots \quad (1.8)$$

onde $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$ são os cossenos diretores da direção da magnetização com respeito ao eixo cubico do cristal.

O efeito da energia magnetocristalina sobre a estrutura magnética é que impõe uma restrição sobre a direção da magnetização em um dado cristal, quando não existe campo magnético aplicado. Também faz uma importante contribuição a energia intrínseca de parede de domínio e controla sua espessura.

1.1.2.4 Energia magnetoelástica

A magnetostricção é o fenômeno pelo qual a forma de uma amostra ferromagnética muda durante o processo de magnetização. Usualmente a deformação do material está limitada no intervalo de 10^{-5} a 10^{-6} e embora seja pequena, é um fator importante para controlar a estrutura de domínios e os processos de magnetização. Esse comportamento surge pela deformação da rede cristalina dentro de cada domínio na direção da magnetização, devido, por exemplo, a influencia de um campo magnético (figura 1.4).

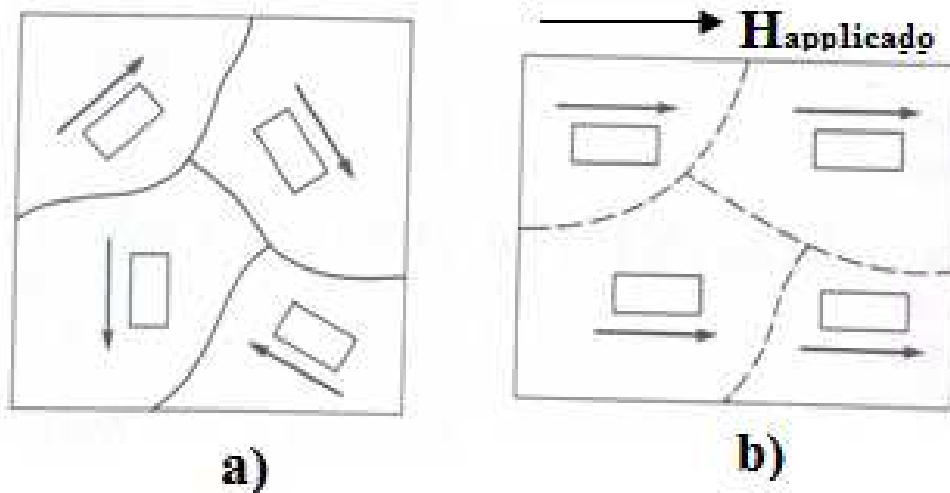


Figura 1.4 Rotação dos momentos magnéticos a) antes da deformação b) depois da deformação (figura extraída da referencia [17]).

De maneira geral, o efeito de uma tensão mecânica unidirecional sobre a amostra é induzir uma anisotropia adicional paralela à direção da tensão.

A energia magnetoelástica pode representar uma importante contribuição a energia magnética total de um cristal ferromagnético e, de esta maneira, pode afetar significativamente as propriedades dos domínios.

1.1.3 Parede de domínio magnético

1.1.3.1 Espessura de parede

Uma parede de domínio consiste na transição de spin que separa dois domínios adjacentes em diferentes direções. O deslocamento angular através da parede é comumente 90° ou 180° . As mudanças dos spins não ocorrem em um salto descontínuo, mas são graduais de um domínio para outro. A razão porque os spins mudam sua direção gradualmente é que a energia de troca de dois spins incrementa como o quadrado do ângulo θ entre os spins vizinhos [ver equação (1.6)]. De esta maneira, a mudança abrupta no ângulo θ incrementa a energia de troca em grande medida.

Mostra-se na figura 1.5 a mudança da direção do spin em etapas de igual ângulo de $\theta = 0^\circ$ até 180° sobre N capas atômicas. Assim, o ângulo θ_{ij} entre os spins em duas capas vizinhas é dado por π/N .

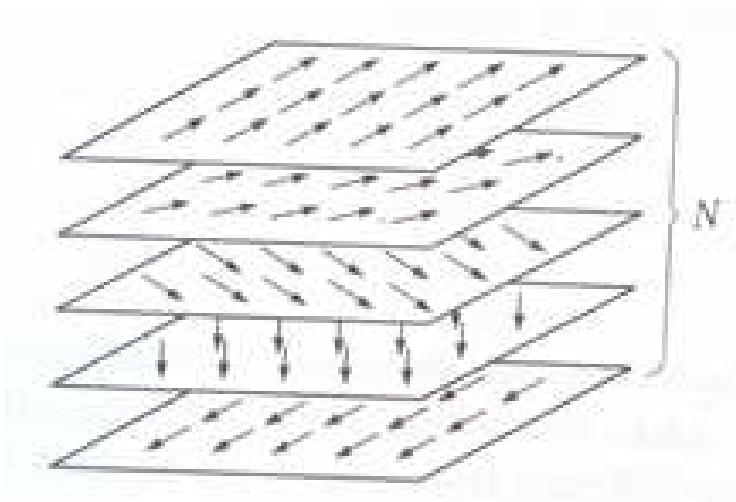


Figura 1.5 Rotação dos spins na parede de domínio de N capas atômicas de espessura (figura extraída da referencia [17]).

Considerando-se o caso em que a direção do momento magnético dentro da parede de domínio muda gradualmente, envolvendo assim N passos com iguais ângulos π/N entre vizinhos, a energia de troca total seria:

$$E_{troca} = J_{troca} S^2 (\pi / N)^2 N = J_{troca} S^2 \pi^2 / N \quad (1.9)$$

O resultado da equação (1.9) mostra que para minimizar a energia de troca, se deve ter uma grande espessura na parede de domínio. Por outro lado, o desvio da direção dos spins desde o eixo fácil faz que se armazene energia de anisotropia na parede. Simplificando, a densidade de energia de anisotropia é incrementada pela constante de anisotropia K quando os spins rota desde o eixo fácil para o eixo difícil. Considerando-se uma rede cubica simples com constante de rede a , se obtém que a energia de anisotropia pode-se expressar como:¹⁷

$$E_K = KNa \quad (1.10)$$

A expressão anterior mostra que a energia de anisotropia é proporcional a espessura da parede. Em outras palavras, contrario ao termo de energia de troca, a maior espessura da parede, maior energia de anisotropia. De esta maneira, o que determina a espessura da parede é um balance de energia de troca e a energia de anisotropia.

1.1.3.2 Parede de dominio

A forma da parede de domínio depende da competição entre a energia de troca e de anisotropia. A saber, as paredes são de tipo Bloch quando os spins rotam em todo o volume da parede (ver figura 1.5). Enquanto as paredes chamadas de Néel ocorrem geralmente em películas finas de materiais ferromagnéticos. Neste tipo de paredes os spins magnéticos giram em torno do eixo normal da superfície do material, ao invés do eixo normal á parede de domínio. De esta maneira, se reduz a energia magnetostática em vez de rotação no plano paralelo da parede, que para o caso de películas delgadas, a energia magnetostática seria maior. A rotação dos spins magnéticos em uma parede de Néel se mostra esquematicamente na figura 1.6.

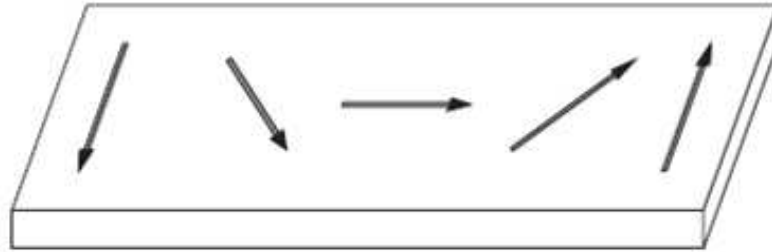


Figura 1.6 Rotação dos spins na parede de Néel. A transição de um domínio para outro é sobre a superfície do material.

1.1.4 Curva de histerese

Inicialmente, quando se aplica um campo magnético externo sobre um material ferromagnético não magnetizado, os domínios magnéticos mais favoráveis crescem em detrimento dos domínios menos favoráveis; os domínios magnéticos mais favoráveis são aqueles cujos momentos magnéticos possuem grande componente na direção do campo aplicado. Este crescimento do tamanho de domínios favoráveis se dá por meio de movimento de paredes de domínio. Este processo se leva a cabo com pouco custo de energia. Desta forma, para campo magnético baixo, a curva de magnetização cresce rapidamente como se pode apreciar na figura 1.7 (a).

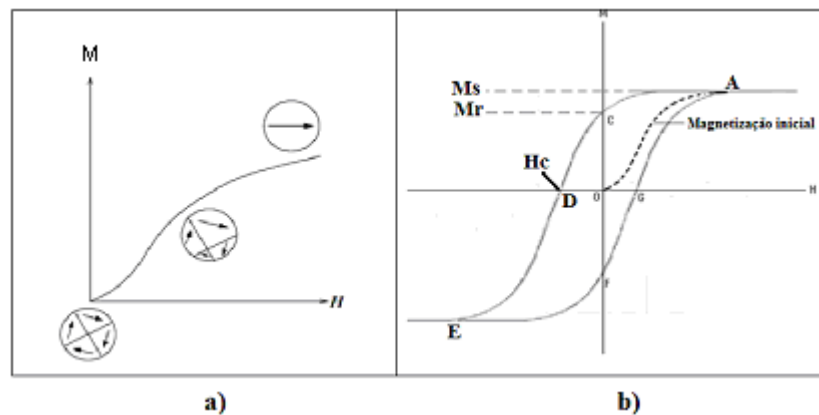


Figura 1.7 Curvas de magnetização para um material ferromagnético a) Curva inicial b) Curva principal

Quando a magnetização por movimento de paredes de domínio finalizou, o seguinte mecanismo implica a orientação (via rotação) dos momentos magnéticos que não estão completamente alinhados com o campo magnético. Este processo envolve um custo de energia maior que no caso anterior, tendo como consequência um crescimento menos acentuado da curva de M vs H para campos magnéticos altos.

A figura 1.7 (b) representa a curva completa de magnetização característica de um material ferromagnético. Quando se aumenta o campo magnético aplicado desde zero, M aumenta desde zero até a magnetização de saturação (ponto A). Agora, se H diminui desde a saturação, se observa que o sistema não segue a mesma trajetória inicial, devido que os mecanismos de magnetização (principalmente os devido a movimentos de paredes de domínio) são irreversíveis. Quando H chega ao seu valor nulo, o material ainda permanece magnetizado, com uma magnetização residual M_r (remanência). Aumentando H em valores negativos, o seja, em sentido oposto ao campo magnético aplicado na curva inicial, o material é desmagnetizado quando H é igual ao campo coercitivo $-H_c$ (ponto D). Aumentando positivamente a intensidade de H , se produz uma nova saturação em sentido oposto (ponto E) e, se a partir de ali se aumenta positivamente a intensidade de H , a situação anterior se repete em uma curva simétrica chamada curva principal de histerese magnética.

1.2 Magnetoimpedância gigante (GMI)

Nesta seção se faz uma revisão teórica sobre a fenomenologia que envolve a magnetoimpedância gigante (*giant magnetoimpedance*, GMI). Como já mencionado na introdução, o efeito da GMI consiste em mudanças bruscas na impedância elétrica de um material magnético quando este é submetido a um campo magnético DC externo.

Para descrever fenomenologicamente o efeito da GMI, iniciamos definindo o parâmetro chamado comprimento de penetração magnético δ . Esse parâmetro surge como consequência da indução de correntes parasitas no sistema devido ao caráter alternado dos campos envolvidos no experimento. A existência desse comprimento de penetração dá origem ao chamado efeito pele, o qual faz com que a corrente aplicada através do condutor não flua uniformemente em toda a seção reta do condutor.

Logo, analisaremos como influi o campo magnético aplicado, H_{DC} , e o induzido pela voltagem alternada, H_{AC} , sobre os momentos magnéticos da amostra. Além disso, mostraremos os modelos propostos para explicar o fenômeno da GMI. Comumente, se considera um modelo diferente para cada regime de frequência diferente.

1.2.1 Descrição do efeito

O fenômeno chave de nosso estudo é a variação da impedância de um material magnético mole (alta susceptibilidade magnética) submetido a um campo magnético DC externo.

Depois da descoberta da magnetoresistência gigante (em inglês, *giant magnetoresistance*, GMR) por M. N. Baibich *et al.* em multicamadas de (001)Fe/(001)Cr,²⁰ muita atenção se tem dado a fenômenos de magnetotransporte eletrônico. O efeito da GMR, apesar de envolver variações na resistência DC de um

material devido a aplicação de campo magnético externo, possui explicação completamente diferente ao da GMI. Enquanto a origem da GMR está relacionada variações nos mecanismos microscópicos de espalhamento eletrônico com campo magnético, a GMI possui origem clássica e está explicada levando-se em conta as equações de Maxwell.⁶

A partir da descoberta da GMR, muitos autores publicaram medidas de este efeito sobre diferentes sistemas e materiais inclusive, mediante a aplicação de corrente alternada para se efetuar a medida.^{21,22} Um desses trabalhos foi o publicado pelos autores Mandal e Ghatak que mediram o efeito de GMR sobre fios amorfos de composição $\text{Co}_{68,1}\text{Fe}_{4,4}\text{Si}_{12,5}\text{B}_{15}$, utilizando corrente alternada.⁵ Estudo semelhante foi publicado por F. L. A. Machado *et al.* onde se mediu o efeito de GMI em fitas amorfas de composição $\text{Co}_{70,4}\text{Fe}_{4,6}\text{Si}_{15}\text{B}_{10}$ mediante a aplicação de uma corrente alternada.⁴ Apesar de estes trabalhos serem de suma importância, se atribuía a sua origem a mesma dada ao efeito da GMR.

A explicação correta do efeito da GMI foi dada primeiramente pelos autores R. S. Beach e A. E. Berkowitz.⁶ eles foram também os primeiros em batizar o fenômeno pelo nome conhecido até os dias de hoje, GMI. Nos seguintes parágrafos veremos a fenomenologia que envolve o efeito da GMI.

É sabido que para um elemento linear, a impedância complexa Z pode ser escrita como a generalização da lei de Ohm:

$$Z = \frac{U_{AC}}{I_{AC}} = R + iX \quad (1.11)$$

onde U_{AC} é a diferença de potencial medida entre os pontos de aplicação da corrente alternada I_{AC} , de frequência angular ω .

De uma forma bastante simples, para se observar variações na impedância devido a aplicação de um campo magnético DC, se aplica uma tensão elétrica alternada nos extremos da amostra. Tal sinal de tensão dá origem a uma corrente

elétrica (também alternada) que, por sua vez, gera um campo magnético alternado H_{AC} transversal à direção da corrente, tal como se representa na figura 1.8. Desta forma, medindo I_{AC} e U_{AC} em função do campo magnético H_{DC} , pode-se calcular o valor da impedância em função do campo externo. O campo alternado gerado pela corrente de medida, como se verá a continuação, terá um papel muito importante para a manifestação do fenômeno.

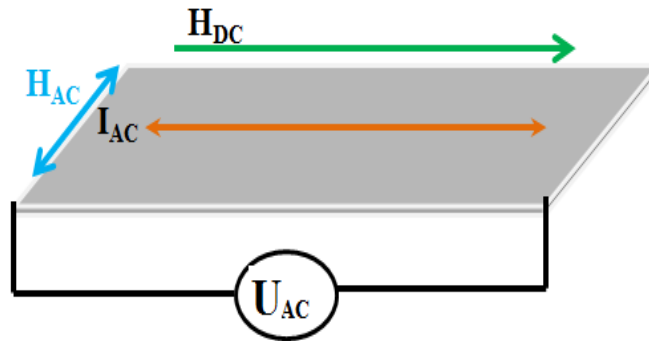


Figura 1.8 Medida do efeito da GMI de maneira clássica. A tensão alternada U_{AC} nos extremos da amostra induz um campo magnético H_{AC} transversal ao eixo da fita.

Como figura de mérito, se utiliza comumente a quantificação relativa do efeito da GMI:

$$\frac{\Delta Z}{Z} = \frac{Z(H_{DC}) - Z(H_{Ref})}{Z(H_{Ref})} \quad (1.12)$$

onde H_{Ref} é um campo magnético de referencia a partir do qual será tomado os valores da GMI e H_{DC} é o campo magnético DC aplicado. Neste trabalho, uma vez que não estamos interessados nos valores relativos, utiliza-se o valor absoluto da impedância apenas.

1.2.2 Influencia dos parâmetros de medidas

1.2.2.1 Comprimento de penetração δ

O comprimento de penetração nos da ideia da região, próxima a superfície, na qual a corrente de medida AC flui através do condutor. Utilizando as equações de Maxwell, pode-se encontrar o comprimento de penetração magnético δ , o qual é proporcional ao inverso da raiz quadrada da frequência e da permeabilidade magnética efetiva.²³ No caso de uma amostra em forma de fita, que é a forma geométrica de nosso sistema de estudo, temos a seguinte expressão para o comprimento de penetração:

$$\delta = \frac{c}{\sqrt{2\pi\sigma\omega\mu_t}} \quad (1.13)$$

Onde c é a velocidade da luz, σ é a condutividade elétrica e μ_t é a permeabilidade magnética transversal.

1.2.2.2 Dependência com a frequência

A distribuição de corrente no condutor, como já dito, será fortemente influenciada pelo comprimento de penetração δ . No caso que a frequência seja nula, a distribuição da corrente é homogênea em todo o volume do condutor. Este efeito está esquematizado na figura 1.9 (a). Conforme a frequência aumenta [figuras 1.9 (b) e (c)], a corrente tende a fluir somente na região próxima a superfície do condutor devido a diminuição de δ . Isto era de se esperar seguindo a expressão (1.13). Tal efeito é conhecido como efeito pele.

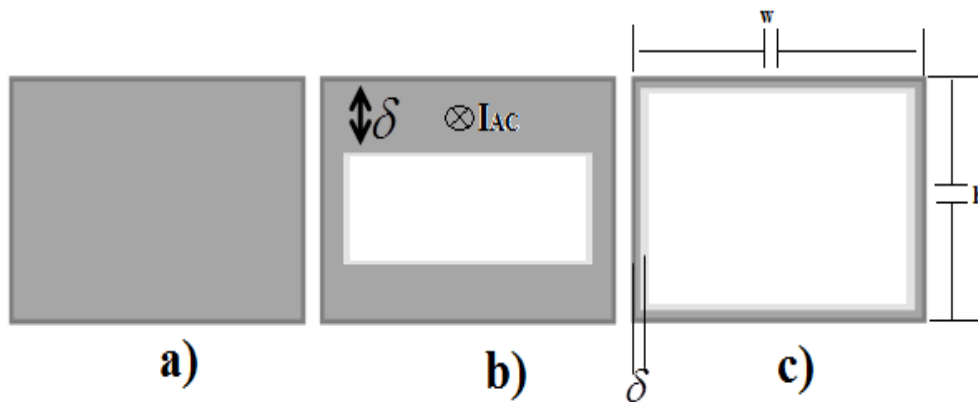


Figura 1.13. Efeito do aumento da frequência da corrente I_{AC} na distribuição da corrente (região cinza) na seção transversal de um condutor de largura w e espessura h . **a)** Distribuição homogênea da corrente **b)** Distribuição da corrente apenas em uma região próxima a superfície **c)** Distribuição da corrente em uma região muito próxima da superfície

A diminuição de δ conforme a frequência aumenta se evidencia na figura 1.14. Este gráfico foi calculado seguindo o valor típico para a permeabilidade transversal ($\mu_t=10^5$) em materiais magnéticos amorfos.²⁴ O intervalo de frequência utilizado foi de 10 MHz até 1 GHz.

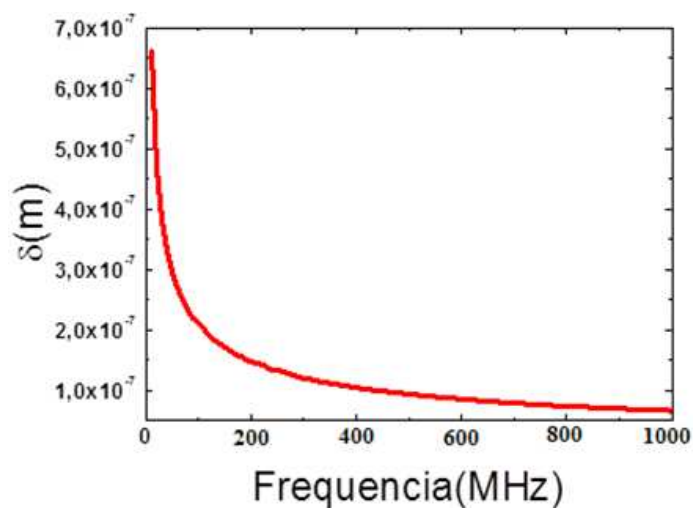


Figura 1.14 Dependência do comprimento de penetração magnético δ com a frequência da corrente aplicada usando a equação (1.13).

1.2.2.3 Dependência com o campo magnético DC

Como já mencionado na seção 1.1.2, os materiais magnéticos estão geralmente subdivididos em domínios magnéticos. A distribuição desses domínios depende de vários fatores sendo a anisotropia magnética um dos mais importantes. Por exemplo, uma forma esquematizada da estrutura de domínios para materiais magnéticos em forma de fita com anisotropia transversal (eixo de fácil magnetização na direção transversal), segue a forma da figura 1.15.

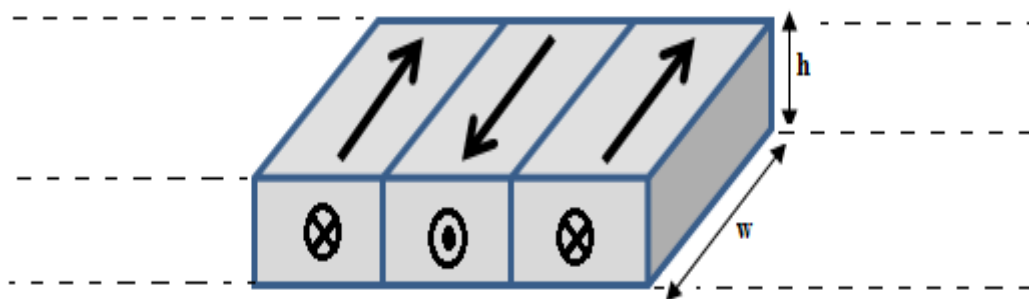


Figura 1.15 Estrutura de domínios esquematizada para uma fita amorfa com anisotropia transversal.

Quando se aplica um campo magnético externo (H_{DC}) na direção do eixo da fita (eixo difícil de magnetização), os domínios tenderão a alinhar-se na direção do campo magnético externo, alterando assim o valor da permeabilidade magnética do material (inclusive a transversal, fator fundamental para determinar a distribuição da corrente dentro a amostra).

1.2.2.4 Dependência com o campo magnético AC

Como é sabido e demonstrável pelas equações de Maxwell, quando uma corrente elétrica alternada é aplicada longitudinalmente à amostra, esta induz um

campo magnético alternado H_{AC} na direção transversal (no caso de uma fita). A influência do campo magnético alternado sobre a amostra traz como consequência o movimento nas paredes de domínio, influenciando diretamente o processo de magnetização transversal da amostra (figura 1.16).

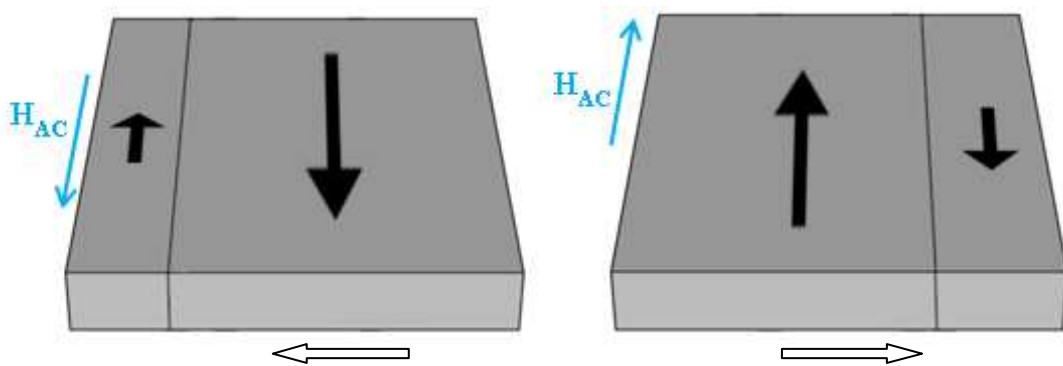


Figura 1.16 Movimento das paredes de domínio devido à aplicação de um campo magnético AC na direção transversal.

