



Universidade Federal da Paraíba - UFPB
Centro de Ciências e Tecnologia - CCT
Coordenação de Pós-Graduação em Engenharia Elétrica - COPELE

ESTUDO DA MAGNETO-IMPEDÂNCIA GIGANTE E DO EFEITO HALL EM FITAS AMORFAS DE $\text{Co}_{70.4}\text{Fe}_{4.6}\text{Si}_{15}\text{B}_{10}$

Kenia Carvalho Mendes

Tese apresentada à Coordenação de Pós-Graduação em Engenharia Elétrica - COPELE - da Universidade Federal da Paraíba - UFPB - em cumprimento às exigências para obtenção do grau de Doutor em Ciências, no domínio da Engenharia Elétrica.

ÁREA DE CONCENTRAÇÃO: Processamento da Informação

ORIENTADORES: Fernando Luís de Araujo Machado (UFPE)
Creso Santos da Rocha (UFPB)

CAMPINA GRANDE - PARAÍBA
MAIO - 2000



M538e Mendes, Kenia Carvalho
Estudo da magneto-impedancia gigante e do efeito hall em fitas amorfas de $\text{Co}_{70.4}\text{Fe}_{4.6}\text{Si}_{15}\text{B}_{10}$ / Kenia Carvalho Mendes. - Campina Grande, 2000.
181 f. : il.

Tese (Doutorado em Engenharia Eletrica) - Universidade Federal da Paraiba, Centro de Ciencias e Tecnologia.

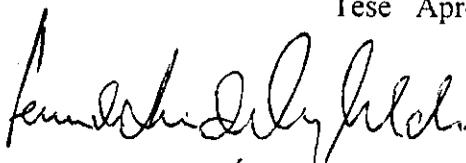
1. Ligas Amorfas 2. Magneto-Impedancia 3. Efeito Hall 4. Tese I. Machado, Fernando Luis de Araujo, Dr. II. Rocha, Creso Santos da, Dr. III. Universidade Federal da Paraiba - Campina Grande (PB) IV. Título

CDU 537.632(043)

**ESTUDO DA MAGNETO-IMPEDÂNCIA GIGANTE E DO EFEITO HALL EM FITAS
AMORFAS DE CoFeSiB**

KÊNIA CARVALHO MENDES

Tese Aprovada em 04.05.2000



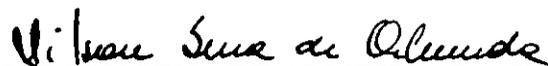
FERNANDO LUIS ARAÚJO MACHADO, Ph.D., UFPE
Orientador



CRESO SANTOS DA ROCHA, Ph.D., UFPB
Orientador



SÉRGIO MACHADO REZENDE, Ph.D., UFPE
Componente da Banca



NILSON SENA DE ALMEIDA, Dr., UFRN
Componente da Comissão



BENEDITO ANTONIO LUCIANO, D.Sc., UFPB
Componente da Comissão

GURDIP SINGH DEEP, Ph.D., UFPB
Componente da Comissão

CAMPINA GRANDE - PB
Maio - 2000

DEDICATÓRIA

Dedico este trabalho a todas as mulheres que enfrentam múltiplas jornadas de trabalho e nem sempre são devidamente reconhecidas. E em especial à minha mãe, Dona Rita, pela exemplo de força e coragem que sempre me inspirou.

<i>Agradecimentos</i>	I
<i>Resumo</i>	II
<i>Abstract</i>	III
<i>Lista de Ilustrações e Tabelas</i>	IV
<i>Simbologia e Abreviaturas</i>	IX
1. Introdução	1
1.1 Motivação, objetivo e organização da tese	1
2. Ligas Metálicas Amorfas para Fins Magnéticos	4
2.1 Metais amorfos em geral	4
2.2 Propriedades termoeletricas e de transporte	6
2.2.1 Resistividade elétrica	7
2.3 Propriedades magnéticas	7
2.3.1 Anisotropia magnética e magnetostricção	9
2.3.2 Permeabilidade e coercividade magnética	10
2.3.3 Indução magnética e temperatura de Curie	11
2.3.4 Perdas magnéticas nos amorfos	12
2.3.5 Influência do tratamento térmico sobre as propriedades magnéticas dos amorfos	13
2.3.6 Materiais magnéticos moles comerciais	14
3. Magnetoimpedância Gigante (GMI)	16
3.1 Introdução	16
3.2 Desenvolvimento da GMI	17
3.3 Efeito da magnetoimpedância gigante em ligas amorfas de CoFeSiB	20

3.4 Modelo teórico para GMI em fitas	35
3.4.1 Limite $\delta \ll \varepsilon$: Movimento das paredes de domínios	37
3.4.2 Efeito da espessura e da ressonância ferromagnética	47
4. Efeito Hall	53
4.1 Definição do efeito Hall	53
4.2 Resistividade e coeficiente Hall	55
4.3 O efeito Hall em metais magnéticos	57
4.4 Medidas de efeito Hall	59
4.4.1 Fontes de erro nas medidas de efeito Hall	60
5. Métodos e Técnicas Experimentais	62
5.1 Técnicas experimentais	62
5.1.1 Sistema para medidas da magnetoimpedância	62
5.1.2 Sistema de medidas do efeito Hall	64
5.1.3 Sistema utilizado no tratamento térmico de recozimento	66
5.1.4 Sistema para medição da GMI em altas temperaturas	67
6. Resultados Experimentais	70
6.1 Magnetoimpedância transversal gigante (GTMI)	70
6.1.1 Sinal e fase da GTMI	72
6.1.2 Dependência com a amplitude e a frequência da corrente	75
6.2 Otimização do efeito da GMI	80
6.2.1 Comprimento da amostra	80
6.2.2 Temperatura	81
6.2.3 Amplitude da corrente	113
6.3 Medidas de efeito Hall	117

7. Microfone GMI	120
7.1 Introdução	120
7.2 Revisão geral sobre sensores magnéticos	121
7.2.1 A tecnologia de sensores magnéticos	121
7.2.2 Magnetômetro de extração	122
7.2.3 Magnetômetro “Flux-Gate”	123
7.2.4 Magnetômetro opticamente bombeado	125
7.2.5 Magnetômetro de precessão nuclear	127
7.2.6 Magnetômetro SQUID	127
7.2.7 Sensor de efeito Hall	129
7.2.8 Magnetodiôdo	130
7.2.9 Magnetotransistor	131
7.2.10 Magnetômetro de fibra óptica	132
7.2.11 Sensor magneto-óptico	134
7.2.12 Sensores magnetoresistivos	135
7.2.13 Sensores GMI	136
7.3 Microfone GMI	145
7.3.1 Introdução	145
7.3.2 Discussão geral sobre sensores de pressão e microfones	145
7.3.3 Desenvolvimento do microfone GMI	155
8. Conclusões e Sugestões para Trabalhos Futuros	165
8.1 Discussões e conclusões	165
8.2 Contribuições da tese	169
8.3 Sugestões para trabalhos futuros	170
Referências Bibliográficas	171

AGRADECIMENTOS

Agradeço a Deus por tudo que me tem dado e pela ajuda e proteção nas horas difíceis.

Agradeço ao Prof. Fernando Machado não só pela orientação desta tese, mas por ter me preparado para o trabalho acadêmico e de pesquisa.

Agradeço ao Prof. Creso da Rocha por ter acreditado em mim e ter aceito a orientação deste trabalho

Agradeço a todos os funcionários do Departamento de Física da UFPE pela grande ajuda e apoio durante a minha estada em Recife. Em particular aos meus amigos Cris, João, Severino, Pena-Branca e D. Ângela.

Agradeço todos os colegas e professores do Departamento de Física da UFPE, especialmente aos meus grandes companheiros Aberto, Sergio e Dulcinha.

Agradeço também a todos os professores e funcionários do Departamento de Engenharia Elétrica, em especial a Prof. Fátima Turnell, ao Prof. Benedito Luciano, a Ângela e a Pedrinho.

Agradeço também à família Lebsa, que muito me acolheu na minha chegada ao Recife.

Aos colegas da UEPB, em especial ao amigo Toinho, pelo grande apoio espiritual.

Aos órgãos financiadores da pesquisa CAPES, CNPq, FINEP e FACEPE.

AGRADECIMENTOS ESPECIAIS

Aos meus filhos Talita, Tess e Heitor, e ao meu marido Pereira, por compreenderem a minha ausência.

À minha mãe Rita, pelos sempre tão importantes serviços de babá.

Às minhas irmãs Kica e Xina, pela carinho e apoio que sempre encontro.

Às minhas amigas- irmãs Suzana e Khatia Mariana, por tudo que passamos juntas.