Portanto, a combinação dos campos magnéticos H_{DC} e H_{AC} influenciará a permeabilidade transversal e, conseqüentemente, o comprimento de penetração e a distribuição da corrente da amostra. Devido às contribuições do movimento de paredes de domínio μ^{mov} e a rotação dos momentos magnéticos μ^{rot} , a permeabilidade transversal pode-se escrever como sendo a soma das duas contribuições:²⁵

$$\mu_t = \mu^{rot} + \mu^{mov} \quad (1.14)$$

1.2.3 Regime de frequência

O efeito da GMI pode ser separado grosseiramente em três diferentes regimes de frequências: baixas frequências (< 10 MHz), frequências moderadas (poucos MHz) e altas frequências (ordem do GHz). Esta separação é feita como consequência

das diferentes contribuições do movimento das paredes de domínio sobre a permeabilidade magnética transversal, as quais variam conforme a frequência aumenta. De esta maneira, para cada região de frequência tende-se a utilizar um modelo com aproximações apropriadas: considerando o movimento das paredes de domínio (< 10 MHz), considerando o travamento das paredes de domínio devido a correntes parasitas (poucos MHz) e considerando efeitos devido a dinâmica da magnetização (ordem do GHz). Cada modelo foi chamado, respectivamente, efeito magneto-indutivo, efeito pele e de dinâmica da magnetização. É importante enfatizar que o modelo que considera a dinâmica da magnetização está baseado nos modelos existentes de ressonância ferromagnética e é uma generalização para qualquer regime de frequência. Portanto, fazendo as devidas aproximações pode-se chegar aos modelos utilizados às mais baixas frequências.

1.2.3.1 Frequências muito baixas ($f < 10$ MHz), efeito magnetoindutivo

Quando a frequência é baixa, o comprimento de penetração δ é maior que as dimensões transversais da amostra ($h \ll \delta$). Neste caso, o efeito pele se torna desprezível. Somente a componente imaginária da impedância muda com a aplicação do campo magnético externo uma vez que não há mudança da área da secção transversal por onde a corrente flui. Nesta situação, o efeito é chamado de magneto-indutivo.²⁶

De acordo com L. V. Panina *et al.*, a permeabilidade circunferencial efetiva (para o caso de um fio) pode ser escrita da seguinte forma:²⁵

$$\mu_{\phi} = \mu_{\phi}^o + \frac{4\pi j \chi_{dw}^o \omega}{\omega_{dw}} \quad (1.15)$$

onde μ_{ϕ}^o e χ_{dw}^o são respectivamente a permeabilidade magnética e susceptibilidade estática, quando ω_{dw} é a frequência de amortecimento das paredes de domínio, característica de cada material. Da expressão (1.15), se observa que a dependência da

permeabilidade com a frequência esta governada pela susceptibilidade χ_{dw}^o . Em baixa frequência, no caso de um fio de rádio a e comprimento l , a impedância poderia ser expandida como:²⁵

$$Z = R_{DC} \left[1 + \left(\frac{a}{\delta} \right)^4 \left(0.14 + \frac{1}{4} \left(\frac{\delta_{dw}}{a} \right)^2 \right) \right] - \frac{j\omega}{c^2} L_i \quad (1.16)$$

onde R_{DC} é a resistência estática, $\delta_{dw} = \frac{c}{2\pi\sqrt{2\sigma\chi_{dw}^o\omega_{dw}}}$ e a autoindutância L_i da

amostra é $L_i = \frac{\mu_\phi^o l}{2}$.

Da expressão (1.16), se mostra que, a baixa frequência, a dependência da impedância com o campo magnético aplicado está associada principalmente com a autoindutância, a qual, por sua vez, é proporcional a permeabilidade circunferencial. Isto se obteve fazendo-se a expansão da impedância até a primeira ordem em ω para a parte indutiva. O termo de primeira ordem na parte resistiva é desprezado, uma vez que depende do inverso do quadrado de ω .

1.2.3.2 Frequências intermediárias ($f \sim \text{MHz}$)

Em frequências intermediárias, a variação da impedância na amostra devido ao campo magnético aplicado foi chamada originalmente de magnetoimpedância gigante.⁶ Esta mudança de impedância foi interpretada em termos do efeito pele que, a diferença do regime de baixa frequência, é forte nesta região de frequências. Outra diferença entre os dois regimes de frequências é que, em baixas frequências, tanto a rotação dos momentos magnéticos como os movimentos das paredes de domínio contribuem usualmente a permeabilidade transversal. No regime de frequência intermediárias, o movimento das paredes de domínio é fortemente amortecido devido a indução de correntes parasitas.

Diferentes modelos têm sido propostos por vários autores para descrever o comportamento da GMI no regime de frequências intermediárias, os quais são baseados na geometria da amostra, a estrutura de domínios, etc. Um desses modelos é o modelo quase-estático onde se considera, como hipótese principal, que o sistema em estudo sempre alcança um estado de equilíbrio para cada valor do campo externo aplicado. A impedância deste modelo é calculada a partir das equações de Maxwell, tendo-se em conta, obviamente, as condições de contorno. Por exemplo, para geometria simples como um filme plano infinito, a impedância complexa se expressa como:²⁷

$$Z = R_{DC} \frac{kh}{2} \cot\left(\frac{kh}{2}\right) \quad (1.17)$$

onde $k = \frac{(1+i)}{\delta}$.

Resumiremos aqui o modelo quase-estático desenvolvido por Squire, na qual é considerado um filme de espessura h com anisotropia planar e estrutura de domínio como se mostra na figura (1.17).²⁸

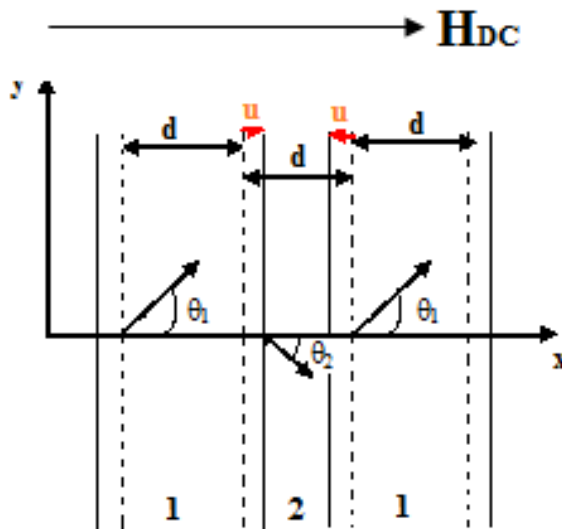


Figura 1.17 Estrutura de domínio de um filme uniaxial com direção de eixo fácil em y.

Nesta figura, θ_1 e θ_2 são as orientações da magnetização nos domínios de tipo 1 e 2 respetivamente, $2d$ é o período de estrutura de domínio e u o deslocamento da parede de domínio com respeito a sua posição de equilíbrio.

A relativa baixa frequência (< 10 MHz), tanto a contribuição devido da rotação dos momentos magnéticos e do movimento das paredes de domínio contribuem para a permeabilidade transversal. Já, a frequências mais altas, o movimento das paredes de domínio se reduz drasticamente devido a aparição das correntes parasitas. No modelo quase-estático tal amortecimento se mede pelo parâmetro de rigidez β . A energia livre total do filme considerado pode ser escrita como:²⁸

$$U = U_1 + U_2 + U_w \quad (1.18)$$

onde U_1 e U_2 são as energias devido ao movimento dos domínios magnéticos 1 e 2 e U_w é a energia da parede de domínio, que, a sua vez, se expressa como:

$$U_w = \frac{1}{2} \beta \left(\frac{u}{d} \right)^2 \quad (1.19)$$

Para um campo magnético DC aplicado perpendicularmente ao eixo fácil de magnetização (H_{DC} na direção x na figura 1.17), temos neste caso a expressão para a energia livre como segue:²⁷

$$U_{1,2} = \left(\frac{1}{2} \pm \frac{u}{d} \right) \left(-\mu_0 M_s H_{DC} \cos \theta_{1,2} + K \cos^2 \theta_{1,2} \mp \mu_0 M_s H_{AC} \sin \theta_{1,2} \right) \quad (1.20)$$

onde M_s é a magnetização de saturação.

A μ_t pode ser obtida da minimização da energia $U_{1,2}$ com respeito a os parâmetros θ_1 , θ_2 e u . Analisando dois casos limites, teremos:

- Se a parede se move livremente; o deslocamento das paredes de domínio domina o processo e a rotação da magnetização pode ser desprezada. Neste caso $\theta_1 = \theta_2 = \theta_0$ e minimizando a energia livre com respeito a u se obtém:

$$\frac{u}{h} = \frac{2d\mu_0 M_s \text{sen}\theta_0}{\beta} \quad (1.21)$$

e a susceptibilidade transversal expressa-se como:

$$\chi_{tdw} = \frac{2u}{dh} M_s \text{sen}\theta_0 = \frac{4\mu_0 M_s^2}{\beta} \left(1 - \frac{H_{DC}^2}{H_k^2} \right) \quad (1.22)$$

onde H_k é o campo de anisotropia.

- No caso contrário, se as paredes são totalmente fixadas, $u = 0$ e a susceptibilidade transversal é devido só a rotação dos momentos magnéticos, χ_{trot} . Este caso pode ser calculado minimizando a energia com respeito a θ_1 e θ_2 :

$$\chi_{trot} = \frac{M_s \cos^2 \theta_0}{H_0 \cos \theta_0 - H_k \cos 2\theta_0} \quad (1.23)$$

Como mostrado o movimento das paredes de domínio vai depender do parâmetro de rigidez β . D. Atkinson e P. T. Squire mostraram os efeitos de incrementar pouco a pouco o parâmetro β sobre a susceptibilidade transversal de um material com anisotropia transversal ao eixo da fita (figura 1.18).²⁹

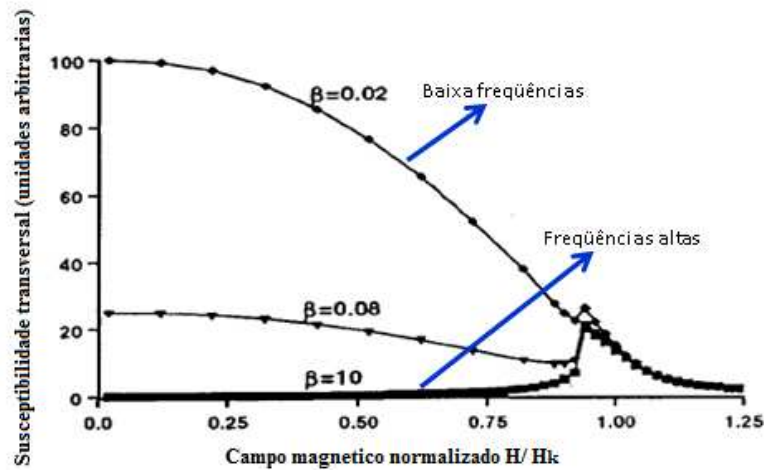


Figura 1.18 Susceptibilidade transversal calculada como uma função do campo magnético aplicado. O parâmetro β controla o movimento das paredes de domínio (figura extraída da referencia [29]).

Observa-se da figura 1.18 que, para pequeno valor do parâmetro β , as paredes de domínio se movem facilmente devido a influencia do campo magnético transversal. Neste caso, a susceptibilidade transversal decresce com aumento do campo magnético. Isto ocorre pois a magnetização transversal em cada domínio é reduzida quando os momentos magnéticos giram para o eixo do campo magnético. Conforme o valor do parâmetro β aumenta, a contribuição do movimento das paredes de domínio vai decrescendo. Já em valores altos de β , o movimento das paredes de domínio é muito pequeno e a susceptibilidade transversal só tem a contribuição da rotação dos momentos magnéticos. Neste caso, observamos um máximo para campos iguais ao campo de anisotropia da amostra. Devemos lembrar aqui que, neste caso, se aplica campo na direção perpendicular ao eixo de fácil magnetização da amostra.

1.2.3.3 Frequências altas ($f \sim \text{GHz}$)

A frequência alta, a descrição da GMI deve considerar os efeitos dinâmicos da magnetização, que vão ser descritos mais adiante neste capítulo. Desta forma, é comumente aceito que a resposta do efeito da GMI é equivalente a resposta da mesma amostra em um experimento de ressonância ferromagnética (em inglês *ferromagnetic resonance*, FMR).³⁰ Todas as soluções para a resposta de FMR pode ser aplicadas para descrever a GMI. Na análise de FMR, a quantidade a qual dá a resposta da ressonância é a parte real da impedância superficial Z_s . Esta impedância relaciona as duas componentes do campo eletromagnético, sendo o campo elétrico e_o e o campo magnético h_o , pode-se expressar:¹²

$$Z_s = \frac{4\pi\sigma}{c} \frac{e_o}{h_o} \quad (1.24)$$

A relação entre a impedância Z que toma parte na GMI e a impedância superficial no experimento de FMR se relacionam por um fator geométrico. No caso de uma fita de largura w e comprimento l :¹²

$$Z = \frac{cl}{w} \frac{Z_s}{8\pi\sigma} \quad (1.25)$$

Um modelo rigoroso foi proposto tendo em conta os efeitos dinâmicos da magnetização para dar explicação à GMI em alta frequência. Esses modelos são baseados nas soluções simultâneas das equações de movimento de Landau-Lifshitz e de Maxwell.¹⁰ Desta forma, a evolução temporal no vetor de magnetização $\vec{M}(r, t)$ em um material ferromagnético pode ser descrita pela equação de movimento de Landau-Lifshitz.^{31,32}

$$\dot{\vec{M}} = \gamma \vec{M} \times \vec{H}_{eff} - \frac{\alpha}{M_s} \vec{M} \times \dot{\vec{M}} \quad (1.26)$$

onde γ é o coeficiente giromagnético, α é o termo de amortecimento de Gilbert e \vec{H}_{eff} é o campo efetivo, que é dado pelas contribuições dos campos magnéticos aplicado, de desmagnetização e de anisotropia, principalmente. O primeiro termo da equação (1.26) indica a precessão do vetor da magnetização sobre \vec{H}_{eff} . O segundo é chamado termo de amortecimento de Gilbert e é adicionado como um termo fenomenológico para descrever o relaxamento da magnetização na direção do campo aplicado.

As equações de Maxwell, expressadas no sistema de medida internacional (SI), a lei de Ohm e a relação constitutiva entre os campos magnéticos são dadas como segue:

$$\begin{aligned}\vec{\nabla} \times \vec{H} &= \vec{J} \\ \vec{\nabla} \times \vec{J} &= -\frac{\mu_0}{\rho} \begin{pmatrix} \dot{\vec{H}} & \dot{\vec{M}} \end{pmatrix}\end{aligned}\quad (1.27)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \begin{pmatrix} \dot{\vec{H}} & \dot{\vec{M}} \end{pmatrix} = 0$$

$$\vec{J} = \frac{\vec{E}}{\rho} \quad e \quad \vec{B} = \mu_0 \begin{pmatrix} \vec{H} & \vec{M} \end{pmatrix}\quad (1.28)$$

A solução simultânea das equações (1.26) e (1.27), tendo em conta a aproximação linear, leva as seguintes duas equações (1.29) e (1.30).³¹

$$\nabla^2 \vec{H}_{AC} - \frac{2i}{\delta_o^2} \vec{H}_{AC} = \frac{2i}{\delta_o^2} \vec{m} - \nabla(\nabla \cdot \vec{m})\quad (1.29)$$

onde m é a componente da magnetização devido ao campo H_{AC} e δ_0 é o comprimento de penetração no vácuo.

$$i \frac{\omega}{\gamma} \vec{m} = \vec{m} \times \left(\vec{H}_{eff} + i \frac{\alpha \omega}{\gamma M_s} \vec{M}_0 \right) + \vec{M}_0 \times \vec{h}_{eff} \quad (1.30)$$

onde \vec{M}_0 e \vec{H}_{eff} são as componentes DC da magnetização e campo efetivo respectivamente

e \vec{h}_{eff} é a componente AC do campo magnético efetivo.

A relação entre a GMI e FMR, a qual foi proposta pela primeira vez por Yelon *et al.*,¹² pode ser demonstrada pela equação.^{31,32}

$$\chi_t = \frac{M_s \cos^2 \theta_0 (\Omega + M_s + H_K \cos^2 \psi)}{(\Omega + H_K \cos 2\psi)(\Omega + M_s + H_K \cos^2 \psi) - (\omega/\gamma)^2} \quad (1.31)$$

onde χ_t é a susceptibilidade transversal, $\Omega = H_0 \cos \theta_0 + i\alpha \frac{\omega}{\gamma}$ e o ângulo de

equilíbrio θ_0 é dado por $H_0 \sin \theta_0 - \frac{1}{2} H_K \sin 2\psi = 0$.

A susceptibilidade transversal da expressão anterior apresenta comportamento típico de ressonância determinado pela condição de ressonância FMR:³¹

$$\left(\frac{\omega}{\gamma} \right)^2 = (H_0 \cos \theta_0 + H_K \cos 2\psi)(H_0 \cos \theta_0 + M_s + H_K \cos^2 \psi) \quad (1.32)$$

Neste caso, o comprimento de penetração alcança seu mínimo valor, portanto a GMI é máxima.

Nas dependências do nosso laboratório se fizeram medidas de GMI a altas frequências para uma fita amorfa de composição $(\text{Co}_{0,95}\text{Fe}_{0,05})_{70}\text{Si}_{12}\text{B}_{18}$ que tem uma anisotropia transversal, com uma largura de 0,8 mm, uma espessura de 22 μm e um comprimento de 1 cm.

As figuras 1.19 (a) e (b) mostram respectivamente um exemplo do comportamento da resistência R e da reatância X para frequência da corrente aplicada de 1 GHz.

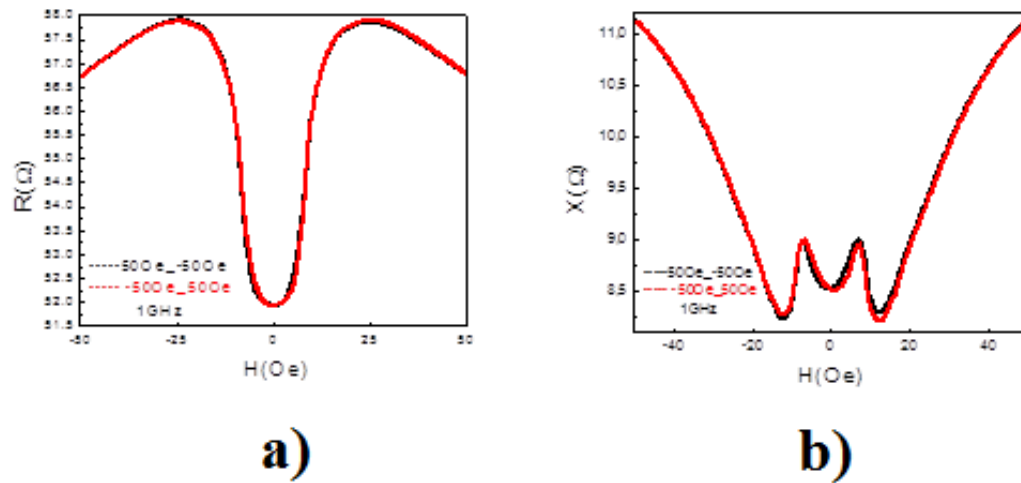


Figura 1.19 Comportamento com o campo magnético aplicado de uma fita amorfa de composição $(\text{Co}_{0,95}\text{Fe}_{0,05})_{70}\text{Si}_{12}\text{B}_{18}$ ($f = 1$ GHz) **a)** Resistência **b)** Reatância.

O comportamento da resistência e reatância com a frequência, para campos magnéticos fixos, se pode evidenciar nas figuras 1.20 (a) e (b), respectivamente.

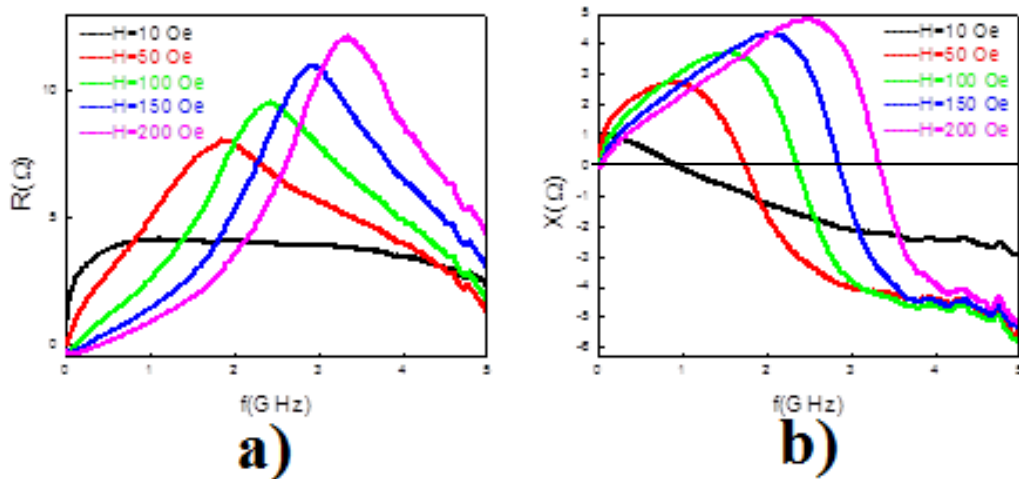


Figura 1.20 Comportamento com a frequência (intervalo de 0 até 5 GHz) de uma fita amorfa de composição $(\text{Co}_{0,95}\text{Fe}_{0,050})_{70}\text{Si}_{12}\text{B}_{18}$ a campo magnético constante **a)** R e **b)** X (colocar o eixo horizontal a $X = 0$)

Conforme o campo magnético aumenta, evidencia-se um aumento do pico máximo para a resistência. Para o mesmo campo magnético, enquanto existe um máximo no sinal da resistência a reatância passa por zero. Esse comportamento é esperado pela teoria de ressonância ferromagnética.

1.3 Curva de inversão da primeira ordem (FORC)

Tem sido demonstrado que a técnica de caracterização chamada curva de inversão da primeira ordem (em inglês, *first-order reversal curve*, FORC) é uma ferramenta apropriada e eficiente para investigar as propriedades histeréticas locais a partir de medidas globais.³³ Geralmente, esta técnica é aplicada em sistemas magnéticos com o objetivo de caracterizar a histerese da curva de magnetização em função de um campo magnético aplicado. A técnica FORC foi inicialmente baseada no modelo de Preisach clássico.³⁴

A técnica FORC foi aplicada pela primeira vez por L. Valenzuela sobre o fenômeno de histerese presente nas curvas principais da GMI em baixa frequência,³⁵ obtendo-se resultados interessantes sobre os processos irreversíveis do fenômeno de histerese. Portanto, neste trabalho se aplica a técnica FORC com o propósito de investigar os processos elementares que envolvem a curva de histerese principal da GMI em altas frequências.

Nesta seção descreveremos em detalhes a técnica de caracterização FORC. Iniciaremos com uma descrição dos alicerces da técnica (o modelo de Preisach clássico) e seguiremos com a análise dos resultados.

1.3.1 Modelo de Preisach clássico

No modelo de Preisach, o fenômeno de histerese é um conjunto de operadores biestáveis elementares. Estes operadores são chamados de histerons matemáticos, para enfatizar a natureza matemática do modelo.

De uma forma bem simples, suponhamos que a curva principal do fenômeno de histerese mostrada na figura 1.21 (a) é a soma de operadores biestáveis mostrados na figura 1.21 (b). Cada operador biestável representa um processo irreversível local no sistema. De esta maneira, poderíamos dizer que a curva principal é uma média dos operadores elementares.

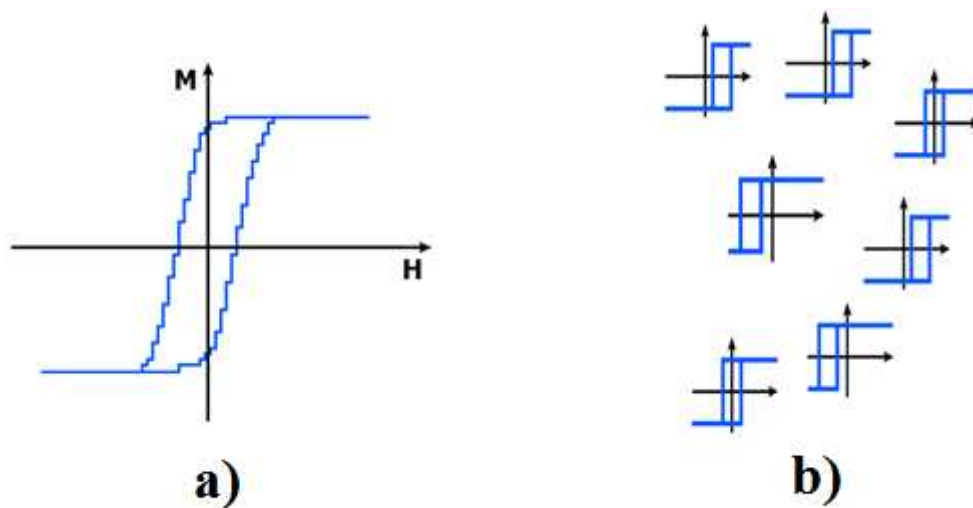


Figura 1.21 Processos elementares num sistema global histeretico **a)** Curva principal de histerese que é uma media dos processos irreversíveis locais **b)** Operadores biestáveis que representam cada processo irreversível local.