À minha família do Recife, Cris, Nininho, Mana e Mano, meu muito obrigada.

Às amigas Kátia e Zana, pelo sempre e grande apoio.

À virgem Maria por sua eterna proteção.

RESUMO

Este tese apresenta um estudo sobre a magnetoimpedância gigante (GMI) e o efeito Hall em fitas amorfas de $\text{Co}_{70,4}\text{Fe}_{4,6}\text{Si}_{15}\text{B}_{10}$. Foi demonstrada a existência da magnetoimpedância gigante transversal (GTMI), que acontece quando o campo magnético externo (H) é aplicado perpendicularmente à corrente, fora do plano da amostra. A variação da GTMI com H , nessas fitas, apresenta picos que dependem do valor da frequência e da amplitude da corrente aplicada. Valores da GTMI da ordem de 28%, em fitas tratadas termicamente, foram observados para $H = 350\text{G}$, $f = 100\text{kHz}$ e $I_{ac} = 25\text{mA}$. Os valores de H nos quais são observados os máximos na magnetoimpedância transversal estão correlacionados com a região de rotação de domínios da curva de magnetização. O coeficiente Hall espontâneo medido nessas ligas foi $R_S = 0,43\mu\Omega \cdot \text{cm} \cdot \text{kOe}^{-1}$ e a curva da resistividade Hall com o campo magnético, também apresenta picos que são dependentes da frequência da corrente aplicada. Neste trabalho também foi mostrado que efeito da magnetoimpedância pode ser bastante otimizado pela escolha adequada do comprimento da fita e da corrente aplicada. Outro resultado importante das investigações deste trabalho, foi a descoberta de uma nova técnica para o tratamento térmico de recozimento de fitas, que pode proporcionar um aumento mais de 100% no valor da GMI. E finalmente, esta tese também demonstra a aplicabilidade do efeito GMI na construção de sensores de pressão.

ABSTRACT

This work presents a study of giant magnetoimpedance and Hall effect measurements in amorphous ribbons of the zero-magnetostriction soft-ferromagnet $\text{Co}_{70,4}\text{Fe}_{4,6}\text{Si}_{15}\text{B}_{10}$ alloys. It was demonstrated the existence of a giant transversal magneto-impedance effect (GTMI) in pieces of this ribbons. The magnetic field dependence of the GTMI shows a peak which is strongly dependent on frequency and on amplitude of the current applied in the measurements. It reaches the giant value of 28% at $H = 350\text{Oe}$ for $f = 100\text{kHz}$ and $I_{ac} = 25\text{mA}$. The Hall effect yielded a value of $R_S = 0.43\mu\Omega \cdot \text{cm} \cdot \text{kOe}^{-1}$. Peaks which are also frequency dependent were observed at the Hall voltage. The giant magnetoimpedance in these ribbons can be highly enhanced by varying the sample length, the annealing temperature, and the magnitude of the electrical alternated current. This work also presents the possibility of using the GMI effect in the construction of pressure sensor.

Capítulo 2

Página

Tabela 2.1 - Algumas propriedades dos cristais, amorfos e vidros comuns	6
Tabela 2.3 - Ligas amorfas magnéticas comerciais	14
Tabela 2.3 - Principais materiais magnéticos moles	15

Capítulo 2

Página

Figura 3.1 - Curva de magnetização da liga amorfa $\text{Co}_{70,4}\text{Fe}_{4,6}\text{Si}_{15}\text{B}_{10}$	20
Figura 3.2 - Curva da GLMI em função do campo magnético	21
Figura 3.3 - Curva $GLMI \times H$ para diferentes valores de frequências	23
Figura 3.4 - Curva da GMI em função da frequência	24
Figura 3.5 - Curva da fase da GLMI com o campo para diferentes frequência	25
Figura 3.6 - Curva $GLMI \times H$ para diferentes amplitudes de corrente	26
Figura 3.7 - Curva da GMI em função da amplitude da corrente	27
Figura 3.8 - Comparação entre as curvas da magnetoimpedância e de magnetização	28
Figura 3.9 - Curvas da $GLMI \times H$ para diferentes T_{an}	29
Figura 3.10 - Curva da $GLMI \times I_{ac}$ para diferentes T_{an}	30
Figura 3.11 - Valor de pico da GMI em função da concentração de Fe	31
Figura 3.12 - Assimetria na curva $GMI \times H$	32
Figura 3.13 - Comportamento da assimetria com a amplitude da corrente	33
Figura 3.14 - Comportamento da assimetria com a frequência da corrente	34
Figura 3.15 - Curva GMI em função da frequência para diferentes I_{dc}	34
Figura 3.16 - Ilustração dos domínios magnéticos de uma fita	36
Figura 3.17 - Configuração dos domínios de uma amostra de fita	36
Figura 3.18 - Esquema mostrando a magnetização transversal nula	38
Figura 3.19 - Esquema mostrando a magnetização transversal resultante	39
Figura 3.20 - Comparação entre uma curva GLMI teórica e experimental	46
Figura 3.21 - Curva teórica e experimental da GLMI versus f	47
Figura 3.22 - Comportamento da profundidade de penetração da corrente com f	48

LISTA DE FIGURAS E TABELAS

Figura 3.23 - Comportamento da impedância de superfície em altas frequências	50
Figura 3.24 - Comportamento do campo de pico com a frequência	51

Capítulo 4

Página

Figura 4.1 - Esquema explicando o efeito Hall em fitas	54
Figura 4.2 - Medidas galvanométricas	55
Figura 4.3 - Curva $\rho_H \times B$	55

Capítulo 5

Página

Figura 5.1 - Esquema mostrando como são colocados os contatos na amostra	63
Figura 5.2 - Sistema usado para medir a GLMI e a GTMI	65
Figura 5.3 - Sistema usado para fazer o recozimento e as medidas da GMI versus T	69

Capítulo 6

Página

Figura 6.1 - Diferentes configurações de campo e corrente	71
Figura 6.2 - Comparação entre as curvas da $GTMI \times H$ e da $GLMI \times H$	73
Figura 6.3 - Comparação entre as curvas da $\theta \times H$ dos dois tipos de medidas	74
Figura 6.4 - Curva da $GTMI \times H$ para diferentes valores de I_{ac}	76
Figura 6.5 - Curva da $GTMI_{MAX} \times I_{ac}$	77
Figura 6.6 - Curvas da $GTMI \times H$ para diferentes valores de f	78
Figura 6.7 - Curva da $GTMI_{MAX} \times f$	79
Figura 6.8 - Curvas da $GLMI \times H$ para diferentes comprimentos da fita	82
Figura 6.9 - Curvas da $GTMI \times H$ para diferentes comprimentos da fita	83
Figura 6.10 - Ilustração de como se processa o ciclo para medidas em temperatura	84
Figura 6.11 - Curva da $GTMI_{MAX} \times T$ para amostra sem tratamento térmico prévio	86

LISTA DE FIGURAS E TABELAS

Figura 6.12 - Curvas da $Z_{MAX} \times T$ e $Z_S \times T$ para amostra sem tratamento térmico prévio	87
Figura 6.13 - Curvas da $GLMI \times H$ para diferentes valores de T	88
Figura 6.14 - Curva $\theta_{MAX} \times T$ para amostras sem tratamento térmico prévio	89
Figura 6.15 - Curvas $\theta \times H$ para diferentes valores de T	90
Figura 6.16 - Curvas da $GLMI_{MAX} \times T_{an}$ para amostra sem tratamento térmico prévio	92
Figura 6.17 - Curvas de Z_{MAX} e Z_S versus T_{an} para amostras de fitas sem tratamento térmico de recozimento prévio	93
Figura 6.18 - Curvas da $GLMI \times H$ para diferentes valores de T_{an}	94
Figura 6.19 - Curva $\theta_{MAX} \times T_{an}$ para amostras sem tratamento térmico prévio	95
Figura 6.20 - Curvas $\theta \times H$ para diferentes valores de T_{an}	96
Figura 6.21 - Curvas $H_{MAX} \times T$ e $H_{MAX} \times T_{an}$ para amostras sem tratamento térmico de recozimento prévio	97
Figura 6.22 - Curvas $H_{MAX}\theta \times T$ e $H_{MAX}\theta \times T_{an}$ para amostras sem tratamento térmico de recozimento prévio	98
Figura 6.23 - Curva da $GTMI_{MAX} \times T$ para amostra submetida a um tratamento térmico de recozimento prévio	100
Figura 6.24 - Curvas da $Z_{MAX} \times T$ e $Z_S \times T$ para amostra submetida a um tratamento térmico de recozimento prévio	101
Figura 6.25 - Curvas da $GLMI \times H$ para diferentes valores de T	102
Figura 6.26 - Curva $\theta_{MAX} \times T$ para amostras com tratamento térmico prévio	103
Figura 6.27 - Curvas $\theta \times H$ para diferentes valores de T	104
Figura 6.28 - Curvas da $GLMI_{MAX} \times T_{an}$ para amostra com tratamento térmico prévio	106
Figura 6.29 - Curvas da $Z_{MAX} \times T_{an}$ e $Z_S \times T_{an}$ para amostras com tratamento térmico de recozimento prévio	107
Figura 6.30 - Curvas $GLMI \times H$ para diferentes valores de T_{an}	108
Figura 6.31 - Curva $\theta_{MAX} \times T_{an}$ para amostras com tratamento térmico prévio	109
Figura 6.32 - Curvas $\theta \times H$ para diferentes valores de T_{an}	110
Figura 6.33 - Curvas $H_{MAX} \times T$ e $H_{MAX} \times T_{an}$ para amostras com tratamento térmico de recozimento prévio	111
Figura 6.34 - Curvas $H_{MAX}\theta \times T$ e $H_{MAX}\theta \times T_{an}$ para amostras sem tratamento térmico de recozimento prévio	112
Figura 6.35 - Ilustração mostrando o efeito da corrente aplicada sobre os domínios magnéticos de uma amostra de fita	114