Cada operador elementar (ou histeron) se caracteriza por dois parâmetros característicos, H e H_r (figura 1.22).

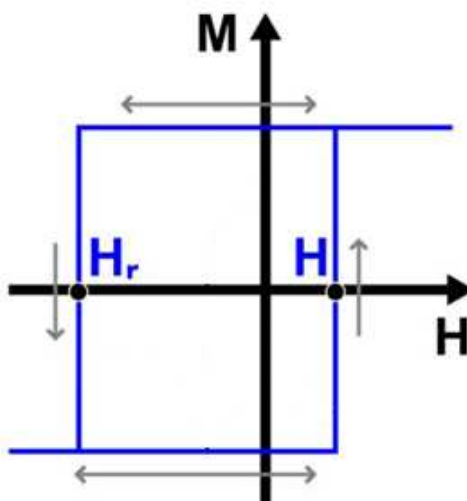


Figura 1.22 Histeron matemático de magnetização vs campo magnético (Figura extraída da referencia [33]).

Cada histeron biestável se encontra em seu nível superior quando o sistema está na saturação positiva. Quando se aplica um campo magnético com magnitude igual ao parâmetro H_r , depois da saturação positiva, o histeron muda para seu estado inferior. Este campo magnético H_r é chamado campo magnético de inversão. Aumentando a intensidade do campo aplicado maior que H_r até o parâmetro característico H , o histeron volta a seu estado superior.

É importante ressaltar que estes histerons não necessariamente têm significado físico. No entanto, para explicar fisicamente o fenômeno histerético, o histeron pode ser associado a cada processo de magnetização elementar de um sistema magnético. Por exemplo, num sistema de nanopartículas, o comportamento magnético de cada uma delas pode-se associar a um histeron com as mesmas características magnéticas [figura 1.23 (a)]. Como outro exemplo, temos que o comportamento magnético de um fio em uma rede de nanofios paralelo ao campo aplicado pode ser associado a um histeron [figura 1.23 (b)]. De maneira geral, o histeron, fisicamente, pode representar a unidade elementar de um sistema magnético, que apresenta um processo local irreversível do fenômeno de histerese total.

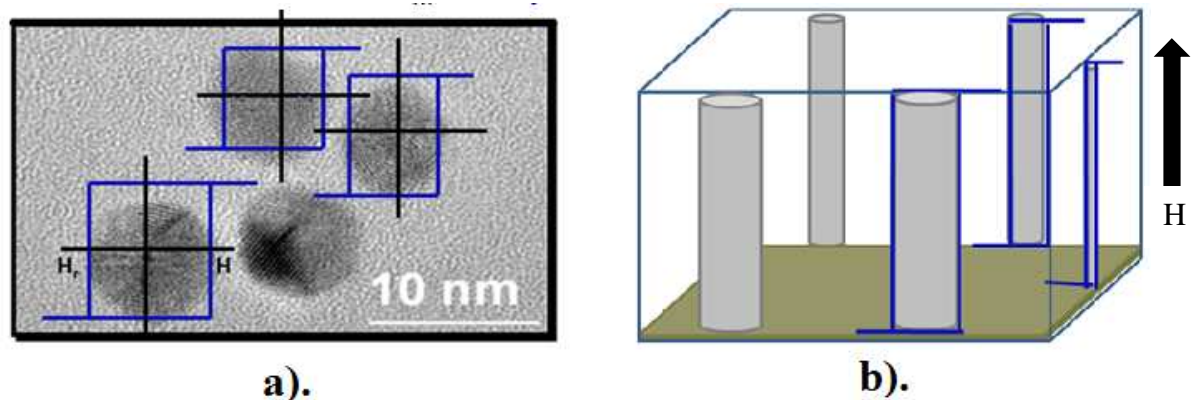


Figura 1.23 Exemplos do significado físico que pode representar um conjunto de histerons **a)** em sistema de nanopartículas e **b)** em rede de nanofios.

1.3.2 Medida do método FORC

O protocolo de medida FORC se dá como segue: se inicia levando o sistema a um estado de saturação, $H_{máx}$. Depois que o sistema atinge a saturação, o campo magnético é reduzido até um valor chamado campo magnético de inversão H_r^1 tal que ocorra a inversão do campo aplicado. A seguir o campo é aumentado gradualmente até levar o sistema de novo à saturação, medindo em cada passo a magnetização. Chame-se uma curva FORC a curva secundária que resulta quando o campo magnético é aumentado a partir do campo H_r^1 até a saturação positiva novamente (figura 1.24).

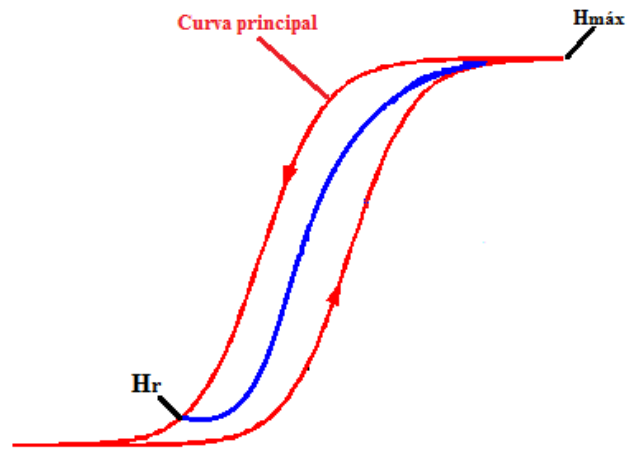


Figura 1.24 Medida de uma curva FORC (azul) dentro da curva principal de histerese (vermelho).

Para medir outra curva secundária, se reduz desde a saturação o campo magnético aplicado até um novo campo de inversão H_r^2 . Esse novo campo de inversão é um pouco maior que o anterior ($H_r^1 < H_r^2$). Procedendo de maneira similar do que já dito anteriormente, se aumenta o campo aplicado, a partir de H_r^2 , até a saturação do sistema. Dessa maneira, se faz repetidas curvas FORC com diferentes

campos de reversão, até cobrir toda a área da curva principal de histerese (figura 1.25).

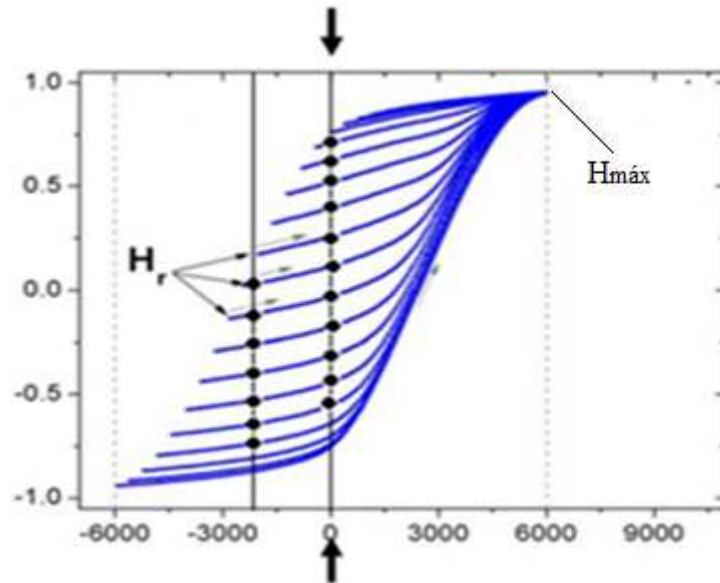


Figura 1.25 Curvas FORC de magnetização (figura extraída da referencia [33])

Como já dito na seção 1.3.1, a curva principal de histerese pode ser interpretada como uma media dos processos de magnetização irreversíveis locais do sistema em estudo. Portanto, quando o sistema está em saturação, o que se tem é que cada histeron envolvido está em seu nível superior. Quando o sistema é levado a um campo de inversão, por exemplo, H_r^1 , só alguns histerons podem mudar para seu estado de nível inferior (histerons cujo parâmetro característico de campo de inversão seja igual o menor a H_r^1). Na medida em que o campo magnético aplicado aumenta a partir do campo H_r^1 até a saturação, os histerons que estão no estado inferior voltam a seu nível superior. Desta maneira se pode medir o sinal dos histerons que mudaram com o campo magnético de inversão H_r . Fazendo-se curvas FORC na curva principal de histerese, teremos o sinal de histerons envolvidos por cada curva FORC.

Representando cada ponto da figura 1.25 no plano $H - H_r$, obtém-se uma distribuição de pontos como mostrada na figura 1.26. As linhas verticais de pontos, mostradas com setas, indicam o número total de dados obtidos de H_r para um particular campo aplicado H . A variação do campo magnético dentro de cada curva FORC é representada como ΔH , enquanto a variação entre campo de inversão ou variação entre curva FORC é simbolizada por ΔH_r .

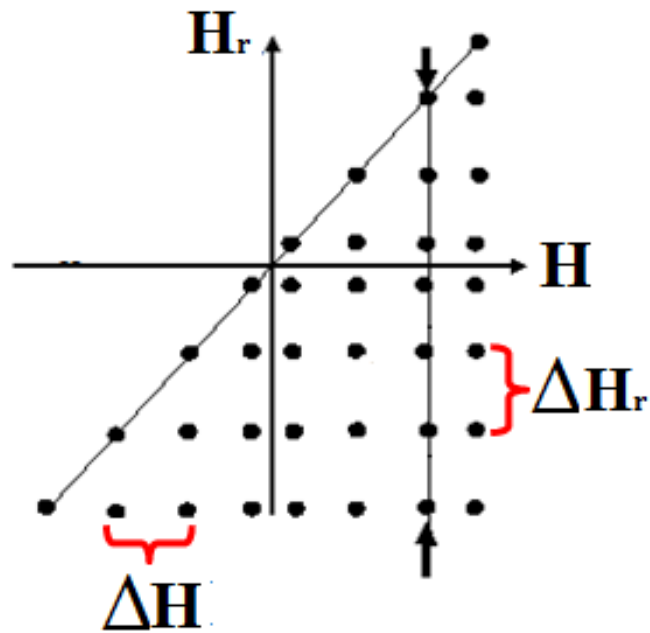


Figura 1.26 Equivalência entre a medida FORC da curva de histerese principal no plano $M-H$ com medida FORC no plano H_r-H .

1.3.3 Distribuição FORC (ρ_{FORC})

A distribuição estatística dos processos elementares locais é representada em diagrama chamado diagrama FORC. A expressão matemática para esta distribuição estatística de histerons é dada por: ³⁶

$$\rho_{Forc}(H, H_r) = -\frac{1}{2} \frac{\partial^2 M(H, H_r)}{\partial H \partial H_r} \quad (H > H_r) \quad (1.33)$$

O M representa o sinal da magnetização, no caso que a técnica FORC se aplique no fenômeno de histerese da magnetização.

Calculando a distribuição ρ em cada ponto experimental do plano $H - H_r$ (ver figura 1.26) se obtém, em um diagrama tridimensional, a distribuição estatística de histerons do sistema. A escala de cor vai de azul até vermelho, sendo representado o zero da distribuição estatística de histerons em azul, enquanto o máximo da distribuição é indicado em vermelho como se mostra na figura 1.27.

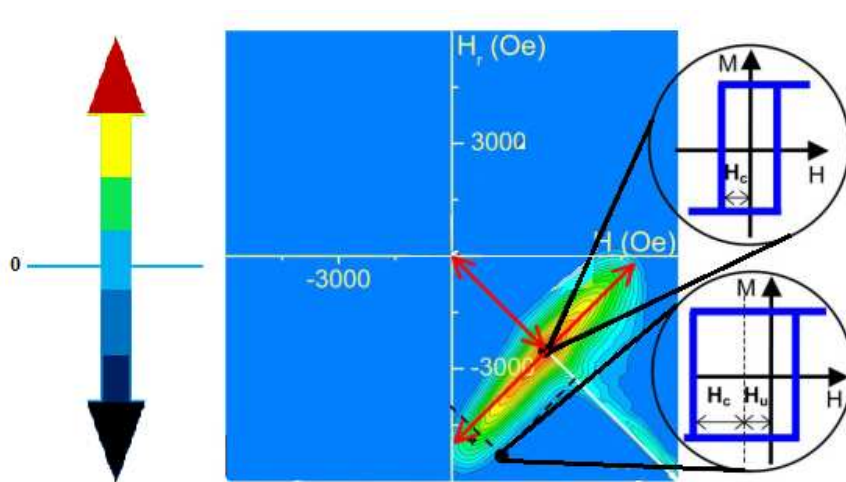


Figura 1.27 Diagrama FORC calculado das curvas FORC da figura 1.25 (figura extraída da referência [33]). A escala da cor vai desde azul que indica o zero da distribuição até o vermelho que é o máximo positivo. O máximo negativo da escala é representado em negro.

1.3.4 Adaptação do método FORC para a GMI

Como já dito na introdução, o método FORC foi geralmente aplicado no fenômeno de histerese que apresenta a magnetização como função do campo magnético aplicado. Este método foi adaptado pela primeira vez por Béron *et al.* no fenômeno de histerese presente na curva principal da GMI.³⁷ O objetivo de adaptar o método FORC na GMI foi entender a origem da histerese da GMI.

Na adaptação da técnica FORC para a GMI, precisa-se obter a distribuição estatística local de histerons que envolve a curva principal da GMI. Portanto, devemos encontrar a distribuição estatística da variação da impedância com o campo magnético aplicado. De esta maneira, a distribuição ρ , dada pela equação (1.33), deve envolver os parâmetros R e X em vez de M .

Como exemplo de aplicação de tal método na GMI, se mostra na figura 1.28 a distribuição estatística de histerons na resistência. Pode-se observar uma distribuição estatística de histerons positiva (representada em cores) e negativa (representada em preto).

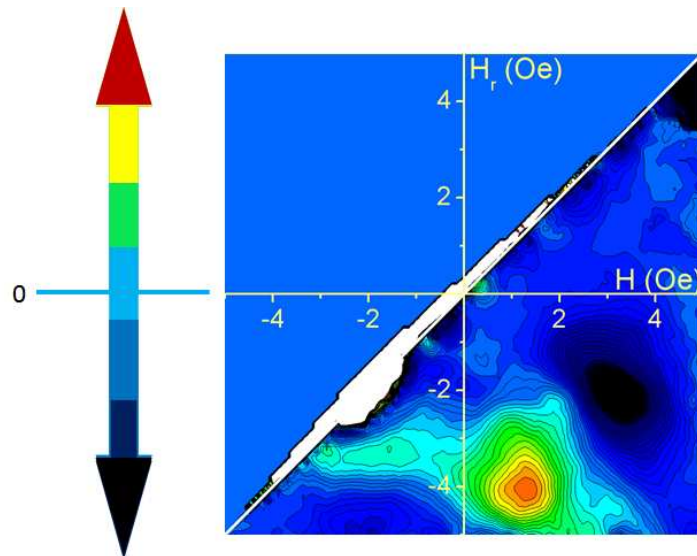


Figura 1.28 Distribuição estatística de histerons para a resistência em uma frequência da corrente aplicada de 500 kHz para a composição $(\text{Co}_{0.955}\text{Fe}_{0.045})_{70}\text{Si}_{12}\text{B}_{18}$ (figura extraída da referencia [35]).

Seguindo o modelo clássico de Preisach, não é de se esperar distribuições estatísticas negativas. Por isso foi proposto um novo tipo de histeron chamado anti-histeron, como o objetivo de explicar esta distribuição negativa.³⁷ O anti-histeron é uma imagem inversa do histeron matemático de Preisach (figura 1.39).

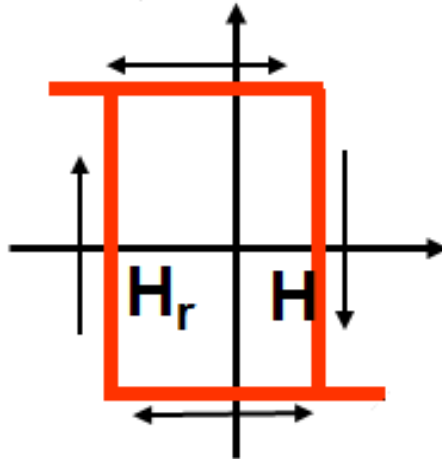


Figura 1.39 Histeron matemático proposto para explicar a distribuição negativa que não esta permitida no modelo de Preisach. Chame-se a este histeron anti-histeron (figura extraída da referencia [37]).

Estes autores elaboraram um modelo de duplo-histeron que representa o comportamento irreversível elementar da GMI.³⁷ Esse histeron consiste na ligação entre um histeron e um anti-histeron e será detalhado mais adiante na seção 3.1.1.

CAPITULO II

DETALHES EXPERIMENTAIS

Neste capítulo se descreve primeiramente o tipo de amostra estudada neste trabalho. Posteriormente se faz uma descrição detalhada das bases físicas que envolvem o sistema experimental que se utilizou para fazer as medidas da GMI e FORC em altas frequências. No apêndice A se encontra o desenvolvimento das equações. Finalmente, as dificuldades experimentais encontradas estão apresentadas, e uma delas se encontra descrita no apêndice B. Programas na linguagem Matlab foram confeccionados para analisar os dados, com a ajuda da Dra. Fanny Béron. Os códigos podem se encontrar no apêndice C desta tese.

2.1 Descrição das amostras

Nossa motivação em estudar fitas amorfas ricas em cobalto, com anisotropia transversal bem definida, se dá pelo fato de que as mesmas, além de apresentarem altos sinais de GMI, com alto potencial para aplicações em sensores magnético, apresentam, em contrapartida, histerese a baixo campo. Isto foi evidenciado por K.R. Pirota *et al.* fazendo medidas sistemáticas de GMI para fitas amorfas ricas em cobalto.¹³

Foram feitas medidas em fitas amorfas ricas em cobalto $(\text{Co}_{1-x}\text{Fe}_x)_{70}\text{Si}_{12}\text{B}_{18}$ com $x = 0,040$ e $0,045$, devido que apresentam histerese em baixo campo magnético¹³. Utilizaram-se duas composições com o fim de comparar o comportamento da GMI enquanto a constante de anisotropia magnética muda. As fitas magnéticas foram inicialmente fabricadas por meio da técnica do *melt-spinning*. As dimensões das fitas foram comprimento de 10 mm, largura de 0,8 mm e espessura de 22 μm .

É conhecido que um tratamento térmico adequado tem o efeito de induzir anisotropias magnéticas nas amostras.³⁸ Portanto, com o objetivo de induzir anisotropias transversais, as fitas foram tratadas termicamente nas seguintes condições: 1h de pré-tratamento a uma temperatura de 360°C seguido de 1h de tratamento a uma temperatura de 340°C na presença de uma tensão mecânica de 400 MPa aplicada longitudinalmente a fita. Tal tratamento foi feito por Jon Gutierrez do Departamento de Eletricidade e Eletrônica da Universidade do País Vasco, Bilbao, Espanha.¹⁶

As curvas de histerese magnética das duas composições apresentam um comportamento linear com o campo magnético aplicado longitudinal até a saturação (figura 2.1).

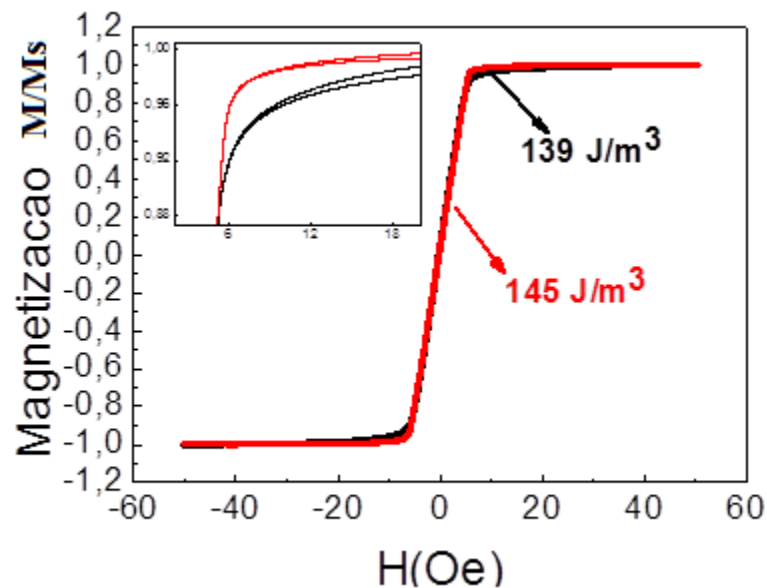


Figura 2.1. Curvas de magnetização normalizadas para as ligas amorfas com $x = 0.045$ (vermelho) e $x = 0.040$ (negro)

Isto revela que, após do tratamento térmico, foi induzida uma anisotropia transversal na amostra de acordo a referencia [13]. A constante de anisotropia (K) e

os valores da constante de magnetostricção de saturação λ_s (medidas feitas por J. Gutierrez em Bilbao) são mostrados na tabela 2.1.

Tabela 2.1. Constante de magnetostricção de saturação (λ_s) e anisotropia (K) para às diferentes composições (x)

Composição x	Constante de magnetostricção $\lambda_s (\times 10^{-6})$	Anisotropia K (J/m^3)
0.040	-0.26	139
0.045	-0.14	145

2.2 Equipamento de medida

O efeito de magnetoimpedância gigante, no regime de baixa frequência, é comumente medido utilizando um lock-in. Neste trabalho, para o análise do efeito da GMI em altas frequências, é impossível utilizar um lock-in devido ao intervalo de operação de frequência deste equipamento (MHz).

O sistema experimental usado consistiu na combinação de dois equipamentos de medida independentes: um analisador de rede vetorial (em inglês *vector network analyzer*, VNA) e uma bobina estática alimentada por uma fonte de corrente. Um esquema de tal sistema se mostra na figura 2.2. Cada uma de seus componentes será detalhada nesta seção.

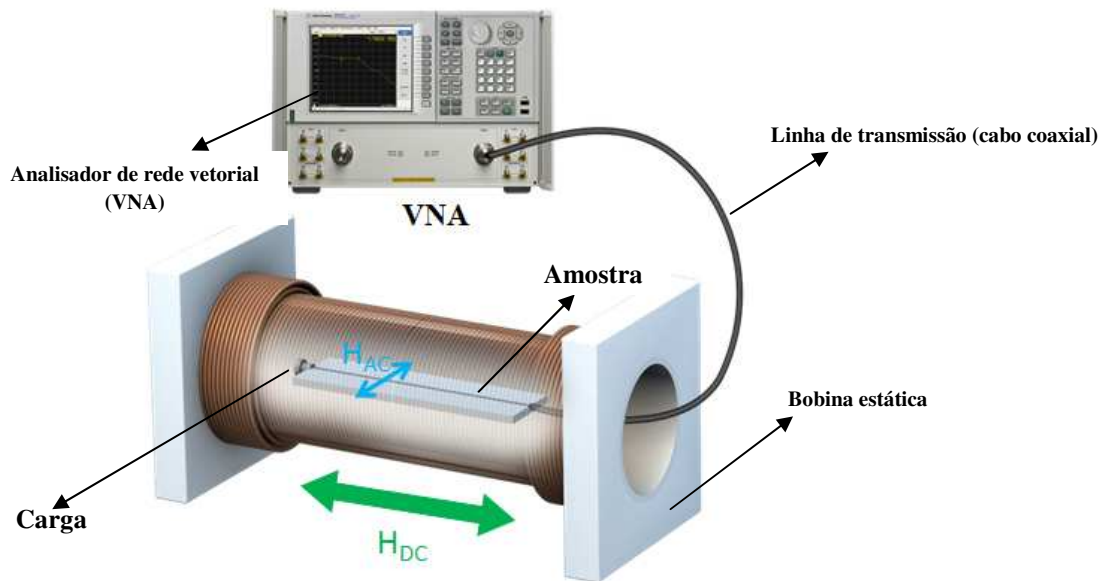


Figura 2.2. Configuração experimental utilizada durante as medidas de GMI

2.2.1 Analisador de rede vetorial (VNA)

O analisador de rede vetorial gera uma onda eletromagnética através da amostra de estudo. O modelo usado (E8362c da *Agilent Technologies*) funciona em um amplo intervalo de frequências: de 10 MHz a 20 GHz.