LISTA DE FIGURAS E TABELAS

Figura 6.36 - Curva $GLMI \times I_{ac}$ para $0,5 \leq I_{ac} \leq 85mA$	115
Figura 6.37 - Curva $Z_S \times I_{ac}$	116
Figura 6.38 - Curva $\rho_{II} \times H$ para diferentes valores da frequência da corrente	119

Capítulo 7

Página

Tabela 7.1 - Tecnologias mais comuns de sensores magnéticos	122
Figura 7.1 - Magnetômetro de extração	123
Figura 7.2 - Magnetômetro "Flux-Gate"	124
Figura 7.3 - Magnetômetro opticamente bombeado	126
Figura 7.4 - Magnetômetro de precessão nuclear	127
Figura 7.5 - "SQUID"	129
Figura 7.6 - Sensor Hall	130
Figura 7.7 - Magnetodiôdo	131
Figura 7.8 - Magnetotransistor	132
Figura 7.9 - Magnetômetro de fibra	133
Figura 7.10 - Sensor magneto-óptico	134
Figura 7.11 - Sensor magnetoresistivo	136
Figura 7.12 - Sensor HFMI	138
Figura 7.13 - Circuito de um cabeçote GMI	139
Figura 7.14 - Assimetria da curva GMI em fio	140
Figura 7.15 - Assimetria da curva GMI em fitas	140
Figura 7.16 - Curva da GMI de um fio torcido	141
Figura 7.17 - Circuito de um sensor de posição GMI feito com fios amorfos	142
Figura 7.18 - Esquema de um sensor GMI de posição	143
Figura 7.19 - Curva $V \times D$ para um sensor GMI de posição	143
Figura 7.20 - Esquema de funcionamento de um sensor de pressão	146
Figura 7.21 - Curva de direcionalidade de um microfone	147
Figura 7.22 - Microfone de carvão	149
Figura 7.23 - Microfone de cristal	150
Figura 7.24 - Microfone dinâmico	151

LISTA DE FIGURAS E TABELAS

Figura 7.25 - Microfone de velocidade	152
Figura 7.26 - Microfone unidirecional	153
Figura 7.27 - Microfone de capacitor	154
Figura 7.28 - Esquema da parte sensitiva do microfone GMI	155
Figura 7.29 - Circuito do microfone GMI	156
Figura 7.30 - Esquema do microfone GMI	159
Figura 7.31 - Fotografia da parte sensitiva do microfone GMI	160
Figura 7.32 - Fotografia do braço de referência do microfone GMI	160
Figura 7.33 - Esquema da geração e detecção do sinal do microfone GMI	162
Figura 7.34 - Circuito do microfone GMI com o imã de referência	164

Caracteres Latinos

A	Ampère
Al	Alumínio
B	Boro
B_s	Vetor Indução de Saturação
c	Velocidade da luz
cm	centímetro
C	Carbono
$^{\circ}C$	Grau Celsius
Cr	Cromo
Co	Cobalto
D	Distância
E	Intensidade de Campo elétrico
E_d	Intensidade de Campo elétrico transversal
E_H	Intensidade de Campo elétrico Hall
f	freqüência
F	Força
Fe	Ferro
FC	Resfriado em campo
G	Gauss
GMI	Magnetoimpedância gigante
GMI_{MAX}	Magnetoimpedância gigante máxima ou de pico
GLMI	Magnetoimpedância gigante longitudinal
GMR	Magnetoresistência gigante
GTMI	Magnetoimpedância gigante transversal
h_{ac}	Campo magnético produzido pela corrente
H	Campo magnético aplicado
H_A	Campo de anisotropia
H_C	Campo coercivo

SIMBOLOGIA E ABREVIATURAS

<i>Hf</i>	Háfnio
HFMI	Magnetoimpedância em alta frequência
H_{int}	Campo magnético interno
Hz	Hertz
<i>I</i>	Corrente elétrica
I_{ac}	Corrente elétrica alternada
<i>J</i>	Densidade de corrente
<i>K</i>	Kelvin
<i>k</i>	Dureza média da parede dos domínios
<i>L</i>	Comprimento da amostra
<i>l</i>	Largura da amostra
<i>M</i>	Magnetização
min	minuto
Mo	Molibidênio
Mn	Manganês
MR	Magnetoresistência
M_s	Magnetização de saturação
Nb	Nióbio
Ni	Níquel
Oe	Oersted
P	Fósforo
<i>R</i>	Resistência
RAM	Memória de acesso randômico
RE	Metais Terra Rara
R_s	Coefficiente Hall espontâneo
R_0	Coefficiente Hall anômalo
<i>s</i>	Segundo
Si	Silício
SQUID	Superconducting Quantum Interference Device

SIMBOLOGIA E ABREVIATURAS

T	Temperatura
T_{an}	Temperatura de recozimento
T_c	Temperatura de Curie
T_F	Temperatura de fusão
T_x	Temperatura de cristalização
TM	Metais de transição
U	Densidade de energia livre
U_A	Energia de anisotropia
U_Z	Energia de Zeemann
U_{ZT}	Energia de Zeemann transversal
U_W	Energia das paredes dos domínios
V	Tensão
x	Deslocamento das paredes dos domínios
X	Reatância
W	Watt
Z	Impedância
ZFC	Resfriado a campo nulo
Z_{MAX}	Impedância máxima ou de pico
Z_S	Impedância de Saturação
Z_0	Impedância a campo nulo
Zr	Zircônio

Caracteres Gregos

a	Fração do volume ocupado pelos domínios
ε	Espessura da amostra
χ	Susceptibilidade magnética
χ_0	Susceptibilidade magnética estática
δ	Profundidade de penetração da corrente

SIMBOLOGIA E ABREVIATURAS

ϕ_1	Ângulo entre a magnetização e o eixo fácil
ϕ_2	Ângulo entre a magnetização e o eixo fácil
λ	Constante de magnetostricção
λ_S	Constante de magnetostricção na saturação
μ	Permeabilidade magnética
μ_{ef}	Permeabilidade magnética efetiva
μ_i	Permeabilidade magnética inicial
μ_t	Permeabilidade magnética transversal
θ	Ângulo da fase da impedância
ρ	Resistividade elétrica
ρ_H	Resistividade Hall
τ	Tempo de relaxação
Ω	Ohm
ω	Frequência angular

Capítulo 1

Introdução

1.1 Motivação, objetivo e organização da tese

O conhecimento e domínio do magnetismo têm sido cruciais para o desenvolvimento de uma das mais expressivas indústrias deste século, a indústria magnetoelétrica. Ela é a responsável pela criação de tecnologias que modificaram definitivamente a vida humana. Atualmente, os produtos mais importantes dessa indústria são os ligados aos sistemas de gravação e de leitura de dados. Outros de seus produtos, que têm causado grande impacto tecnológico, são os sensores magnéticos e as memórias RAM¹. O mercado de sensores magnéticos tem crescido bastante, principalmente devido a automação do setor industrial, que para produção de grandes volumes a baixo custo, emprega equipamentos cada vez mais sofisticados e precisos. No entanto, mesmo com todo esse desenvolvimento, muitas das tecnologias empregadas por essa indústria ainda não atingiram seu melhor desempenho e, por isso, estão sendo alvo de pesquisas em vários centros de pesquisa e universidades dentro e fora do país.

Os sensores magnéticos têm uma importância decisiva tanto no mercado comercial quanto nas atividades de pesquisa. As áreas de aplicação para estes dispositivos são as mais diversas possíveis, como por exemplo: as indústrias automotiva e aeroespacial, a medicina e todo o mercado de controle de manufatura.