Para relacionar as propriedades eletromagnéticas das ondas incidente, transmitida e refletida, o VNA é o sistema mais adequado para obter medidas elétricas no intervalo de frequência de micro-ondas. Isto é certo uma vez que medidas diretas de voltagem e corrente são experimentalmente impraticáveis em altas frequências. Neste caso, as contribuições de cabos, conectores ou porta-amostra se tornam muito importantes e podem influenciar na análise da impedância.³⁹ Portanto, a correta utilização de um VNA é absolutamente justificável.

O VNA relaciona as propriedades eletromagnéticas das ondas incidentes com parâmetros de espalhamento S . Define-se como espalhamento a razão entre as

propriedades associadas à reflexão ou transmissão e incidência da onda eletromagnética. Pode-se entender este fato, esquematizando na figura 2.3 as direções das ondas incidentes desde o VNA (representadas em azul) e ondas refletidas a partir da amostra (representadas em vermelho). O VNA converte automaticamente os parâmetros S em dados de resistência, R , e reatância, X . No esquema da figura 2.3, $a_{1,2}$ e $b_{1,2}$, representam respectivamente, a onda de saída e entrada nos canais 1 ou 2 do VNA.

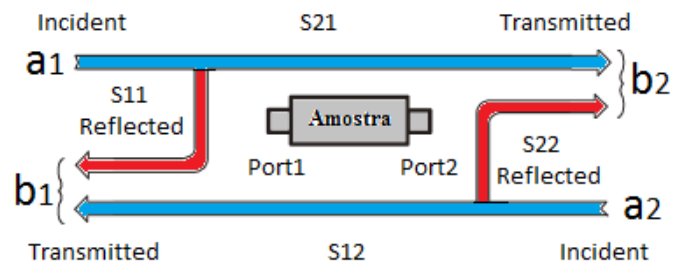


Figura 2.3 Relação entre ondas incidentes e refletidas na amostra, que é esquematizada na cor cinza do esquema (figura extraída da referencia [40]).

Para n canais do VNA, se vai ter n^2 parâmetros de espalhamento.³⁹ De modo geral, se estiver medindo com os dois canais, vamos ter quatro parâmetros de espalhamento S_{11} , S_{12} , S_{21} , S_{22} , assim:³⁹

$$\begin{pmatrix} b_1 \\ b_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \end{pmatrix} \quad (2.1)$$

onde S_{ij} é chamada matriz de espalhamento. Cada S_{ij} é o cociente entre a onda refletida b_i no canal i e a onda incidente a_j do canal j . Um conjunto completo de parâmetros de espalhamento S caracteriza qualquer dispositivo que esteja sob estudo.

Neste trabalho, se utilizou somente um canal do VNA devido ao interesse de medir o coeficiente de reflexão Γ da onda eletromagnética. O coeficiente de reflexão, como se verá na seção 2.3, envolve relações entre impedâncias da amostra e do

equipamento. Portanto, podemos obter, por meio de r , as mudanças da impedância da amostra.

2.2.2 Linha de transmissão

De modo geral, uma linha de transmissão é usada para transmitir energia eletromagnética por meio de ondas, de um ponto (fonte) a outro desejado. Nosso caso, ela transmite a onda eletromagnética gerada pelo VNA até a amostra. Pode ser um guia de ondas, um cabo coaxial ou fios paralelos ou torcidos. Utilizou-se como linha de transmissão um cabo coaxial habilitado para ser usado a uma frequência máxima de 18 GHz.

Um cabo coaxial consiste de dois condutores, um interno e outro externo, separados por um dielétrico sólido e contínuo. As direções do campo elétrico E e magnético H desta estrutura são mostradas no esquema da figura 2.4. Esta estrutura suporta modos de propagação TEM, (*transverse electromagnetic*) isto é, os campos elétrico e magnético são ortogonais entre si e ambos transversais a direção de propagação.

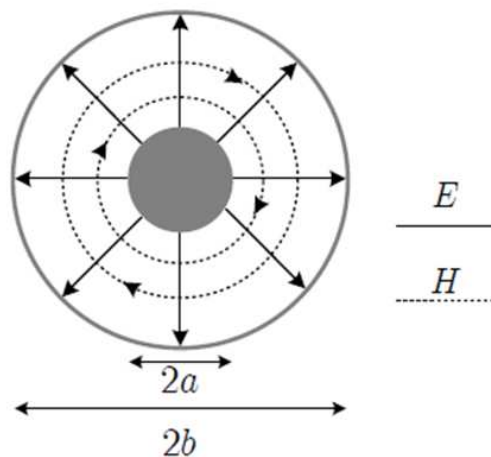


Figura 2.4 Campos elétrico E e magnético H em uma linha de transmissão coaxial. A propagação da onda seria dentro da folha.

2.2.3 Porta-amostra

O porta-amostra fabricado consiste de duas folhas de cobre de $35\ \mu\text{m}$ de espessura cada, colocadas de ambos os lados de uma placa dielétrica *epoxy* FR4 (nome comercial) com permeabilidade relativa de 4,5 e dimensões de $15 \times 10 \times 1,6\ \text{mm}$, como mostrado na figura 2.5. A placa dielétrica está compreendida entre as duas folhas de cobre, onde uma delas recobre totalmente a parte de abaixo da placa dielétrica e é utilizada como terra. A outra recobre parcialmente a parte superior da placa. Este tipo de guia de onda planar é conhecido como *stripline*.

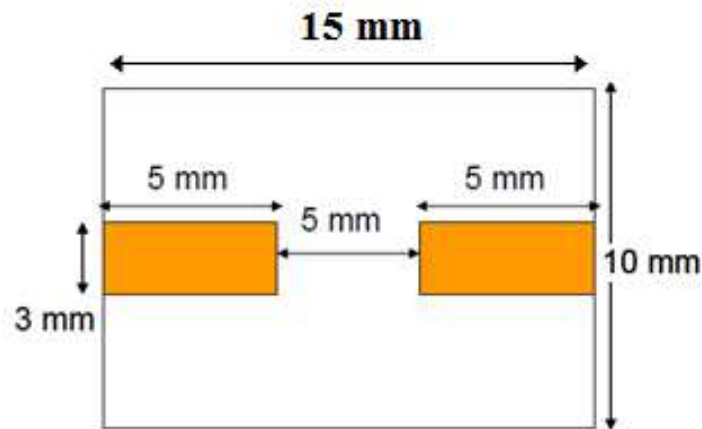


Figura 2.5 Dimensões da stripline utilizada como o porta-amostra.

Para evitar o desacoplamento de impedância entre o VNA (impedância interna de $50\ \Omega$) e o porta-amostra, foi necessário considerar certos parâmetros na fabricação do *stripline* (para obter uma impedância de $50\ \Omega$). Os parâmetros tidos em conta foram a permeabilidade relativa ϵ_r da placa e as dimensões dela. De agora em diante, chamaremos o conjunto *stripline*-amostra de dispositivo sob teste (em inglês *device under test*, DUT). A amostra de estudo é colocada na cima do *stripline*, de maneira a conectar os dois pedaços de cobre (figura 2.6).

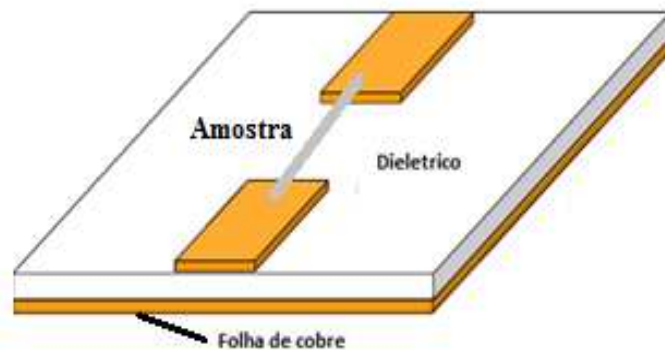


Figura 2.6 Configuração do DUT. A amostra de estudo é colocada no médio dos caminhos de cobre.

Durante as medidas experimentais, se conecta num extremo do DUT uma impedância de carga de 50Ω . Isto se faz com o objetivo de “consumir” toda a onda eletromagnética que é transmitida a través do DUT. Desta maneira, se evita que a onda transmitida através da amostra seja refletida.

2.2.4 Bobina estática

Como já dito, para a análise do fenômeno da GMI, necessitamos de um campo magnético DC externo sobre a amostra e, desta forma, podemos possibilitar medidas de impedância em função do campo aplicado DC. O campo magnético DC foi aplicado mediante uma bobina de campo magnético máximo de 500 Oe e constante de campo magnético 114 Oe/A com precisão de 0.1 Oe. As dimensões de esta bobina são 27 centímetro de largo e 8 cm de diâmetro. A bobina foi colocada perpendicular ao campo magnético terrestre para evitar erro na leitura do campo.

Para medir o campo magnético dentro da bobina se encontrou, previamente, a constante de proporcionalidade entre o campo magnético gerado pela bobina e a corrente DC aplicada. Essa constante foi obtida medindo com o gaussímetro de

LakeShore modelo 410, a variação do campo magnético na bobina devido à mudança da corrente DC aplicada. Após de obter a constante de proporcionalidade, mediante um programa feito em Lview, se controlou a fonte de corrente *Kepeco Bipolar operational power supply/amplifier, model Bot 36 - 12D* para obter o campo magnético requerido.

2.3 Equações da onda eletromagnética

Todo meio por onde se propaga uma onda eletromagnética tem uma impedância intrínseca ou característica Z_0 , definida como a razão entre a voltagem e corrente através do meio quando não existe nenhum tipo de reflexão da onda eletromagnética (ver equação A.12 do apêndice A):

$$Z_0 = \frac{R + j\omega L}{\gamma} \quad (2.2)$$

onde L é a indutância e γ é a constante de propagação que é definida como

$$\gamma = \alpha + j\beta \quad (2.3)$$

A parte real de γ , α se chama constante de atenuação enquanto a parte imaginária β se chama constante de fase. A constante de atenuação reflete a atenuação da amplitude da onda durante sua propagação. O β mede a variação da fase da onda quando se propaga.

Se a onda eletromagnética se propaga de um meio com impedância Z_0 para outro de impedância diferente, parte da onda será refletida e parte transmitida. Suponhamos que uma onda eletromagnética se propaga em uma linha de transmissão coaxial com impedância Z_0 para outro meio com impedância Z_L que, por exemplo, pode estar associado ao DUT. Portanto, como se mostra na figura 2.7, vamos ter que parte da onda eletromagnética vai ser refletida e transmitida pelo DUT devido a que $Z_0 \neq Z_L$.

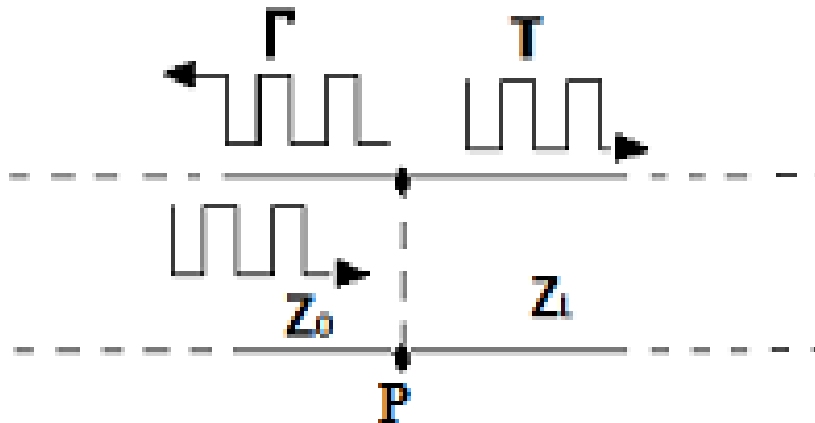


Figura 2.7 Reflexão (r) e transmissão (T) na junção de Z_L e Z_o .

Como já dito, o VNA proporciona uma onda eletromagnética que se propaga através do cabo coaxial até chegar ao DUT. Pode-se associar uma voltagem a esta onda de tal maneira que envolva suas componentes de incidência e reflexão:

$$V(z) = V_o^+ e^{-jz} + V_o^- e^{jz} \quad (2.4)$$

onde V_o^+ é a onda incidente, V_o^- é a onda refletida no DUT e z é a direção de propagação. Pode-se de igual maneira obter uma expressão para a corrente tendo em conta a relação entre a voltagem e corrente.³⁹

$$I(z) = \frac{V_o^+}{Z_o} e^{-jz} - \frac{V_o^-}{Z_o} e^{jz} \quad (2.5)$$

Seguindo as expressões (2.2), (2.4) e (2.5), se obtêm a relação de impedância entre os dois meios de propagação:³⁹

$$Z_L = \frac{V}{I} = \frac{V_o^+ + V_o^-}{V_o^+ - V_o^-} Z_o \quad (2.6)$$

De essa forma, o coeficiente de reflexão Γ é a razão entre a onda incidente e refletida no DUT, se expressa como:³⁹

$$\Gamma = \frac{V_o^-}{V_o^+} = \frac{Z_L - Z_o}{Z_L + Z_o} \quad (2.7)$$

Nessa expressão, o coeficiente de reflexão depende da impedância de carga (Z_L) e da impedância característica da linha Z_o . No caso $\Gamma = 0$ ($Z_L = Z_o$), não tem reflexão da onda. Não existe então um desacoplamento da impedância e, portanto a onda não tem uma “barreira” que faz com que ela seja refletida.

Para evitar experimentalmente o desacople na impedância, se fabricou um porta-amostra com parâmetros tal que sua impedância intrínseca seja 50 Ω . Além disso, foi necessário eliminar as contribuições na impedância que não sejam da amostra. Detalharemos este fato na seção 2.5.1.

2.4 Parâmetros de medida

2.4.1 Efeito do tipo de varredura

Uma das vantagens do VNA é fazer varredura em frequência, portanto, é uma forma eficaz para obter maior quantidade de dados em pouco tempo. Sem embargo, a varredura em frequência poderia modificar a estrutura magnética da amostra, caso que se vai a comprovar mais adiante ainda nesta seção.

Os autores K. R. Pirota *et al.* publicaram medidas sistemáticas de GMI para fitas amorfas ricas em cobalto, antes e depois de induzir uma anisotropia transversal mediante um tratamento térmico adequado.¹³ Antes de induzir a anisotropia transversal, se observa na figura 2.8 (a) que a impedância para a liga amorfa $(\text{Fe}_{0,053}\text{Co}_{0,947})_{70}\text{Si}_{12}\text{B}_{18}$ tem um comportamento monotônico com respeito ao campo magnético aplicado. Depois de induzir a anisotropia transversal, o comportamento da

impedância muda completamente apresentando dois picos além da histerese magnética em baixo campo magnético [figura 2.8 (b)]. Mostrando-se que a mudança da estrutura magnética do material modifica o comportamento da impedância com o campo magnético.

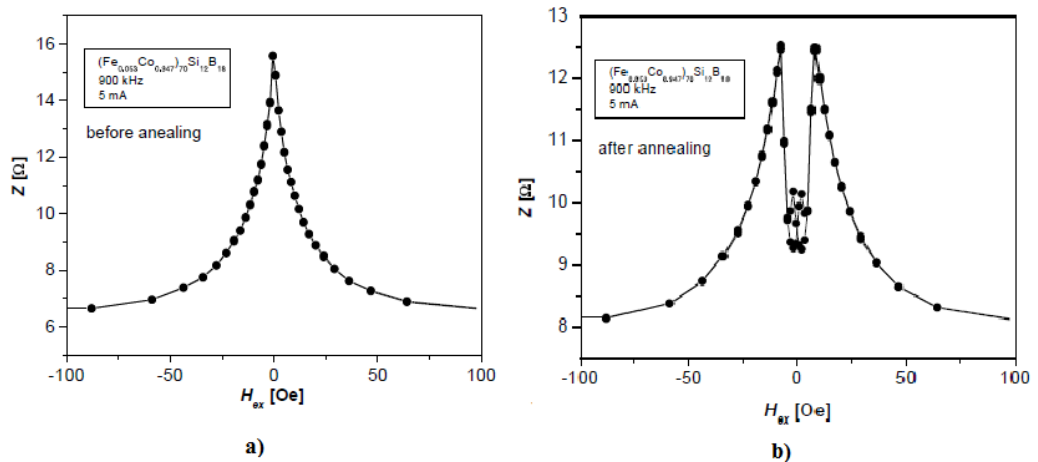


Figura 2.8 Comportamento da impedância com o campo magnético externo para a liga amorfa $(Fe_{0.053}Co_{0.947})_{70}Si_{12}B_{18}$ **a)** Comportamento monótono da impedância com o campo magnético **b)** Comportamento da impedância com anisotropia transversal induzida mediante um adequado tratamento térmico (figuras extraídas da referência [13]).

Para verificar as mudanças da estrutura magnética de nosso sistema quando foi submetido a varredura de frequência e de campo magnético, comparamos o sinal da parte real R da impedância.

Na varredura em frequência f , se mediu o sinal da GMI variando a frequência de 10 MHz até 1 GHz para um valor de campo magnético fixo H . O campo é depois modificado e uma nova varredura em frequências é efetuada até desenhar a curva principal. Deste intervalo de frequência medido, se escolheu uma frequência de 10

MHz para analisar a dependência da resistência com o campo magnético, cujo comportamento se evidencia em azul da figura 2.9. Na varredura em H , se variou o campo magnético para desenhar a curva principal (em vermelho na figura 2.9) mantendo a frequência da corrente aplicada constante em 10 MHz.

Comparando os dois tipos de varreduras, em frequência e em campo magnético, se evidenciam que a dependência da resistência com o campo magnético é independente do tipo de varredura que se esteja fazendo. Portanto, a aplicação da frequência não muda a estrutura magnética da amostra. Logo, devido a facilidades na utilização do equipamento VNA, todas as medidas experimentais deste trabalho foram feitas fixando-se um valor para o campo magnético aplicado e varrendo a frequência de 10 MHz até 1 GHz.

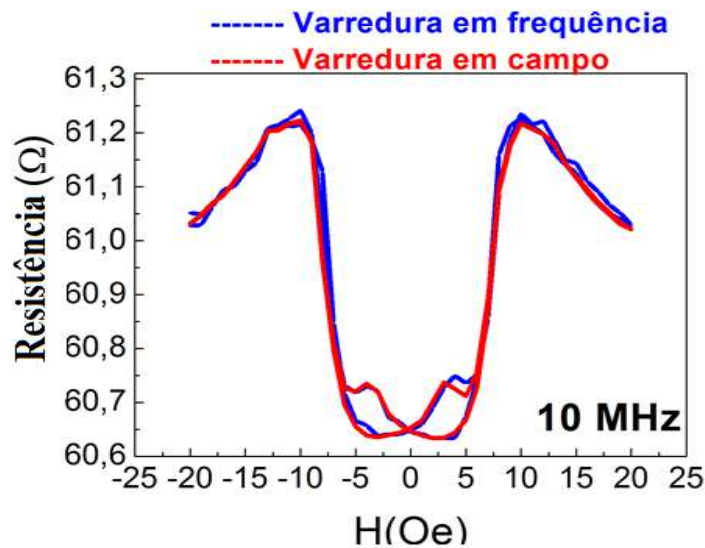


Figura 2.9 Comparação do tipo de varredura sobre R vs H . A linha azul indica o sinal para 10 MHz quando é feita uma variação em frequência de 10 MHz até 1 GHz. A linha em vermelho representa o resultado para uma frequência fixa de 10 MHz.

2.4.2 Parâmetros da GMI e FORC

As valores de R e X foram adquiridas para 401 valores de frequência no intervalo de 10 MHz até 1 GHz. Cada ponto medido foi obtido da seguinte maneira: primeiramente se estabilizou o campo magnético aplicado. Após disto, se enviou a onda eletromagnética de 10 MHz até 1 GHz e os dados de resistência e reatância foram recopilados por o VNA.

2.4.2.1 Curva principal

Para medir a curva principal se aplicou um campo magnético paralelo à direção longitudinal da amostra com um passo de 0,2 Oe. O tempo de espera de cada campo magnético foi de 5 segundo.

2.4.2.2 Método FORC

No método FORC o passo do campo magnético aplicado H foi de 0,3 Oe, com um tempo de espera de 5 segundo. Para o campo de reversão H_r , o tempo de espera foi de 1 minuto, isso se fez com o objetivo de evitar efeitos de viscosidade magnética. O com campo magnético de saturação utilizado neste trabalho foi 20 Oe. De esta maneira, mediu-se ao redor de 52 curvas FORCs

Outro parâmetro importante na hora de medir no VNA é a largura de banda. Este parâmetro determina o intervalo de “erro” permitido ao VNA na aquisição de dados de frequências. Por exemplo, quando se tem uma frequência de 10 MHz e uma largura de banda de 30Hz, o VNA mede frequências no intervalo $[10 \text{ MHz} \pm 30 \text{ Hz}]$.

2.5 Dificuldades experimentais encontradas

Devido a que os equipamentos de medida não são ideais, se devem considerar as dificuldades experimentais na hora de medir. Essas dificuldades experimentais podem vir, de maneira geral, da calibração do equipamento, problema no programa, uso inadequado do equipamento etc. Em nosso caso, as dificuldades experimentais encontradas foram devido a: calibração do equipamento, os contatos da amostra com o porta-amostra, a limitação do tempo de medida e a manipulação dos dados. Analisaremos detalhadamente cada dificuldade experimental nesta seção.

2.5.1 Calibração do VNA

Para obter uma correta medida a alta frequência em um analisador de rede vetorial, é importante fazer previamente uma calibração (ver apêndice B). Ela tem como finalidade eliminar ao máximo possível todas as contribuições à impedância que não sejam da amostra. Podem ser facilmente eliminadas utilizando uma técnica de calibração SOLT: curto, aberto, carga, transmissão (*short, open, load, through*, em inglês). Esta técnica consiste em conectar cargas de diferentes impedâncias no extremo oposto do cabo conectado ao VNA. O objetivo de impedância zero (curto circuito) é que a onda eletromagnética se propague através do cabo sem reflexão. A impedância infinita (circuito aberto) faz que a onda seja refletida completamente. Com a impedância de carga, a onda eletromagnética é consumida totalmente no extremo do cabo (não se reflete nem se transmite). A importância desta calibração SOLT é transferir ou mudar o ponto de medida desde o porto do VNA ao extremo da linha de transmissão.

Além disso, foram otimizados os parâmetros de medida, devido que se encontrou que a calibração se perde com o tempo. Para isto, fizemos medidas

consecutivas de curvas principais de GMI, as quais foram repetitivas durante dois dias. Encontrando-se que depois deste tempo se tinha diferente comportamento no sinal da GMI para o mesmo campo magnético. Sendo assim, para ter sinais de GMI confiáveis, todas as medidas se fizeram neste intervalo de tempo (dois dias). De acordo ao anterior, a dificuldade de fazer a calibração é o cuidado que ela deve ter para obter medidas experimentais confiáveis.

2.5.2 Contato da amostra

Outro dos problemas encontrados na medida foi devido aos contatos da amostra com o porta-amostra. Por exemplo, na figura 2.10 se mostra o comportamento da resistência com respeito a um campo magnético externo, para um contato feito com tinta de prata de uma fita de composição $(\text{Co}_{0,96}\text{Fe}_{0,04})_{70}\text{Si}_{12}\text{B}_{18}$. Mediu-se primeiro o sinal da resistência para campo magnético de 50 Oe até -50 Oe (representado em preto). Após de um tempo, mediu-se à resistência para campo magnético de -50 Oe até 50 Oe (comportamento em vermelho).

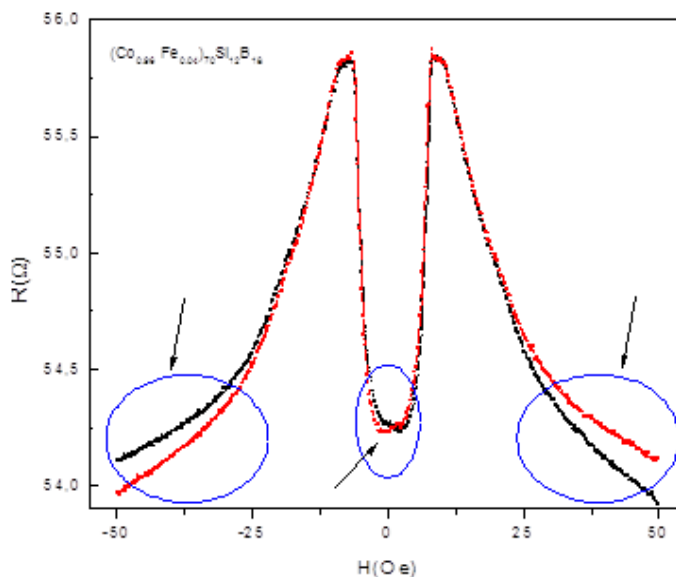


Figura 2.10 Efeitos de um contato ruim no sinal da GMI. Observa-se a variação da sinal nos extremos e no meio da medida.