As tecnologias empregadas na construção de sensores magnéticos são muitas e variadas. Elas incluem magnetômetros dos mais diversos tipos, sensores de efeito Hall, magnetotransistores, sensores magnetostrictivos, sensores magneto-ópticos, sensores magnetoresistivos e outros. Dependendo do efeito utilizado na detecção de campo, a sensibilidade, a potência desejada e o limite de frequência desses sensores, podem variar bastante.

O efeito gigante na variação da resistência com o campo magnético, recentemente descoberto em multicamadas e em outros tipos de estruturas, tem se mostrado uma excelente oportunidade para o desenvolvimento de sensores de alta sensibilidade e baixo custo [1]. Um

¹RAM- Random Access Memory

outro efeito similar à magnetoresistência, que é observado em materiais ferromagnéticos com alta permeabilidade e magnetostricção nula, é a magnetoimpedância gigante. Este efeito, que vem sendo intensamente investigado, apresenta um grande potencial para construção de sensores magnéticos.

Assim, baseado no que foi apresentado, este trabalho de tese tem como objetivo dar uma contribuição ao estudo dos efeitos Hall e da magnetoimpedância gigante (GMI) em fitas ferromagnéticas amorfas de $\text{Co}_{70,4}\text{Fe}_{4,6}\text{Si}_{15}\text{B}_{10}$. Como exemplo de aplicação dessa nova tecnologia é proposta a construção de um sensor magnético para medidas de pressão estática ou dinâmica, o qual pode ser usado como um microfone.

A motivação e relevância do tema escolhido para o desenvolvimento da tese aqui apresentada, estão ligadas diretamente ao grande potencial tecnológico atribuído ao efeito da magnetoimpedância gigante para construção de detectores de campo magnético extremamente sensíveis e de baixíssimo custo. Isto não só pela simplicidade do projeto, como também devido ao custo de produção das fitas amorfas.

O tema estudado nesta tese foi dividido e organizado em oito capítulos. O presente capítulo descreve a motivação, o objetivo, a e organização tese, proporcionando ao leitor uma rápida visão da relevância do tema escolhido para pesquisa.

No *Capítulo 2* é feita uma breve revisão bibliográfica sobre ligas metálicas amorfas magnéticas. Esta revisão aborda aspectos fundamentais para compreensão dos fenômenos magnéticos aqui estudados, os quais estão intrinsecamente associados à forma como as ligas amorfas são produzidas e às características únicas de suas propriedades.

O *Capítulo 3* faz uma ampla abordagem sobre o efeito da magnetoimpedância gigante, explicando sua origem e descrevendo o modelo teórico que explica a dependência deste efeito com a amplitude e a frequência da corrente aplicada. Também, neste capítulo é apresentado um levantamento histórico de toda pesquisa desenvolvida sobre o tema, mostrando o que foi feito, até a presente data, na UFPE e em outros grupos de pesquisa, além de citar também, as contribuições resultantes desta tese.

O *Capítulo 4* trata do efeito Hall, descrevendo através de uma rápida revisão a origem do efeito e as técnicas utilizadas para sua medição.

O *Capítulo 5* apresenta e discute os métodos e as técnicas utilizados na obtenção dos resultados experimentais da tese, descrevendo, em detalhes, toda instrumentação utilizada, os procedimentos de montagem das amostras e a forma de aquisição dos resultados experimentais.

No *Capítulo 6* são apresentados os resultados experimentais inéditos, decorrentes de medidas dos efeitos Hall e de magnetoimpedância gigante feitas nas fitas amorfas de $\text{Co}_{70,4}\text{Fe}_{4,6}\text{Si}_{15}\text{B}_{10}$. Também neste capítulo tais resultados são analisados e discutidos à luz das teorias apresentadas nos Capítulos 2 e 3, evidenciando a relevância do que foi descoberto, tanto no contexto da pesquisa básica, quanto da aplicabilidade tecnológica.

O *Capítulo 7*, que foi escrito em uma formatação diferente dos capítulos anteriores, tem como objetivo principal propor a utilização do efeito da magnetoimpedância gigante na construção de sensores de pressão. Isto foi feito, através da construção de um microfone que usa o efeito GMI para transdução do som em sinais elétricos. Além de discutir a técnica empregada para a construção do microfone, este capítulo, também faz um levantamento bibliográfico cuidadoso de todos os sensores magnéticos GMI desenvolvidos até o presente momento. O principal objetivo deste levantamento é confirmar a originalidade da aplicação do efeito GMI na construção de sensores de pressão.