Pode-se observar nos extremos da figura uma diferença considerável nas curvas (ida-volta) da GMI e, além de isso, não se evidencia a histerese existente na GMI para baixos campos magnéticos. Uma possível explicação é a existência de um contato ruim entre a amostra e o porta-amostra, o qual permite um aquecimento considerável na amostra de estudo o qual afeita a histerese presente em baixo campo magnético.

O exemplo anterior evidencia que se deve de fazer um bom contato para evitar qualquer tipo de aquecimento na amostra. Para resolver este problema, fizeram-se os contatos com um Epoxy condutor especial (*Lake Shore Cryotronics, inc. part #9003-002*). Tal pasta de contato possui como características uma baixa viscosidade, baixa volatilidade e alta condutividade elétrica. Deste modo, se obtém uma resistência de contato muito baixa comparada com aquela que se fez com tinta de prata, o qual é um método comumente escolhido quando se trabalha a baixas frequências.

2.5.3 Processamento dos dados

Nesta seção, discorreremos sobre mais uma dificuldade experimental, a saber: a grande quantidade de dados obtidos em apenas uma curva FORC (mais de 1000), e, sobretudo, descreveremos os programas de recuperação de dados que desenvolvemos, a fim de solucionar tal dificuldade. Os códigos desses programas são encontrados no apêndice C.

Considerando-se que cada diagrama FORC pode apresentar mais de 50 curvas, o número de pontos para se analisar se torna enorme. Devido a isso, fizeram-se alguns programas (linguagem Matlab) que organizam os dados em matrizes de campo magnético (H), resistência (R), reatância (X) e frequências. Além disso, por meio destes, obtêm-se também os gráficos de R vs H , X vs H e do diagrama FORC para cada frequência constante eleita.

O programa *GMI_PorF_01* coleta e armazena os dados para uma frequência constante em todo o intervalo do campo magnético aplicado. Para isso, o código permite escolher a frequência que se quer analisar, dando como resultado matrizes de resistência e reatância correspondentes a essa frequência. Ademais, esse código fornece o gráfico da GMI para a frequência fixa eleita.

O objetivo do segundo código (*GMI_Forc_02*) é obter as curvas FORCs e o diagrama FORC para a frequência constante eleita. Depois de eleger a frequência, é necessário escolher o número de vizinhos eleitos em torno de cada ponto do plano $H_r - H$. Como resultado, vamos obter o diagrama FORC correspondente à frequência constante eleita.

Esses programas, realizados com a finalidade de analisar a dependência dos sinais de resistência e reatância com o campo magnético e frequência, contribuem também para futuras análises. A dificuldade encontrada para a realização dos mesmos foi aprender uma nova linguagem de programação.

CAPITULO III

RESULTADOS E DISCUSSÕES

Neste capítulo mostramos os resultados experimentais obtidos neste trabalho. Mais especificamente, evidencia-se a influencia do campo magnético DC, da frequência aplicada e da magnitude da anisotropia sobre o comportamento da GMI nas fitas amorfas de FeCoBSi. Para isso, evidencia-se o fenômeno da GMI através de curvas principais de histerese e do método FORC. Com esse fim duas possíveis hipóteses foram propostas para explicar a histerese observada: uma estrutura magnética não uniforme no volume e o amortecimento das paredes de domínio.

Primeiramente, para analisar o sinal da GMI, variamos dois parâmetros: a frequência e a constante de anisotropia. Fizemos variações de frequências de 10 MHz até 1 GHz para cada campo magnético aplicado. Para isto, usamos a composição $(\text{Co}_{0,955}\text{Fe}_{0,045})_{70}\text{Si}_{12}\text{B}_{18}$, que foi já caracterizada a baixa frequência. Depois disto, comparamos o sinal da GMI entre as composições $(\text{Co}_{0,955}\text{Fe}_{0,045})_{70}\text{Si}_{12}\text{B}_{18}$ e $(\text{Co}_{0,96}\text{Fe}_{0,04})_{70}\text{Si}_{12}\text{B}_{18}$ com a finalidade de analisar como a magnitude da anisotropia influi sobre o sinal da GMI. Como se vera mais adiante, a variação na magnitude da anisotropia faz que o comportamento da GMI se modifique.

3.1 Influência da frequência

No regime de baixas frequências (500 kHz), foi evidenciado que o fenômeno de histerese presente no sinal da GMI varia com a frequência.³⁵ Nesta seção analisaremos como a mudança na frequência (altas frequências) da onda eletromagnética afeta o comportamento de histerese da GMI. Para tal objetivo, medimos as mudanças da resistência R e reatância X com a frequência numa fita amorfa de composição $(\text{Co}_{0,955}\text{Fe}_{0,045})_{70}\text{Si}_{12}\text{B}_{18}$. Essa fita apresenta uma anisotropia transversal bem definida e apresenta histerese a baixo campo magnético.¹³

O aumento da frequência da corrente aplicada sobre um material magnético induz duas consequências: uma diminuição da distribuição de corrente no volume e o possível amortecimento das paredes de domínio.

- Diminuição da distribuição de corrente no volume: Como explicado na seção 1.5.2.2, o fluxo de corrente através de um condutor não é homogêneo no volume (efeito pele). Consequentemente, a distribuição de corrente diminui exponencialmente com a frequência para a parte interna do condutor conforme um parâmetro de decaimento δ (ver figura 1.14). Portanto, variando δ , se está analisando diferentes capas no volume do condutor. Evidenciando-se assim a mudança do comportamento histerestico através do volume.
- Amortecimento das paredes de domínio: À medida que aumenta a frequência da corrente, aparecem as correntes parasitas induzidas no sistema. Estas correntes amortizam o movimento das paredes de domínio, trazendo como consequência a diminuição da permeabilidade magnética e consequentemente um aumento no parâmetro δ . De esta maneira, se as paredes se amortecem lentamente, poderíamos esperar que uma mudança no fenômeno de histerese presente na GMI.

3.1.1 Parte real (R) da impedância

3.1.1.1 Curvas principais

As mudanças no comportamento da parte real da impedância comprovam sua clara dependência com o valor da frequência (figura 3.1). Em concordância com diversos resultados encontrados na literatura¹³, a resistência em função do campo magnético apresenta histerese para baixos valores de campo magnético.

Uma histerese bem pronunciada em baixo campo magnético está presente para uma frequência de 10 MHz. Pode-se observar que nesse caso, decrescendo o campo magnético DC, o sinal da resistência (representado com setas pretas) passa em baixo do caminho de volta (mostrado em seta vermelhas).

Aumentando a frequência, a histerese diminui pouco a pouco até desaparecer. É difícil de determinar por meio das curvas principais de histerese qual é a frequência na qual não se evidencia a histerese. O que se pode estimar é que ela desaparece no intervalo de 80 MHz até 100 MHz. Observar-se que acima de 100 MHz, a histerese reaparece, o seja, se observa o início de uma histerese bem estabelecida. A diferença é que a direção entre os caminhos de “ida” e “volta” muda: no contrario de para 10 MHz, o caminho de volta passa por baixo do caminho de ida.

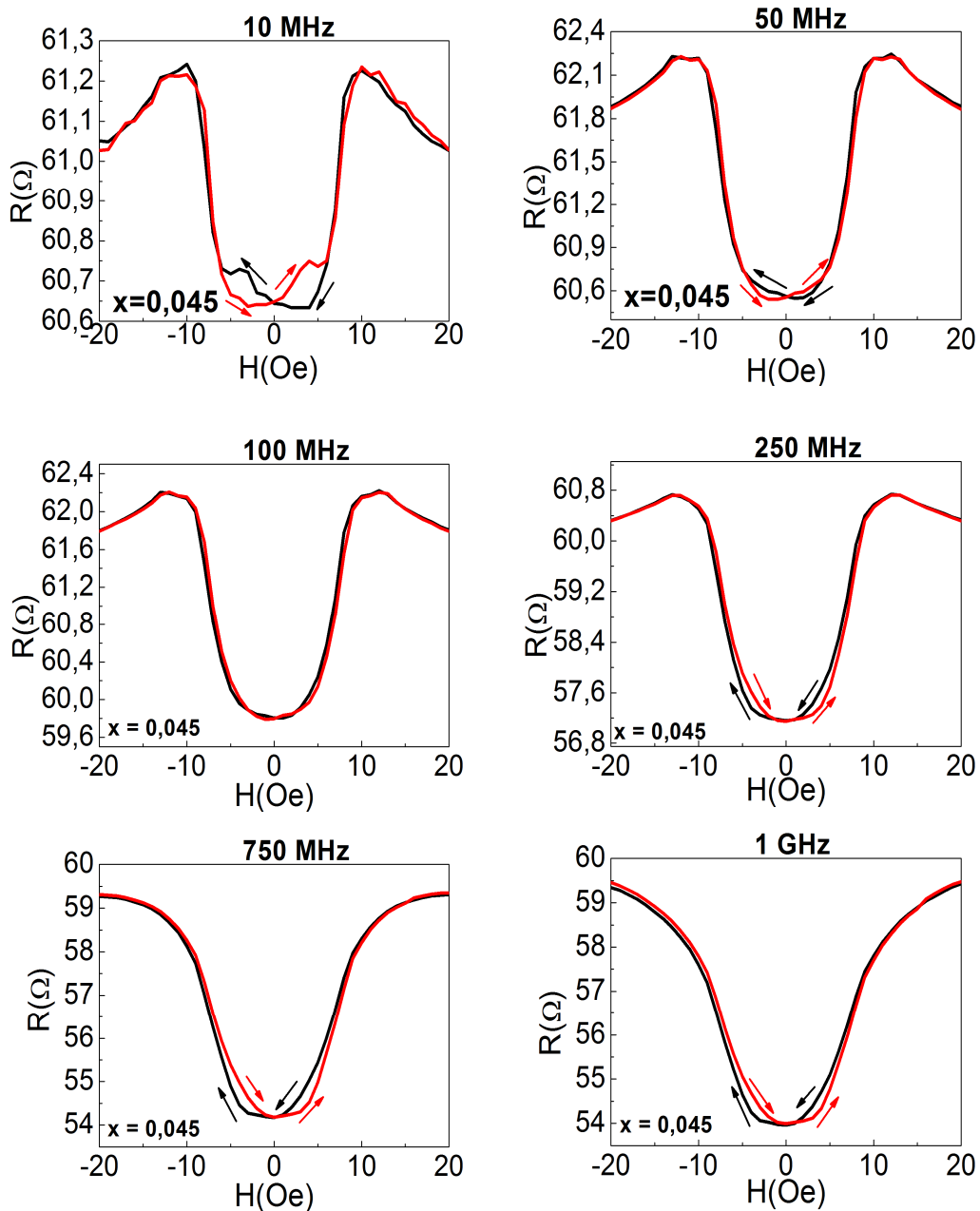


Figura 3.1 Dependência da resistência R com o campo magnético aplicado para uma variação em frequências de 10 MHz até 1 GHz para a liga com $x = 0,045$. A histerese em baixo campo magnético DC aplicado diminui com a frequência e reaparece para frequências maiores.

3.1.1.2 Diagramas FORC

Como já sabemos, o método FORC é uma poderosa ferramenta para estudar os processos irreversíveis locais do fenômeno de histerese. Na figura 3.2, encontramos os diagramas FORC correspondentes ao fenômeno de histerese presente no sinal da resistência para diferentes frequências. Observe-se que os diagramas FORC apresentam duas distribuições: positiva e negativa, as quais são mostradas em circunferenciais indicadas com A ($\rho > 0$) e B ($\rho < 0$) no diagrama. A distribuição em A , de agora em diante, chamaremos de distribuição positiva, em quanto à distribuição em B chamaremos de distribuição negativa. Podemos ver também algumas distribuições não reprodutíveis atribuídas ao ruído do sistema.

As distribuições positiva e negativa, conforme a frequência aumenta, muda sua configuração. Em 10 MHz, por exemplo, se mostra que a distribuição positiva aparece em campos H e H_r menores que no caso da distribuição negativa. Esse comportamento muda para frequência ao redor de 75 MHz. Nessa frequência, observe-se que a distribuição positiva muda sua configuração, evidenciando-se uma nova distribuição positiva para campos magnéticos H e H_r maiores que a distribuição negativa. Tal comportamento pode ser atribuído a mudanças na origem do fenômeno de histerese (dos caminhos ida e volta evidenciados no caso das curvas principais de histerese). Observe-se que tais mudanças de comportamento se evidenciam para valores mais baixos de frequência, se comparadas às observadas nas curvas principais de histerese. Como primeira conclusão, vemos que o método FORC nos permite seguir a mudança do comportamento histerético mais claramente que a curva principal de histerese. Portanto, esse método é mais sensível e nos fornece informações adicionais às dadas pela simples análise da curva principal de histerese, uma vez que envolve a análise de um grande conjunto de curvas.

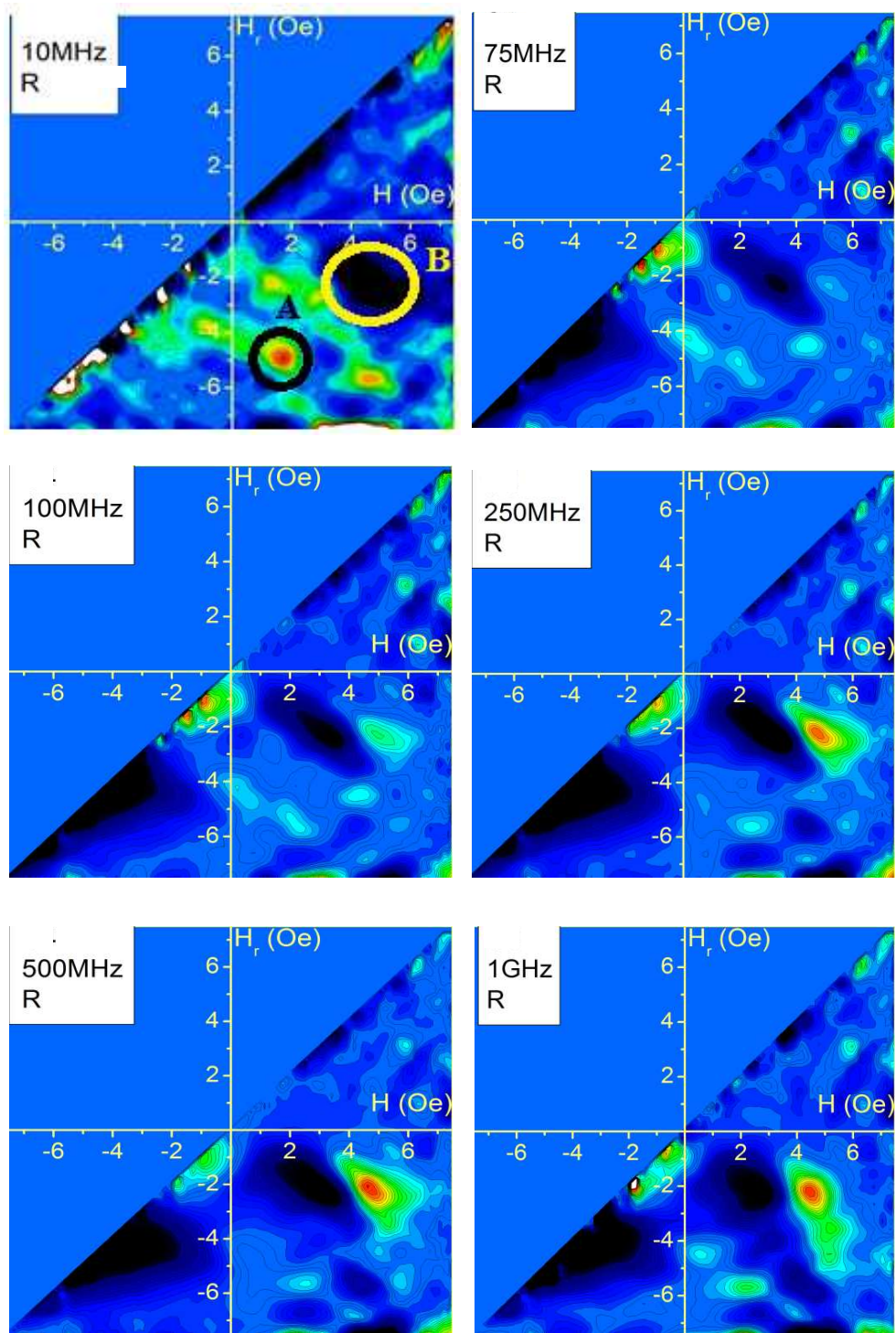


Figura 3.2. Diagramas FORC de resistência para a liga amorfa com $x = 0,045$. As distribuições estatísticas mudam sua forma com aumento da frequência.

3.1.1.3 Hipóteses

Se propõem duas hipóteses para explicar fisicamente as mudanças dos diagramas FORC com a frequência: uma estrutura magnética não uniforme no volume e o amortecimento das paredes de domínio.

i) Estrutura magnética não uniforme no volume

Propõe-se que a distribuição estatística dos processos irreversíveis locais do sistema varia no volume. O efeito pele faz que, para frequência baixa, os processos irreversíveis evidenciados no diagrama FORC são aqueles que pertencem a uma porção significativa do volume do condutor enquanto que, a alta frequência, as contribuições vêm das regiões perto da superfície.

Se em todo o volume de um condutor se tem os mesmos processos irreversíveis locais, é de esperar-se que os diagramas FORC sejam iguais independentemente da região do volume que se esteja analisando. Os diagramas FORC ficariam assim similares não importa a frequência de medida.

Observe-se que os diagramas FORC da figura 3.2 variam sua forma com aumento da frequência, evidenciando que, possivelmente, os processos irreversíveis locais não estão homogeneamente distribuídos em todo o volume do sistema. O que pode atribuir-se a uma estrutura magnética não uniforme no volume do condutor.

ii) Amortecimento das paredes de domínio

Outra possível hipótese proposta para explicar as diferenças nos diagramas FORC é o amortecimento das paredes de domínio. Como visto na seção 1.5.2.4, o campo magnético AC induzido faz com que as paredes de domínio do sistema se movam. Esse movimento causa que o fluxo magnético induzido localmente varie, induzindo assim correntes parasitas no sistema, devido à lei de Lenz. Estas correntes induzidas, por natureza, amortizam o movimento das paredes de domínio.⁴¹ Por isso, o efeito de

amortecimento das paredes de domínio se acentuará com o aumento da frequência. Seguindo a expressão (1.14), a permeabilidade magnética diminui. Isto indica que, se os processos irreversíveis do fenômeno de histerese presente na GMI têm origem na permeabilidade magnética, é de esperar-se que decresçam conforme a frequência aumenta. Por outro lado, isto poderia explicar-se só para frequências menores que 75 MHz, onde a distribuição estatística dos processos irreversíveis locais tende a desaparecer. Para frequências ao redor de 75 MHz, se observa nos diagramas FORC uma mudança abrupta nas coordenadas H e H_r da distribuição estatística dos processos irreversíveis locais. Isto indica como já dito, a reaparição do fenômeno de histerese, assim os processos irreversíveis locais devido à permeabilidade magnética não explicaria o processo de histerese depois da mudança. Então, para frequências entorno de 75 MHz, os processos irreversíveis locais poderiam vir de outras contribuições tal e como foram propostos por outros autores.⁴²

Na próxima seção se analisará o comportamento da distribuição estatística dos processos locais, evidenciada nos diagramas FORC, separando-os em dois regimes: antes e depois da mudança

3.1.1.4 Regime antes da mudança

Para uma frequência de 10 MHz, o comportamento de GMI tem padrão FORC similar mais não igual ao obtido por Béron *et al.*, para uma frequência de 500 kHz.³⁷ Podem-se evidenciar estas similaridades e diferenças na figura 3.3.

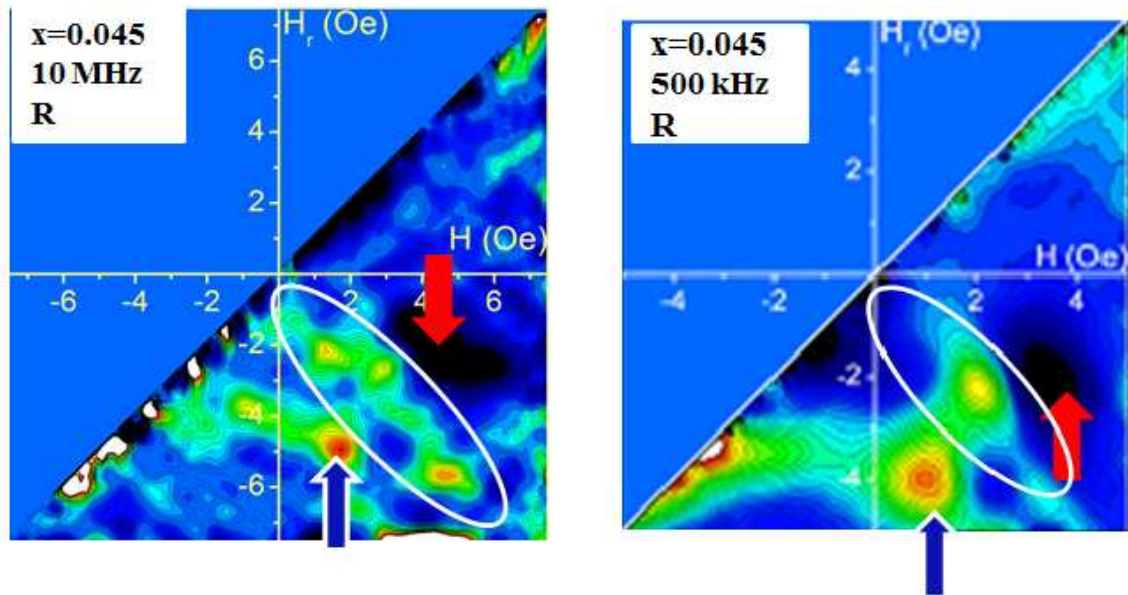


Figura 3.3 Diagramas FORC da resistência para 10 MHz e 500 kHz. Os dois diagramas têm comportamento similar, mas não igual (figura extraída da referencia [35]).

As similaridades entre estas duas frequências estão evidenciadas na presença das distribuições positivas e negativas bem definidas (indicadas com setas azul e vermelha) além que se encontram na mesma disposição. As distribuições adicionais, indicadas por círculos, são atribuídas a ruídos e efeitos provenientes do protocolo de cálculo.

Um modelo de duplo-histeron foi elaborado por Béron *et al.* para representar o comportamento irreversível elementar da GMI para frequências baixas (figura 3.4).³⁷ Estes autores chamaram de duplo-histeron o processo completo, o qual está caracterizado por só um nível de saturação de permeabilidade menor (μ_{\downarrow}). O dupla-histeron é a união de um histeron, que da o pico (distribuição positiva), com um anti-histeron, que da o anti-pico (distribuição negativa). O duplo-histeron proposto está associado a uma transição irreversível da μ_t de uma estrutura local (parede de domínio, domínio, etc.)

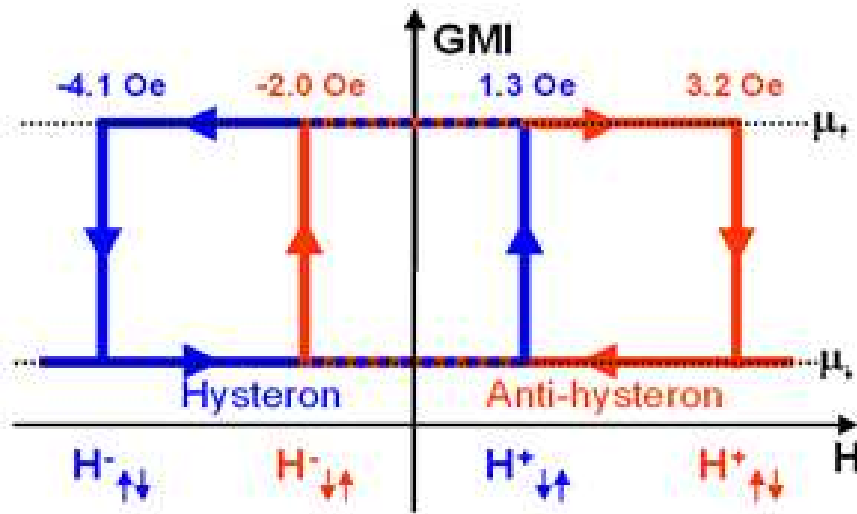


Figura 3.4 Duplo-histeron proposto por Béron *et al.* para analisar os diagramas FORC de GMI a baixa frequência [37].

Pode-se evidenciar da figura 3.3 que o diagrama FORC em 10 MHz é mais ruidoso que o de 500 kHz. Uma possível explicação é que o número de curvas FORCs as 10 MHz foi menor que no de 500kHz. Isso é devido a que o passo do campo magnético H utilizado em 10 MHz ($\Delta H = 0,2$ Oe e $\Delta H_r = 0,3$ Oe) foi maior em comparação com 500 kHz ($\Delta H = 0,1$ Oe e $\Delta H_r = 0,2$ Oe). Escolhem-se estes parâmetros devido ao tempo limite para fazer medidas utilizando o VNA como já descrito na seção 2.4.3. Outra possível explicação é que em baixa frequência (kHz) a histerese não vem da superfície, mas do volume. Entanto que para frequências altas a histerese vem da superfície onde se têm mais inhomogenidad na medida.

3.1.1.5 Regime depois da mudança

Observa-se do diagrama FORC da figura 3.5 que as distribuições estatísticas locais, para todas as frequências não estão simetricamente localizadas com relação a

diagonal do diagrama FORC. De esta maneira, os histerons e anti-histerons do sistema não são simétricos.

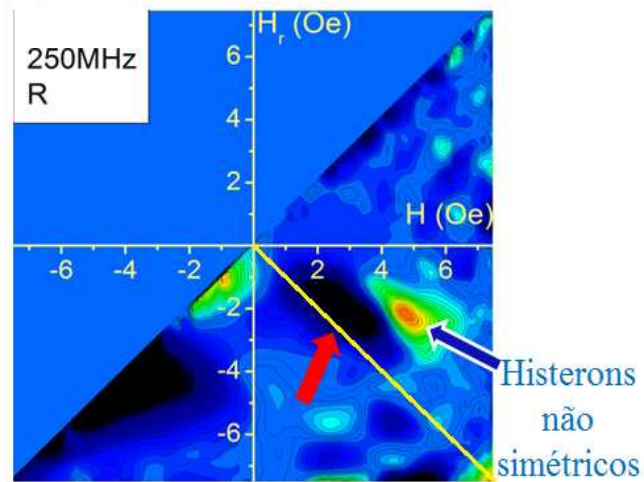


Figura 3.5 Diagrama FORC da resistência para 250 MHz. Observa-se umas distribuições de histerons não simétricos

Tomando-se como ponto de referencia o centro das distribuições estatísticas locais, se observa que elas se deslocam com aumento da frequência. No entanto, só se evidencia o deslocamento na coordenada H do plano $H - H_r$, enquanto a coordenada H_r permanece constante (figura 3.6).

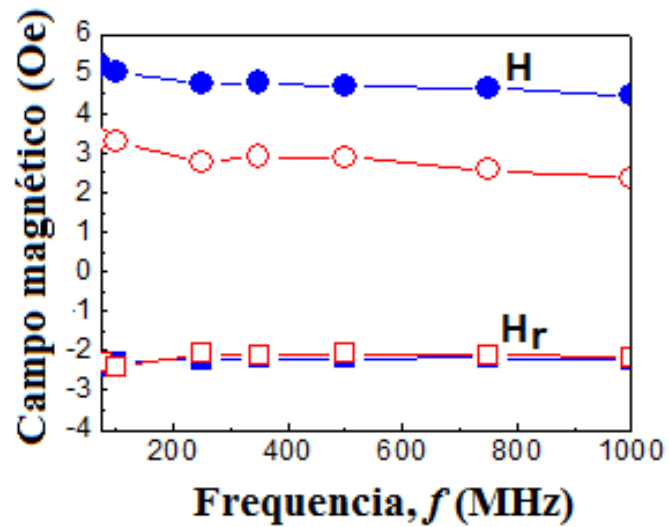


Figura 3.6 Evoluções das posições H e H_r com a frequência. O H (círculos) diminui enquanto que H_r (quadrados) permanece constante (azul = pico, vermelho = anti-pico).

Para tentar explicar este efeito, levamos em conta duas características principais das distribuições. A primeira, como já dito, seria a presença de histerons e anti-histerons não simétricos no sistema. A segunda se baseia em que a largura das distribuições diminui com aumento da frequência. Fato que se pode evidenciar facilmente nos diagramas da figura 3.7 (quarto quadrante dos diagramas FORC). Essa diminuição poderia indicar que a distribuição de histerons do sistema diminui sua coercividade com aumento da frequência.

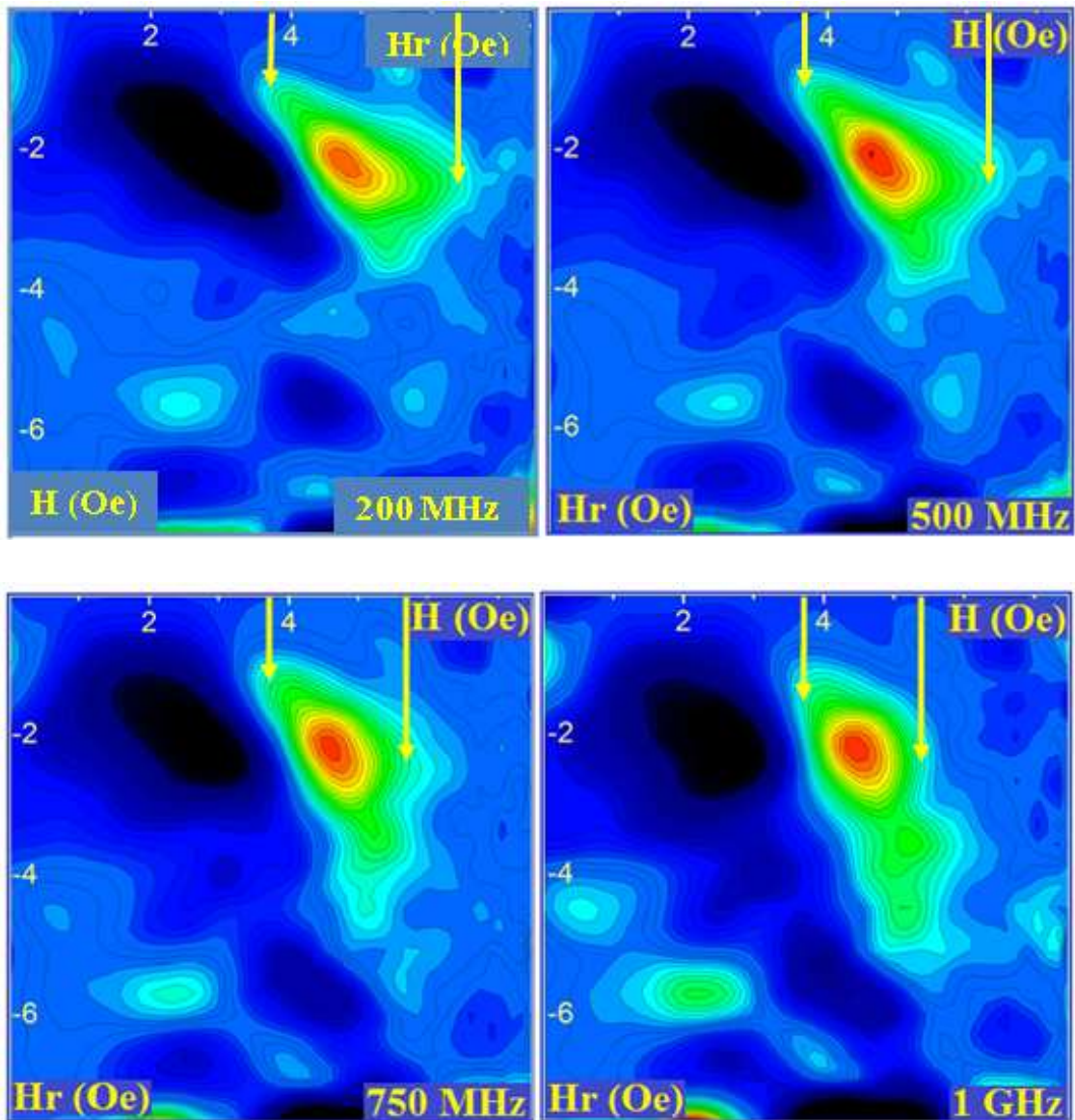


Figura 3.7 Quarto quadrante dos diagramas FORC de resistência depois da mudança. A largura da distribuição de pico (indicada em setas) diminui com aumento da frequência (no eixo H).

A hipótese consiste na distribuição não homogênea da coercividade: considera-se que a coercividade dos histerons muda com o volume, ou seja, os histerons da superfície têm uma coercividade menor que aqueles encontrados no interior do volume. A coercividade dos histerons só se diferencia com o parâmetro H

já que, nesta hipótese, consideramos que o parâmetro característico H_r dos histerons é independente do volume. Na figura 3.8 se esquematiza a distribuição de coercividade.

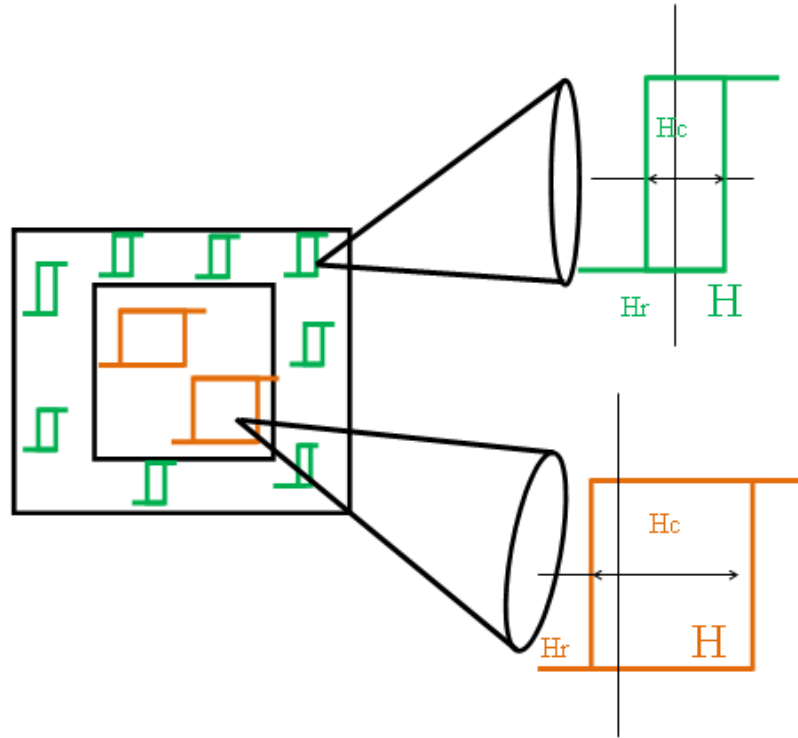


Figura 3.8 Distribuição de coercividade dos histerons no volume. H e H_r são os parâmetros característicos dos histerons, H_c é o campo coercivo correspondente a cada histeron.

Em frequências pequenas são analisados a distribuição dos histerons mais perto do centro (efeito pele fraco), os quais têm um campo H grande em comparação com aqueles histerons analisados quando a frequência é maior (efeito pele forte). Portanto, aumentando a frequência, é necessário um menor campo magnético externo para levar a distribuição dos histerons superficiais à saturação, o qual concorda com nossos resultados.

3.1.2 Parte imaginária (X)

3.1.2.1 Curvas principais

Na figura 3.9 se mostra como evolui o sinal da parte imaginária X da impedância conforme a frequência aumenta. Em todo o intervalo de frequência, o caminho de ida (setas pretas) da curva principal passa acima do caminho de volta (setas vermelhas). Observa-se das curvas principais de X que a forma da histerese segue um comportamento não sistemático quando se varia a frequência.

Para uma frequência constante de 10 MHz, não se pode evidenciar de maneira certa o fenômeno de histerese a partir de curvas principais de GMI. Conforme a frequência aumenta, aparece o fenômeno de histerese da GMI em baixo campo magnético, o qual é modificado a partir de uma frequência ao redor de 100 MHz, devido a aparição de dois picos simétricos com respeito a origem (setas azuis). Esses picos se deslocam, com aumento da frequência, para campos magnéticos menores e, por isso, a forma da curva de histerese da GMI é modificada. A aparição de esses picos pode acontecer pelo mau alinhamento do campo magnético com o eixo longitudinal da fita, o qual é crítico para altas frequências em X .

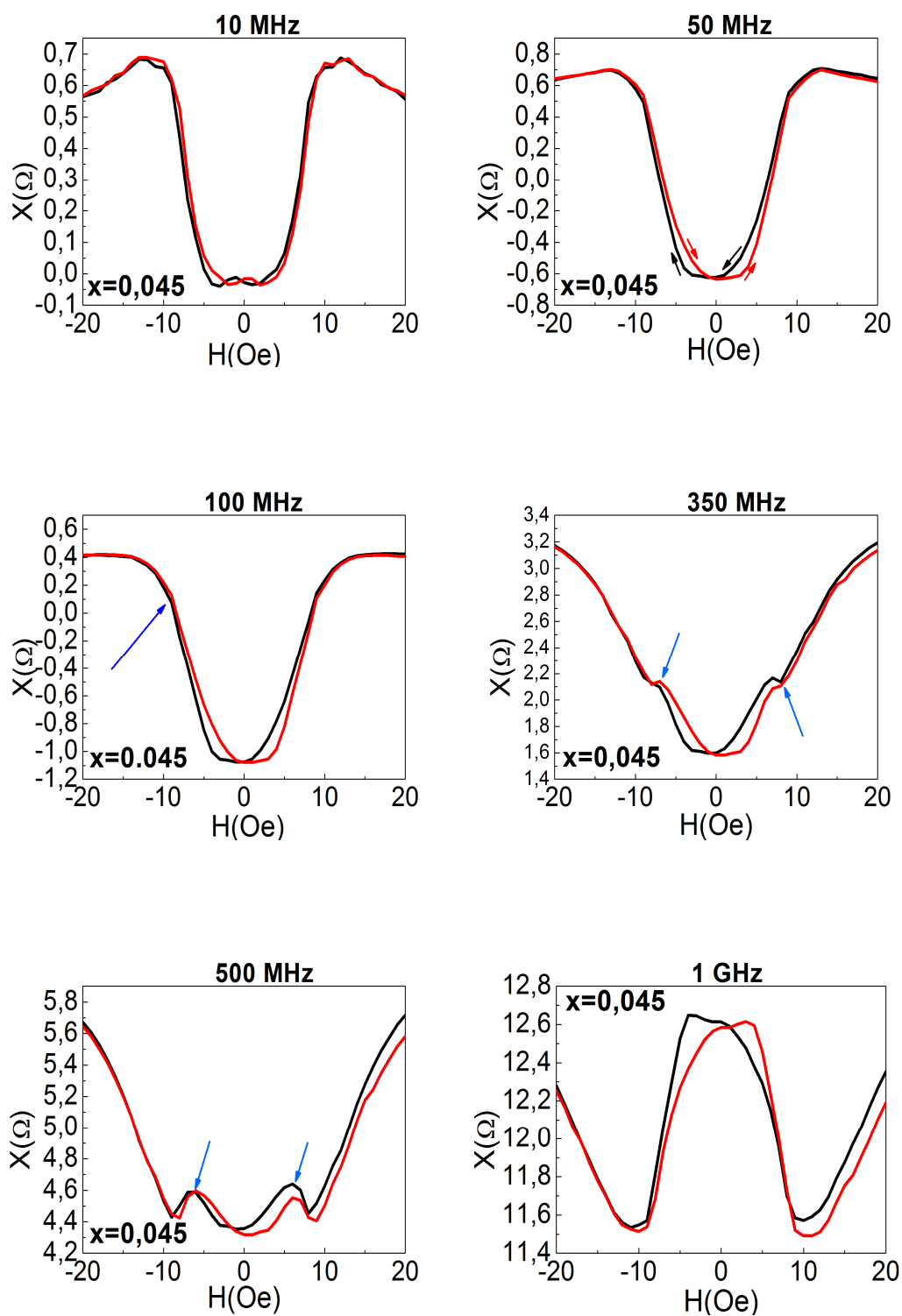


Figura 3.9 Dependência da reatância (X) com o campo magnético aplicado para uma frequência constante a partir de 10 MHz até 1 GHz para $x = 0,045$.

3.1.2.2 Diagramas FORC

Aplicando o método FORC ao fenômeno de histerese presente nas curvas principais de histerese de X , se obtém os diagramas da figura 3.10. Analisando só as distribuições positiva e negativa destes diagramas, observa-se que a distribuição positiva, até uma frequência de 500 MHz, tem coordenadas H e H_r maiores que no caso da distribuição negativa. Por outro lado, este comportamento varia em torno de uma frequência de 750 MHz, onde a distribuição positiva se desloca para baixo como indicado em setas. Deve-se considerar que possivelmente esse comportamento seja consequência das distorções devido aos picos de mau alinhamento.

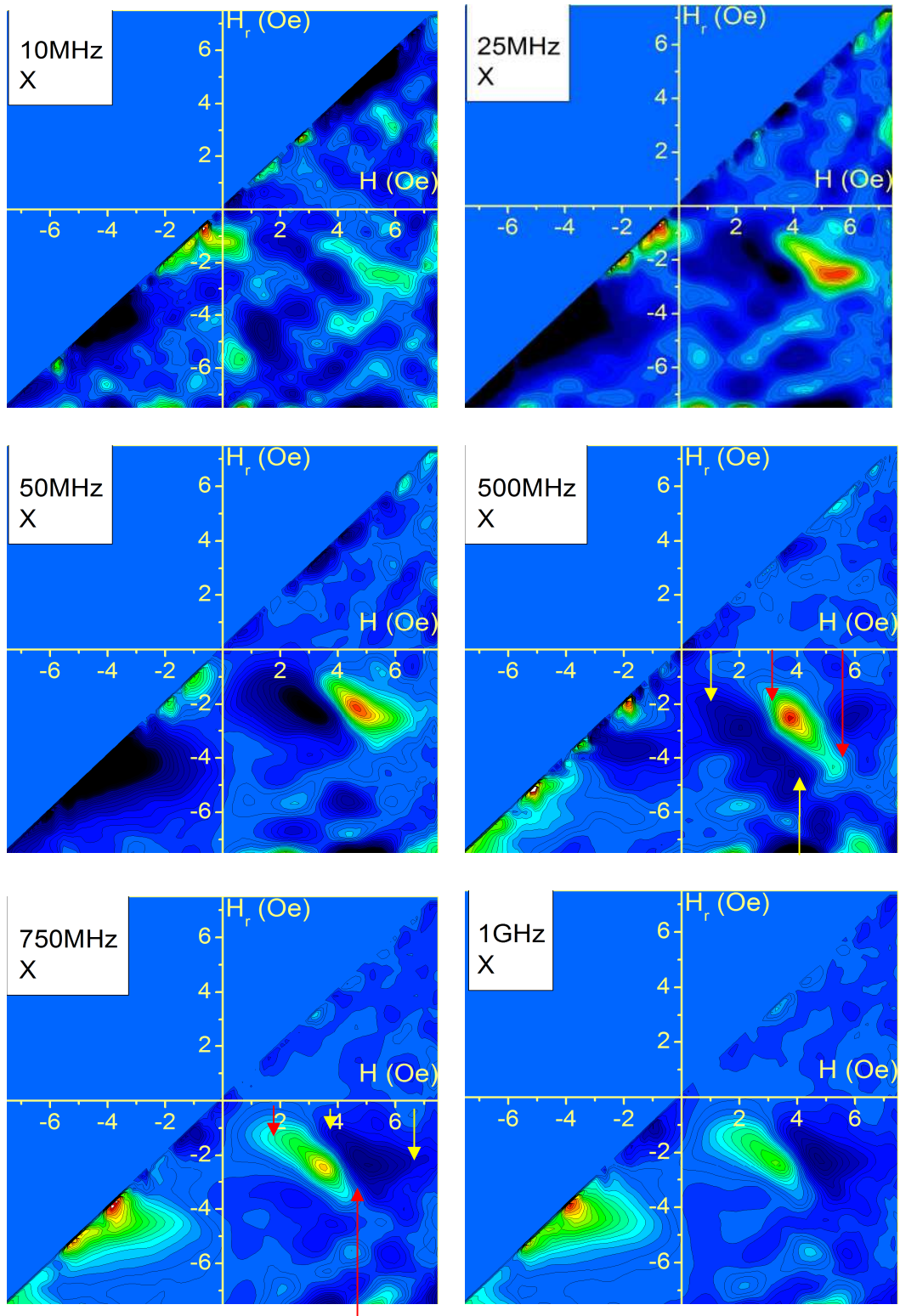


Figura 3.10 Diagramas FORC de reatância para frequências de 10 MHz até 1 GHz para a liga $x=0,045$. As setas vermelhas indicam as distribuições positiva e as amarelas negativas.

3.1.2.3 Comparação dos sinais R e X

Um das diferenças mais notórias entre as curvas principais de GMI para a reatância e resistência são a magnitude e forma da histerese. Por exemplo, para uma frequência de 10 MHz (figura 3.11) se evidencia claramente a diferença entre as histereses (círculo azul), além da magnitude entre a reatância e a resistência (círculo vermelho).

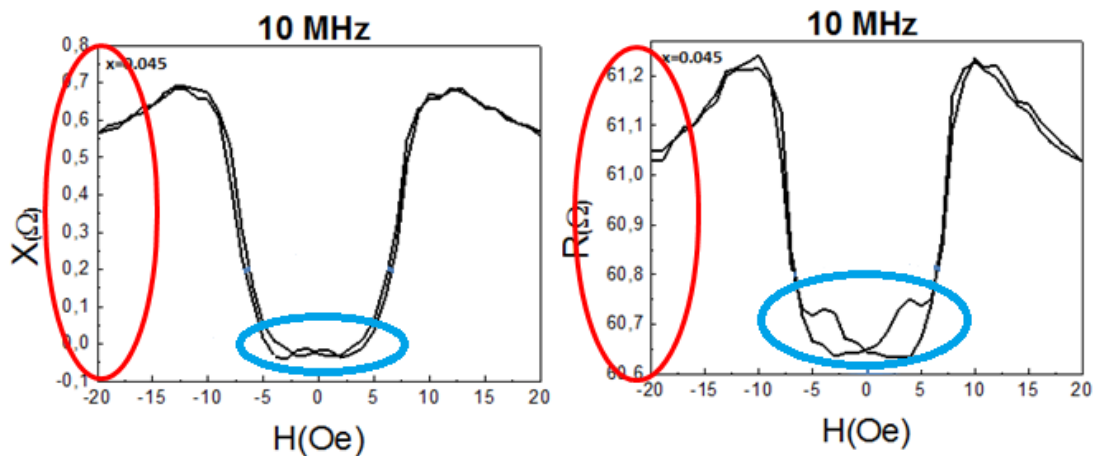


Figura 3.11 A magnitude e amplitude da histerese de X são menores que para R para a liga amorfa $(\text{Co}_{0.955}\text{Fe}_{0.045})_{70}\text{Si}_{12}\text{B}_{18}$.

A distribuição FORC para X mostra diagramas similares aos diagramas FORC da resistência depois da mudança. Isto poderia entender-se que a parte imaginária da impedância sofre a mudança na distribuição do pico em frequências menores que as evidenciadas na resistência. Além disso, entorno de 700 MHz se evidencia na parte imaginária outra mudança da distribuição do pico que achamos que é devido aos picos adicionais. Contrário a isto, uma segunda mudança não é evidenciado na parte real da impedância, assim precisaríamos aumentar o intervalo de frequência de medida para observar se a frequências mais altas aparece a segunda mudança em R .

3.2 Influência da anisotropia

A variação da permeabilidade magnética com o campo magnético externo depende da resposta da estrutura de domínio da amostra a este campo. Por sua vez, a estrutura de domínio é basicamente determinada pelas anisotropias magnéticas existentes no material.

Nesta seção, primeiramente estudaremos a influencia da frequência sobre o comportamento da GMI para a fita amorfa de composição $(\text{Co}_{0.96}\text{Fe}_{0.04})_{70}\text{Si}_{12}\text{B}_{18}$, na mesma forma como se fez na seção 3.1 para a composição $(\text{Co}_{0.955}\text{Fe}_{0.045})_{70}\text{Si}_{12}\text{B}_{18}$. Com o objetivo de analisar o efeito da magnitude da anisotropia sobre nosso sistema, comparamos o sinal da resistência e reatância para as duas composições. Comparamos primeiro o comportamento das curvas principais da GMI para as composições $(\text{Co}_{1-x}\text{Fe}_x)_{70}\text{Si}_{12}\text{B}_{18}$ com $x = 0,040$ e $0,045$ e depois os diagramas FORC correspondentes.

3.2.1 Parte real (R)

3.2.1.1 *Curvas principais*

O comportamento da resistência R com o campo magnético aplicado na liga amorfa $(\text{Co}_{0.96}\text{Fe}_{0.04})_{70}\text{Si}_{12}\text{B}_{18}$ apresenta histerese em baixo campo magnético, como pode ser analisado da figura 3.12. Este comportamento esta de acordo com o encontrado na literatura para ligas amorfas com seu maior conteúdo de cobalto.¹³ Observe-se que o fenômeno de histerese em baixo campo magnético, para 10 MHz, é muito pronunciado. Conforme a frequência aumenta, o fenômeno vai desaparecendo pouco a pouco. Pode-se observar também das curvas principais da GMI, que para todas as frequências aplicadas, a direção dos caminhos “ida” e “volta” permanecem iguais, contrario ao comportamento obtido para a composição $(\text{Co}_{0.955}\text{Fe}_{0.045})_{70}\text{Si}_{12}\text{B}_{18}$. A comparação entre as duas composições será detalhada

mais adiante na seção 3.2.1.3.

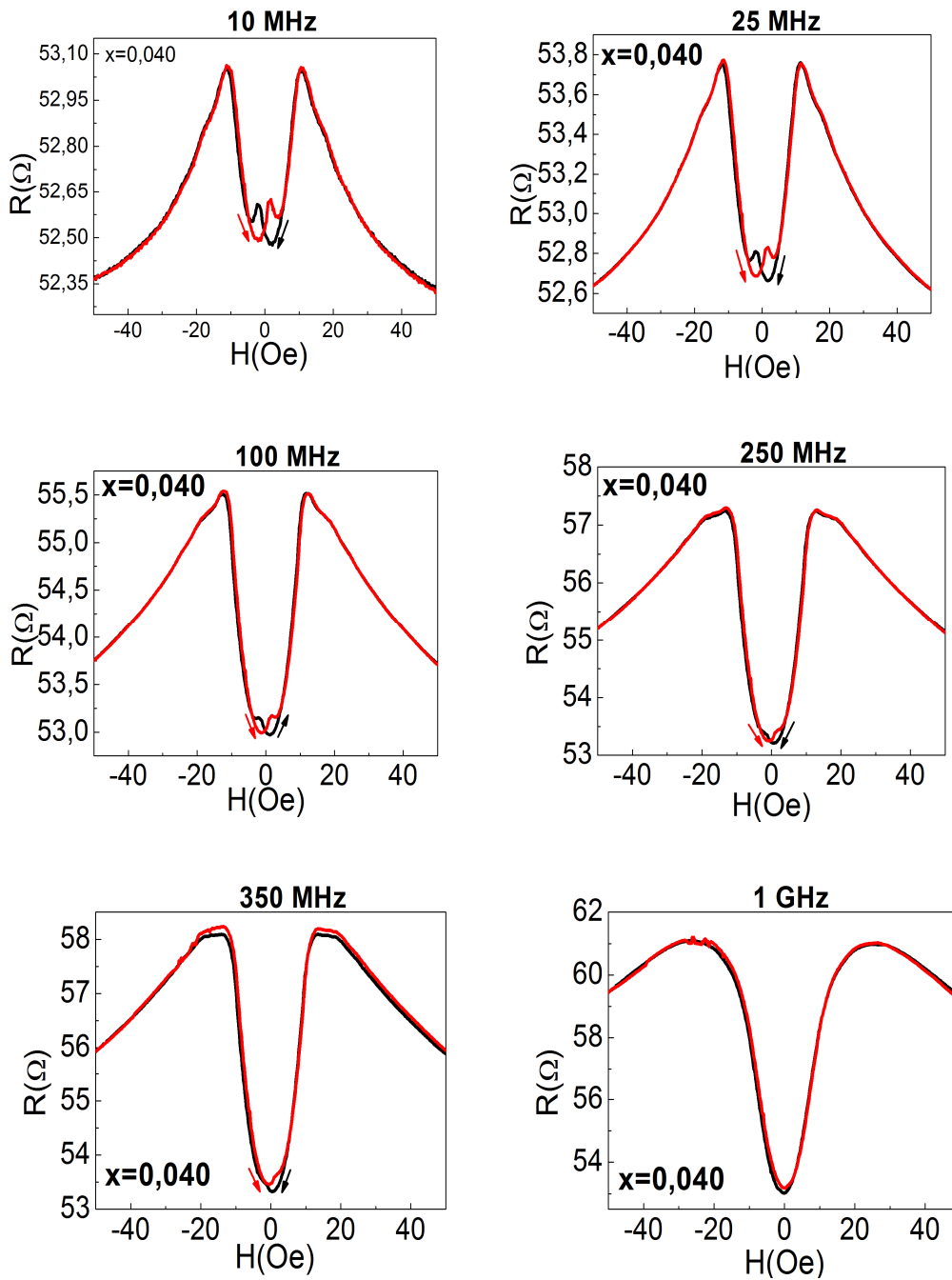


Figura 3.12 Dependência de resistência R com o campo magnético aplicado para frequências de 10 MHz até 1 GHz para a liga amorfa $x = 0,040$.

3.2.1.2 Diagramas FORC

Aplicando o método FORC no comportamento histéretico da figura 3.12, se obtém que a distribuição positiva varia sua forma quando se aumenta a frequência (figura 3.13). Observa-se que o máximo da distribuição positiva (representado em vermelho), se desloca suavemente com aumento da frequência. A partir de 250 MHz, se evidencia um leve “giro” vertical da distribuição positiva até quase desaparecer em 1 GHz. Com respeito a mudança da distribuição negativa, se observa que este permanece inalterável para frequências menores de 1 GHz porém, a partir de esta frequência, sua forma é um pouco modificada.

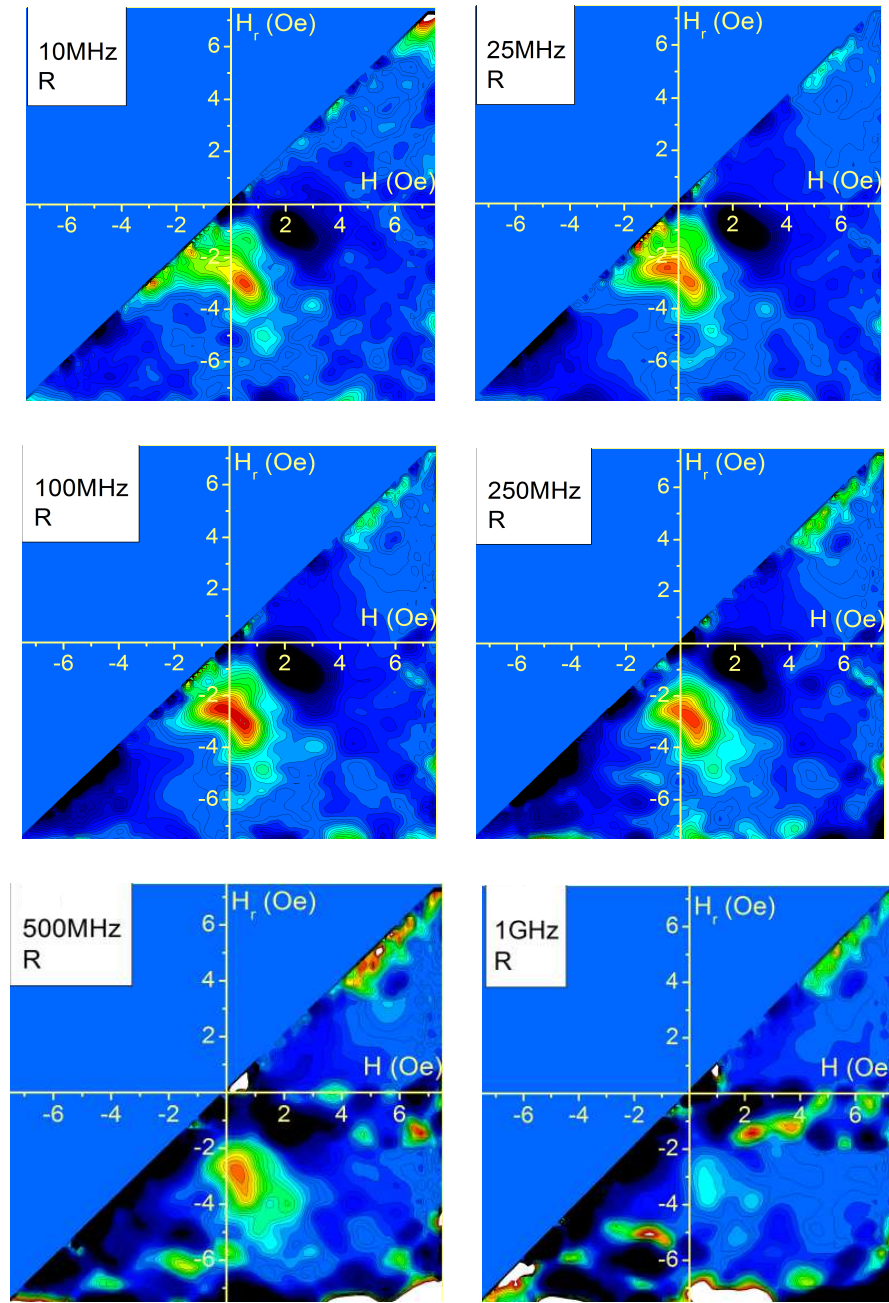


Figura 3.13 Diagramas FORC da resistência R para frequências de 10 MHz até 1 GHz na liga amorfa $(\text{Co}_{0,96}\text{Fe}_{0,04})_{70}\text{Si}_{12}\text{B}_{18}$.

3.2.1.3 Efeito da anisotropia

Ambas as ligas amorfas estudadas apresentam comportamento histérestico na componente real da impedância a baixo campo magnético. Aumentando a frequência, a histerese muda sua forma com aumento da frequência, mas o comportamento de cada liga é diferente.

Na composição $(\text{Co}_{0.955}\text{Fe}_{0.045})_{70}\text{Si}_{12}\text{B}_{18}$, que tem uma anisotropia maior, se observou que o fenômeno de histerese da GMI desaparece no intervalo de frequência a partir de 80 MHz até 100 MHz, reaparecendo de novo mais mudando sua direção. Analisando pelo método FORC, se evidencia, nos diagramas, uma mudança da distribuição estatística que possivelmente sucede ao redor de 75 MHz. Caso contrario acontece na composição $(\text{Co}_{0.96}\text{Fe}_{0.04})_{70}\text{Si}_{12}\text{B}_{18}$ onde, por meio das curvas principais da GMI não se evidencia as mudanças na direção da histerese. Além disso, nos diagramas FORC não se evidencia a mudança no regime de frequência estudado. Então, se assume que para esta composição dito mudança pode acontecer a frequências maiores que 1 GHz.

Para explicar as diferenças no comportamento das distribuições FORC quando se muda a anisotropia do sistema, nos baseamos nas duas hipóteses propostas na seção 3.1.1.3.

A primeira hipótese, estrutura de domínio não uniforme no volume, é uma hipótese que depende diretamente do comprimento de penetração do sistema. Aumentando a frequência, se está evidenciando distintas regiões do sistema, conseqüentemente, processos locais diferentes. Tendo-se que para a composição com anisotropia maior (145 J/m^3), a profundidade da estrutura não uniforme está entorno de 240 nm. Enquanto que para a outra composição (139 J/m^3) a profundidade da estrutura não uniforme é menor que 70 nm. Então, pode-se concluir previamente que pequenas mudança na anisotropia muda a estrutura magnética da fita.

A limitação desta análise é a impossibilidade de saber quais são esses

processos irreversíveis locais.

A outra hipótese, o amortecimento das paredes de domínio, possivelmente pode explicar as mudanças no diagrama FORC quando se muda a magnitude da anisotropia. Pode-se entender, tendo em conta que a largura da parede de domínio W_n muda com a magnitude da anisotropia K seguindo a expressão:⁴³

$$W_n = 2\sqrt{\frac{A}{K}} \quad (3.1)$$

onde A é a constante de troca.

Tendo-se em conta os valores de anisotropia apresentados na tabela 2.1 temos que a liga $(\text{Co}_{0.96}\text{Fe}_{0.04})_{70}\text{Si}_{12}\text{B}_{18}$ apresenta uma largura da parede maior que no caso da liga $(\text{Co}_{0.955}\text{Fe}_{0.045})_{70}\text{Si}_{12}\text{B}_{18}$.

Se a largura da parede é maior, o ângulo entre momentos magnéticos adjacentes dentro da parede de domínio é pequeno em comparação com uma parede de largura menor. Quando existe um movimento das paredes de domínio, se originará um fluxo magnético B devido à diferença dos ângulos entre momentos magnéticos dentro da parede de domínio. Seguindo a lei de Lenz, teríamos pequenas correntes de amortecimento (parasitas) induzidas. Porém, se a mudança da distribuição FORC é devido a amortecimento das paredes de domínio, precisaríamos de uma frequência maior para amortecer a parede de domínio de maior largura.

O argumento anterior poderia ser uma possível explicação para o fato da falta de observação do deslocamento dos picos no diagrama FORC, para a composição $(\text{Co}_{0.96}\text{Fe}_{0.04})_{70}\text{Si}_{12}\text{B}_{18}$. Ou seja, no intervalo de frequência estudado, não foi possível evidenciar a mudança dos picos devido a maior largura na parede de domínio que possivelmente apresenta esta composição.

3.2.2 Parte imaginária (X)

3.2.2.1 *Curvas principais*

A componente imaginária X da liga amorfa de composição $(\text{Co}_{0,96}\text{Fe}_{0,04})_{70}\text{Si}_{12}\text{B}_{18}$ apresenta uma pequena histerese a baixo campo magnético até uma frequência de 25 MHz (figura 3.13). Para frequências um pouco mais altas não se evidencia o comportamento de histerese a baixo campo magnético. Por outro lado, ao redor de 250 MHz se evidencia novamente o efeito histéretico. A diferença comparada com frequências mais baixas, é que os caminhos ida e volta percorrem sentidos diferentes. Outro importante comportamento observado é que, perto de 350 MHz se evidencia novamente os picos. Tais picos, cuja aparição pode acontecer pelo mau alinhamento do campo magnético com o eixo longitudinal da fita, se deslocam para campos magnéticos menores quando aumenta a frequência. Modificando-se assim a forma da histerese magnética. Devido a aparição dos picos é difícil afirmar se ainda existe um comportamento histérestico e, no caso que o tenha, não poderíamos afirmar qual é a direção entre os caminhos ida-volta.

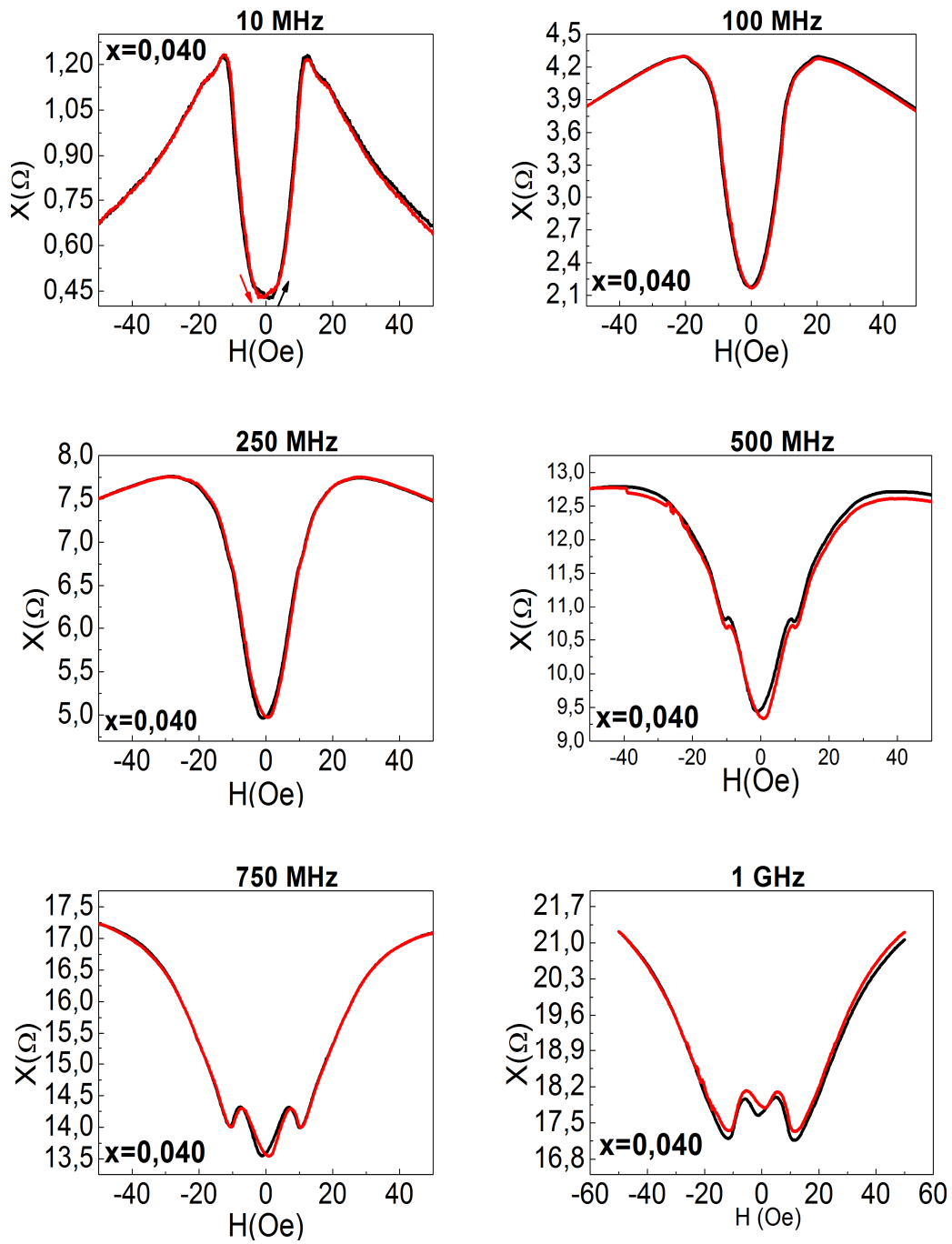


Figura 3.13 Dependência da reatância X com o campo magnético aplicado para frequência constante de 10 MHz até 1 GHz para a liga amorfa $(\text{Co}_{0,96}\text{Fe}_{0,04})_{70}\text{Si}_{12}\text{B}_{18}$.

3.2.2.2 Diagramas FORC

Evidencia-se que os diagramas FORC correspondentes à parte imaginária da GMI não seguem uma tendência sistemática com aumento da frequência (figura 3.14). Isto pode ser devido que para o intervalo de frequência estudado, a parte imaginária da liga $(\text{Co}_{0,96}\text{Fe}_{0,04})_{70}\text{Si}_{12}\text{B}_{18}$ não apresenta um comportamento histéretico muito evidente.

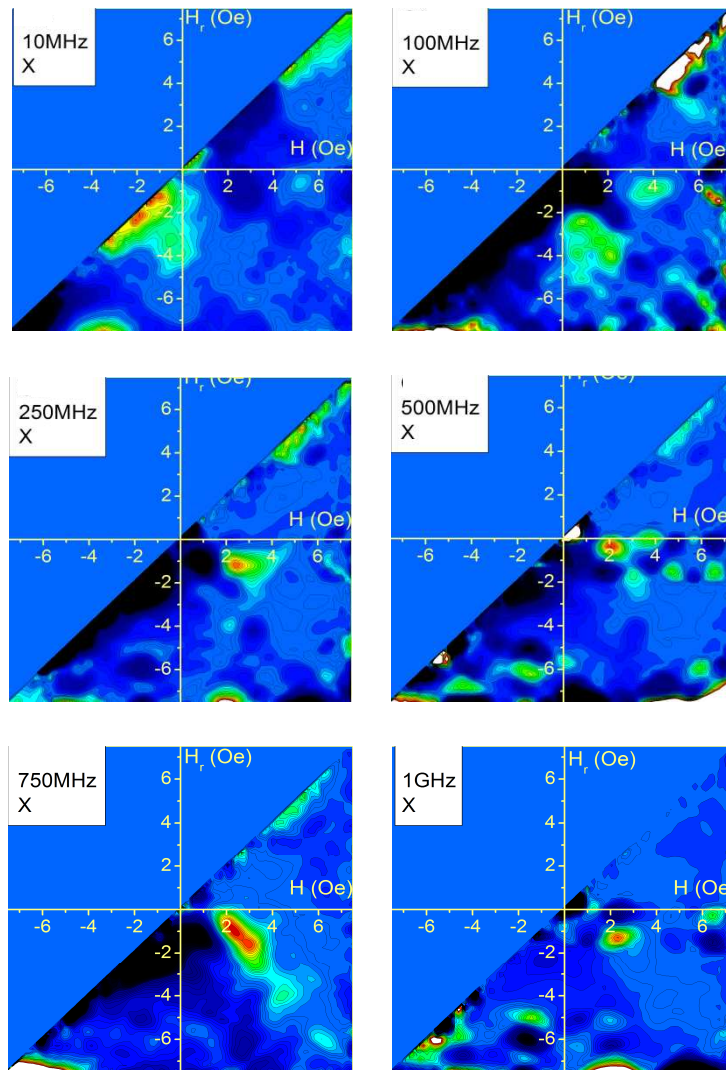


Figura 3.14 Diagramas *FORC* da reatância X para frequência de 10 MHz até 1 GHz

3.2.2.3 Efeito da anisotropia

As duas composições de estudo tem comportamento similar devido à aparição dos “picos” que se atribuem ao mau alinhamento do eixo longitudinal da fita com o campo magnético. Uma das diferenças é que os “picos” aparecem para diferentes frequências, por exemplo, para a liga $(\text{Co}_{0,96}\text{Fe}_{0,04})_{70}\text{Si}_{12}\text{B}_{18}$ inicia ao redor de 350 MHz enquanto na liga $(\text{Co}_{0,955}\text{Fe}_{0,045})_{70}\text{Si}_{12}\text{B}_{18}$ inicia entorno de 100 MHz. Isso poderia ser consequente com as diferenças que existe na profundidade da estrutura não homogênea das fitas.

Outra diferença é que a direção dos caminhos ida-volta são diferentes entre as duas composições para a mesma frequência. Esse análise poderia concordar com nossa hipótese proposta: a maior largura da parede de domínio é necessária uma maior frequência para que se possa evidenciar a mudança entre os caminhos.

CONCLUSÃO E PERSPECTIVAS

Para explicar a origem da histerese na GMI foram propostas hipóteses físicas de deslocamento irreversível das paredes de domínios. Essas hipóteses foram baseadas a partir da análise das curvas principais de histerese. Apesar de sua possível importância nas aplicações tecnológicas, nunca foram abordadas por outras técnicas próprias de caracterização de histerese. Pode-se mencionar como método potencial de caracterização de histerese o método FORC: ferramenta apropriada para investigar as propriedades histeréticas locais. A caracterização do comportamento de histerese presente na GMI em altas frequências foi feita, neste projeto, aplicando o método FORC.

Para isso, fizeram-se medidas de GMI em um intervalo de frequência de 10 MHz até 1 GHz em duas amostras em forma de fita com diferentes magnitude de anisotropia transversal (139 J/m^3 e 145 J/m^3).

Para evidenciar o sinal da GMI e aplicar o método FORC em sua histerese, implementou-se um sistema experimental que foi constituído pelo acoplamento do VNA e uma bobina estática.

Observou-se uma mudança da distribuição FORC para amostra com anisotropia de 145 J/m^3 , enquanto para amostra com menor anisotropia não se observa a mudança. De esta maneira, aumentando a magnitude da anisotropia, se obtém uma diminuição na frequência de mudança. Para tentar explicar essa mudança

foram propostas duas hipóteses: estrutura magnética não uniforme no volume e amortecimento de paredes de domínio.

Separando os diagramas FORC obtidos em antes e depois da mudança, obtemos:

- Antes da mudança: observou-se que para a fita com anisotropia 145 J/m^3 se obtém diagramas FORC similares, mas não iguais a os obtidos por L. Valenzuela *et al* em baixa frequência (kHz). Propõe-nos que a não igualdade entre os diagramas FORC em baixa e alta frequência (antes do deslocamento) poderia ser devido a que temos em altas frequências os diagramas FORC são mais ruidosos (devido ao processo de medida). Outra possível consequência poderia ser ao fato de que em altas frequências se tem mais contribuições da superfície (irregularidades) da amostra que no caso de baixa frequência.

- Depois da mudança: observa-se que a largura das distribuições FORC diminui com a frequência, pelo qual se propus que a coercividade dos processos irreversível (histerons) diminui com a frequência. É dizer, processos irreversíveis no interior do volume tem uma coercividade maior que aqueles que se encontra na superfície.

Das análises anteriores se encontrou que o método FORC, aplicado no fenômeno de histerese da GMI, proporciona mais informação que a obtida diretamente da curva principal devido que envolve mais que uma curva de histerese. Desta maneira, se deduz que o método FORC é uma ferramenta mais sensível para analisar o comportamento de histerese de um sistema. Conclui-se isso a partir dos diagramas FORC, onde se analisa mais detalhadamente as frequências de mudança das distribuições.

Como perspectivas de futuros projetos neste tema de pesquisa (análise da histerese da GMI por meio do método FORC) seriam: medir mais pontos no experimento para baixar o nível de ruído do sistema, ou seja, diminuir a variação do campo magnético DC e do campo de inversão. Também seria bom fazer varreduras em frequências mais altas e estudar o sinal da GMI variando sistematicamente a magnitude da anisotropia. Além do mais, se poderiam quantificar os processos irreversíveis: altura da distribuição FORC.

Para intentar verificar se nossa hipótese de estrutura magnética não uniforme no volume é válida, se poderia fazer simulação micromagnética. Para comprovar a outra hipótese de amortecimento das paredes de domínio, se poderia fazer medidas do efeito Kerr aplicando uma onda eletromagnética.

Apêndice A:

Propagação de uma onda eletromagnética através de um meio

Neste apêndice se mostra a física que envolve uma onda eletromagnética ao propagar-se através de um meio.

Aplicando a lei de voltagem de Kirchhoff para a voltagem de cada uns dos componentes mostrados na figura A.1, se obtém:

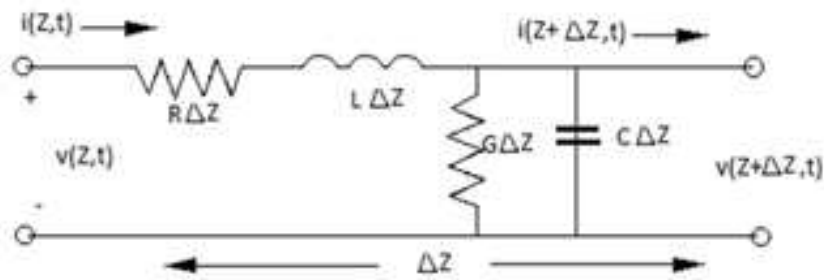


Figura A.1 Circuito equivalente de uma linha de transmissão, z é a longitude do circuito.

$$v(z,t) - R\Delta z i(z,t) - L\Delta z \frac{\partial i(z,t)}{\partial t} - v(z + \Delta z,t) = 0 \quad (\text{A.1})$$

Onde v é a voltagem, R a resistência, L a indutância, i a corrente, t o tempo.

A lei de Kirchhoff para a corrente aplicada aos componentes da figura A.1:

$$i(z,t) - G\Delta z v(z + \Delta z,t) - C\Delta z \frac{\partial v(z + \Delta z,t)}{\partial t} - i(z + \Delta z,t) = 0 \quad (\text{A.2})$$

Dividendo as equações (A.1) e (A.2) por Δz e fazendo $\Delta z \rightarrow 0$, nos temos as seguintes equações diferenciais:

$$\frac{\partial v(z,t)}{\partial z} = -Ri(z,t) - L \frac{\partial i(z,t)}{\partial t} \quad (\text{A.3})$$

$$\frac{\partial i(z,t)}{\partial z} = -Gv(z,t) - C \frac{\partial v(z,t)}{\partial t} \quad (\text{A.4})$$

Separando as componentes reais e imaginarias da voltagem ($v(z,t) = V(z)e^{j\omega t}$) e da corrente ($i(z,t) = I(z)e^{j\omega t}$), temos:

$$\frac{dV(z)}{dz} = -(R + j\omega L)I(z) \quad (\text{A.5})$$

$$\frac{dI(z)}{dz} = -(G + j\omega C)V(z) \quad (\text{A.6})$$

A resolução simultânea de (A.5) e (A.6) da:

$$\frac{d^2V(z)}{dz^2} + (R + j\omega L) \frac{dI(z)}{dz} = \frac{d^2V(z)}{dz^2} - (R + j\omega L)(G + j\omega C)V(z) = 0$$

Expressado de outra maneira

$$\frac{d^2V(z)}{dz^2} - \gamma^2 V(z) = 0 \quad (\text{A.7})$$

Onde $\gamma = \sqrt{(R + j\omega L)(G + j\omega C)} = \alpha + j\beta$ se chama a constante de propagação complexa e α e β são as constantes de atenuação e de fase respetivamente.

Similarmente ao caso anterior obtemos a expressão para a corrente

$$\frac{d^2 I(z)}{dz^2} - \gamma^2 I(z) = 0 \quad (\text{A.8})$$

As soluções para as equações (A.7) e (A.8) são:

$$V(z) = V_o^+ e^{-\gamma z} + V_o^- e^{\gamma z} \quad (\text{A.9})$$

$$I(z) = I_o^+ e^{-\gamma z} + I_o^- e^{\gamma z} \quad (\text{A.10})$$

$e^{-\gamma z} \rightarrow$ propagação da onda na direção $+z$

$e^{\gamma z} \rightarrow$ propagação da onda na direção $-z$

Das equações (A.5) e (A.9), podemos encontrar a corrente sobre a linha:

$$\frac{dV(z)}{dz} = -\mathcal{W}_o^+ e^{-\gamma z} + \mathcal{W}_o^- e^{\gamma z} = -(R + j\omega L)I(z)$$

$$I(z) = \frac{\gamma}{R + j\omega L} (V_o^+ e^{-\gamma z} - V_o^- e^{\gamma z}) \quad (\text{A.11})$$

Tendo em conta que o cociente da voltagem e corrente para cada onda viajante é a impedância característica do meio $Z_o = \frac{V}{I}$, então das equações (A.11) e (A.9):

$$Z_o = \frac{R + j\omega L}{\gamma} = \sqrt{\frac{R + j\omega L}{G + j\omega C}} \quad (\text{A.12})$$

Apêndice B :

Calibração do VNA

Introdução

Para calibrar o VNA, se utilizou um *kit* de calibração, que esta composto de três dispositivos de prova chamados *Short* (rede em corto circuito), *Open* (rede aberta) e *Load* (rede conectada). Cada dispositivo de calibração tem uma impedância de 0Ω , ∞ e 50Ω , respectivamente. De esta maneira, a onda eletromagnética seja totalmente transmitida ($Z = 0 \Omega$), refletida ($Z = \infty$) e consumida (50Ω) através da linha de transmissão. Os dispositivos usados para a calibração, devem ser conectados num extremo do cabo coaxial, sem o porta-amostra, para que o VNA possa comparar e estabelecer a diferença entre estes três modos.

A carta de Smith é um instrumento de calculo gráfico de variação de impedância. Os eixos deste diagrama indicam as componentes reais (radial) e imaginaria (circular) da impedância. Na figura B.1 (a) e (b) se mostra o formato carta de Smith antes e depois de fazer a calibração.

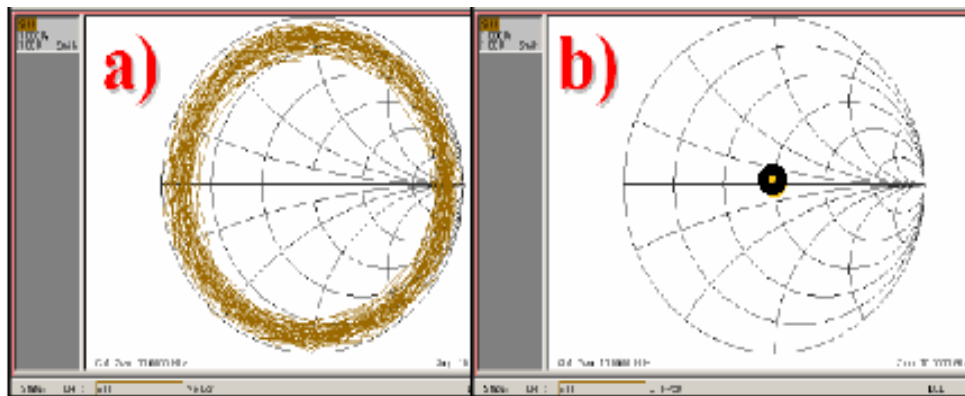


Figura B.1 Diagrama da carta de Smith. **a)** antes da calibração se obtém muitas linhas **b)** depois da calibração se observa um só ponto.

Antes da calibração se tem uma distribuição de valores real e imaginaria, as quais indicam a existência do desacoplamento entre os dispositivos (cabo, conetores, etc) e o VNA [figura B.1(a)]. Isso vem como consequência das reflexões da onda eletromagnética devido ao desacople de impedância dos dispositivos. Depois da calibração, se tem só um ponto que se encontra a uma impedância $Z = 50 \Omega$ [(figura B.1 (b))] que corresponde a impedância interna na qual trabalha o analisador de rede. Isto nos diz que as contribuições do cabo, conetores, etc. foram eliminadas. Tendo-se como consequência que o ponto de medida se traslada desde o VNA até o outro extremo da linha de transmissão. Seguindo com a calibração, devido que queremos eliminar os efeitos de propagação da onda eletromagnética no *strip-line*, elegemos do programa do VNA uma opção de atraso elétrico que, de maneira geral, corrige o atraso que tem a onda eletromagnética ao chegar a amostra. Para obter o atraso elétrico da onda eletromagnética no porta-amostra, conectamos o *strip-line* (sem a amostra) no extremo do cabo coaxial. De esta maneira, teremos um “circuito” com impedância infinita (circuito aberto). Na figura B.2 se mostra um exemplo de uma carta de Smith de uma linha de transmissão coaxial em circuito aberto.⁴⁴ Observa-se que a curva se desloca desde o valor ∞ . O correto atraso elétrico no VNA retorna a curva completa a um ponto situado em uma impedância infinita.

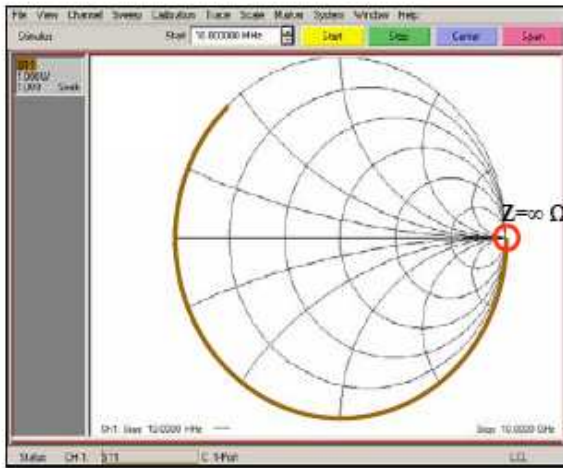


Figura B.2 Diagrama da carta de Smith depois da calibração SOLT *strip-line* em circuito aberto.

Este atraso pode acontecer no conector SMA do *strip-line* e no caminho de cobre (antes que a onda eletromagnética interage com a amostra de estudo). No *strip-line* utilizado neste trabalho, o valor do atraso elétrico da onda eletromagnética foi de aproximadamente 140 ps. De esta maneira, que a onda eletromagnética não sofra nenhum tipo de modificação antes de atingir a amostra. Depois de calibrar por completo o sistema de medida, se tem certeza que a impedância medida pelo VNA é proveniente só da amostra de estudo.

Apêndice C:

Programas de análises de dados

C. 1 Programa GMI_PORF_01

Este programa está feito para eleger de todas as frequências da corrente aplicada, só aquela que se quiere estudar. O programa toma como entrada o valor de frequência dado pelo usuário e dá como saída os dados correspondentes ao campo magnético, resistência, reatância para essa frequência. Também dá como saída, de maneira gráfica, a dependência das componentes da impedância com o campo magnético.

```
clear all
warning off
```

Buscar a direção da pasta onde se encontra os dados da experiência.

```
NomePasteGeral= ['C:\VNA\Dados'];
PasteEspecific=uigetdir(NomePasteGeral);
NomesDeArchivos = dir([PasteEspecific '*.*dat']);
NumeroDeDatas = size(NomesDeArchivos,1);
TamanhoDePasteEspecific=size(PasteEspecific,2);
TamanhoDeNomePasteGeral=size(NomePasteGeral,2);
substracao=TamanhoDePasteEspecific-TamanhoDeNomePasteGeral;
DatosCero=PasteEspecific(end,size(NomePasteGeral,2)+2:end);
TamanhoDatosCero=size(DatosCero,2);
```

Fazer a matriz de campo magnético aplicado.

```
for i=1:NumeroDeDatas;
```

```

PosicionNumero(i)=find(NomesDeArchivos(i).name == '#');
Resta(i)=size(NomesDeArchivos(i).name,2)-
(PosicionNumero(i));
H(i) =
str2num(NomesDeArchivos(i).name(end, substracao:end-
Resta(i)-2));
PuntoDatosAleatorio(i) str2num(NomesDeArchivos(i)=
name(PosicionNumero(i)+1:end-4));
end

```

Guardar em um arquivo todas as matrizes de resistência (FR), reatância (FX) e campo magnético (Lista H), para a frequência eleita constante.

```

FR = [];
FX = [];
ListaH = [];
DijiteFrec = input('Dijite la Frecuencia que quiere dejar
constante para todos los Campos magnéticos aplicados:');
Correccion = input('Dijite uno si desea la frecuencia
corregida a campo magnético 0, de lo contrario dijite
dos:');
DatosForc = load([PasteEspecific '\
NomesDeArchivos(1).name]);
MatrizFrecuencia = DatosForc(:,1);

while size(PuntoDatosAleatorio,2)>0
    [PuntoDatomin Ind] = min(PuntoDatosAleatorio);
    PuntoDatosAleatorio(Ind)=[];
    HEspecifico=H(Ind);
    DatosForc=load([PasteEspecific '\
DatosCero
num2str(HEspecifico, '%5.1f') '_#' num2str(Pun
toDatomin) '.dat']);
    H(Ind)=[];

```

```

        SubstracaoDeDijiteFrec=abs (MatrizFrecuencia-
DijiteFrec);
        [MinSubstracaoFrec
IndFreMin]=min (SubstracaoDeDijiteFrec);
        if Correccion == 2
            if PuntoDatomin ~= 0
                FR=[FR DadosForc (IndFreMin,2)];
                FX=[FX DadosForc (IndFreMin,3)];
                ListaH=[ListaH HEspecifico];
            end
        end
        if Correccion == 1
            if PuntoDatomin ~= 0
                FR=[FR
Dados0 (IndFreMin,2) -
                DadosForc (IndFreMin,2) -
                FX=[FX
Dados0 (IndFreMin,3) -
                DadosForc (IndFreMin,3) -
                ListaH=[ListaH HEspecifico];
            end
        end
    end
end

```

Fazer o gráfico da resistência, reatância com o campo magnético para a frequência escolhida constante.

```

X=DadosForc (IndFreMin,1)/1000000;
NomeHRX=[PasteEspecific
        PasteEspecific (size (NomePasteGeral,2)+1:end) '_'n
        um2str (X) 'MHz' '_H_R_X.txt'];
A=[ListaH' FR' FX'];
save (NomeHRX, 'A', '-ASCII');
figure (2)
plot (ListaH,FR)
figure (3)

```

```
plot(ListaH,FX)
```


C.2 Programa GMI_FORC_02

Este programa é feito para obter os dados do método FORC no estudo no fenômeno de histerese

```
clear all
warning off
```

Encontrar os dados de campo magnético, resistência e reatância proporcionados pelo programa anterior.

```
[FileName,PathName] = uigetfile('*.*.');
Dados_H_R_X = load([PathName FileName]);
NumeroDeDadas = size(Dados_H_R_X ,1);
ListaH = Dados_H_R_X (:,1);
FR = Dados_H_R_X (:,2);
FX = Dados_H_R_X (:,3);
```

Colocar em uma matriz os dados do campo magnético de inversão

```
Min_ListaH = -min(Dados_H_R_X(:,1));
H = GMIData(:,1);
Hr = [];
iFim = [];
PtRetour = 1;
hold on
GMIDataNett = [];
for i = 2:size(H,1)-1
    if ((H(i-1) >= H(i)) & i ~= 2)
        HrBranche = H(PtRetour(end));
        PtRetour = [PtRetour i];
        Hr = [Hr; HrBranche*ones(PtRetour(end)-PtRetour(end-1),1)];
        iFim = [iFim i-1];
```

Limpar as curvas FORC

```
figure(2)
hold on
plot(H(PtRetour(end-1):PtRetour(end)-1),
GMIData(PtRetour(end-1):PtRetour(end)-1,2), 'b');
FitR=csaps(H(PtRetour(end-1):PtRetour(end)-
1),GMIData(PtRetour(end-1):PtRetour(end)-1,2),0.999);
GMIData(PtRetour(end-1):PtRetour(end)-
1,2)=ppval(FitR,H(PtRetour(end-1):PtRetour(end)-1));
plot(H(PtRetour(end-1):PtRetour(end)-1),
GMIData(PtRetour(end-1):PtRetour(end)-1,2), 'r');
xlabel('Magnetic field (Oe)')
ylabel('R (Ohm)')
title('Measured FORC curves')
GMIDataNett=[GMIDataNett;GMIData(PtRetour(end-
1):PtRetour(end)-1,1:2);NaN*ones(1,2)];
    end;
end;
```

Salvar os dados das curvas FORC uma vez limpas

```
save([NomeHRX(1:end-
4) '_Limpa_FORCs.txt'], 'GMIDataNett', '-ASCII');
```

REFERENCIAS BIBLIOGRAFICAS

- [¹] J. Grenèche, J. Opto. Adv. Mater., **5**, 133 (2003).
- [²] R. W. Cahn, *Physical Metallurgy*, Elsevier Science Publishers B.V. (1983).
- [³] E. P. Harrison, G. L. Turney e H. Rowe, Nature, **135**, 961 (1935).
- [⁴] F. L. A Machado, B. Lopes da Silva e E. Montarroyos, J. Appl. Phys., **73**, 6387 (1993).
- [⁵] K. Mandal e S. K. Ghatak, Phys. Rev. B, **47**, 14 233 (1993).
- [⁶] R.S.Beach e A.E.Berkowitz, Appl. Phys. Lett., **64**, 3652 (1994).
- [⁷] L. V. Panina, K. Mohri, T. Uchiyama, e M. Noda, IEEE Trans. Magn., **31**, 1249 (1995).
- [⁸] J. P. Sinnecker, P. Tiberto, G. V. Kurlyandskaia, E. H. C. P. Sinnecker, M. Vázquez e A. Hernando, J. Appl. Phys., **84**, 5814 (1998).
- [⁹] M. Knobel e K. R. Pirota, J. Magn. Magn. Mater., **242-245**, 33 (2002).
- [¹⁰] P. Ciureanu, L. G. C. Melo, D. Seddaoui, D. Ménard e A. Yelon, J. Appl. Phys., **102**, 073908-1 (2007).
- [¹¹] L. Kraus, J. Magn. Magn. Mater., **195**, 764 (1999).
- [¹²] A. Yelon, D. Ménard, M. Britel e P. Ciureanu, **69**, 3084 (1996).
- [¹³] K. R. Pirota, M. L. Sartorelli, M. Knobel, J. Gutierrez e J. M. Barandiarán, J. Magn. Magn. Mater., **202**, 431 (1999).
- [¹⁴] F. Béron, *Propriétés magnétostatiques de réseau de nanofils via les courbes de renversement du premier ordre*, tese de doutorado, École Polytechnique de Montréal, 2008.

-
- [¹⁵] F. Béron, L. Clime, M. Ciureanu, D. Ménard, R. W. Cochrane e A. Yelon, J. Nano. Nanotech., **8**, 2944 (2008).
- [¹⁶] K. R. Pirota, *Influência de anisotropia induzida e magnetostricção na magnetoimpedância e em sua relaxação em fitas amorfas de FeCoSiB*, tese de mestrado, Universidade Estadual de Campinas, 1998.
- [¹⁷] S. Chikazumi, *Physics of ferromagnetism*, Oxford Science Publications, Oxford, 1997.
- [¹⁸] K. H. J. Buchow e F. R. de Boer, *Physics of magnetism and magnetic materials*, Kluwer, New York, 2003.
- [¹⁹] N. Spaldin, *Magnetic materials Fundamentals and applications*, Cambridge University Press, Cambridge, 2003.
- [²⁰] M.N. Baibich, J. M. Broto, A. Fert, F. Nguyen Van Dau, F. Petroff, P. Etienne, G. Creuzet, A. Friederich e J. Chazelas, Phys. Rev. Lett., **61**, 2472 (1988).
- [²¹] G. Binasch, P. Grünberg, F. Saurenbach e W. Zinn, Phys. Rev. B, **39**, 4828 (1989).
- [²²] E. Vélú, C. Dupas, D. Renard, J. P. Renard e J. Seiden, Phys. Rev. B, **37**, 668 (1988).
- [²³] L. Landau e E. M. Lifshitz, *Electrodynamics of continuous media*, Pergamon, Oxford (1984).
- [²⁴] F. L. A. Machado e S. M. Rezende, J. Appl. Phys., **79**, 6558 (1996).
- [²⁵] L. V. Panina, K. Mohri, T. Uchiyama e M. Noda, IEEE Trans. Magn., **31**, 1249 (1995).
- [²⁶] K. Mohri, K. Kawashima, K. Kohzawa e T. Yoshida, IEEE Trans. Magn., **29**, 1245 (1993).

-
- [²⁷] M. Knobel, M. Vázquez, L. Kraus, *Giant Magnetoimpedance em Handbook of Magnetic Materials*, Elsevier Science, **15**, 497 (2003).
- [²⁸] P. T. Squire, *J. Magn. Magn. Mater.*, **87**, 299 (1990).
- [²⁹] D. Atkinson e P. T. Squire, *J. Appl. Phys.*, **83**, 6569 (1998).
- [³⁰] D. Ménard e A. Yelon, *J. Appl. Phys.*, **88**, 379 (2000).
- [³¹] L. Kraus, *Sens. Act. A*, **106**, 187 (2003).
- [³²] L. Kraus, *J. Magn. Magn. Mater.*, **195**, 764 (1999).
- [³³] F. Béron, L. Carignan, D. Ménard e A. Yelon, *Extracting Individual Properties from Global Behaviour: First-order reversal Curve Method Applied to Magnetic Nanowire Arrays em Electrodeposited Nanowires*, Vukovar, Intech, 2010.
- [³⁴] F. Preisach, *Zeitschrift für Physik*, **94**, 277, (1935).
- [³⁵] L. Valenzuela, *Caracterização de materiais amorfos, através de medidas de GMI e GMI-FORC*, tese de doutorado, Universidade Estadual de Campinas, 2011.
- [³⁶] I. D. Mayergoyz, *J. Appl. Phys.*, **57**, 3803 (1985).
- [³⁷] F. Béron, L. Valenzuela, M. Knobel, L.G.C. Melo e K. R. Pirota, *Hysteretic giant magnetoimpedance effect analyzed by first-order reversal curves*, *J. Magn. Magn. Mater.*, aceito para publicação. (foi publicado)
- [³⁸] O. V. Nielsen, J. R. Petersen, B. Hernando, J. Gutierrez e F. Primdahl, *Anales de física serie B*, **86**, 271, (1990).
- [³⁹] D. M. Pozar, *Microwave engineering*, Hoboken, J. Wiley, 2005.
- [⁴⁰] J. Torrejón, *Magnetotransport in magnetic nanostructures*, Universidade Estadual de Campinas, 2009.

[⁴¹] L. V. Panina e K. Mohri, *Appl. Phys. Lett.*, **65**, 1189 (1994).

[⁴²] S. J. Lee, C. C. Tsai, H. Cho, M. Seo, T. Eom, *J. Appl. Phys.*, **106**, 063922 (2009).

[⁴³] A. Hubert e R. Schäfer, *Magnetic Domains, the analysis of magnetic microstructures*, Berlin, Springer, 1998

[⁴⁴] J. Torrejón, *Estudio del acoplamiento magnetoelástico y magnetostático en microsistemas multicapas bifásicos*, Instituto de Ciencias Materiales de Madrid, 2008.