Finalizando, no *Capítulo 8* são apresentadas as conclusões, as contribuições da tese e as sugestões para trabalhos futuros.

Capítulo 2

Ligas Metálicas Amorfas para Fins Magnéticos

2.1 Metais amorfos em geral

A solidificação é um processo de transição de fase líquido-sólido que se desenvolve em duas etapas: a nucleação e o crescimento. Nucleação é a maneira pela qual a fase sólida surge de forma estável dentro da fase líquida e o crescimento é como esses núcleos crescem sob a forma de cristais [2].

O processo de solidificação tem grandes implicações no resultado final da microestrutura de um sólido e é muito afetado pela velocidade de resfriamento do líquido. Em geral, quando um líquido resfria, os átomos tomam posições em um arranjo ordenado chamado cristal, o que resulta numa configuração atômica muito diferente daquela encontrada na fase líquida. Quando o grau de superesfriamento no processo de solidificação é muito alto, a nucleação é suplantada e o sólido gerado mantém a configuração atômica da fase líquida, ou seja, uma estrutura atômica desordenada de curto alcance. Esse sólido de microestrutura desordenada é denominado amorfo e possui propriedades muito peculiares.

Ligas metálicas podem ser produzidas com estrutura amorfa e o resultado é extremamente interessante do ponto de vista tecnológico. Existem várias técnicas para produção de tais ligas. Dependendo da técnica utilizada, pode-se obter ligas na forma de fitas, fios e filmes. As técnicas "*Melt Spinning*" e Fundição em Fluxo Planar são as mais usadas para obtenção de fitas metálicas amorfas. Para produção de fios, com seção transversal bem uniformes, são mais comumente usadas as técnicas "*In-Rotating Water Spinning*" e o Fio de Taylor. A produção de filmes amorfos utiliza métodos que envolvem a fragmentação do metal líquido durante a têmpera, e normalmente emprega com mais frequência as técnicas de Atomização a Gás e "*Gun*".

Teoricamente, uma liga metálica, em qualquer composição, pode ser produzida com estrutura amorfa. No entanto, as ligas que são mais facilmente amorfizadas, possuem, ou estão próximas da composição eutética [3]. A composição eutética é aquela que, no diagrama de fases da liga, apresenta a temperatura de fusão mais baixa e em um processo de solidificação comum, gera um sólido cristalino com microestrutura especial. Para que essa microestrutura seja formada, mudanças estruturais complexas que obedecem a uma seqüência específica, devem ocorrer, e requerem um tempo relativamente longo para se completarem. Quando uma liga metálica na composição eutética é submetida a um superresfriamento a taxas acima de 10^6 K/s, os processos de difusão naturais não ocorrem, e a viscosidade da liga aumenta abruptamente, antes que se inicie a nucleação. Um sólido assim formado, mantém as ligações atômicas de curto alcance, características da fase líquida, dando origem a uma liga metálica amorfa [4].

Os primeiros estudos feitos com ligas metálicas amorfas comprovaram que esses materiais possuem semelhanças tanto com o vidro, quanto com o sólido cristalino [5,6]. Isso lhes confere um comportamento bastante peculiar das propriedades físicas, químicas, mecânicas e eletromagnéticas. A Tabela 2.1 mostra o comportamento de algumas propriedades dos metais amorfos, metais cristalinos e vidros convencionais.

Muitas das propriedades de um metal amorfo, tais como densidade, capacidade calorífica e de compressão, dificilmente diferem daquelas de um metal cristalino com mesma composição. As diferenças se acentuam principalmente naquelas propriedades que medem a resposta de um corpo a uma força [5]. Num cristal, a resposta ao campo elétrico ou magnético, ou ainda, à uma força transversal é dita como sendo anisotrópica, pois depende da orientação do campo ou da força com relação a estrutura do cristal. No metal amorfo, devido as ligações atômicas de curto alcance, a resposta a esses campos e forças pode ser considerada isotrópica. Outras diferenças nas propriedades, também podem ser atribuídas a homogeneidade da estrutura amorfa, já que estes materiais não possuem as irregularidades dos contornos de grãos [5].

Até pouco tempo atrás, os maiores esforços da ciência dos materiais eram voltados apenas para o conhecimento das propriedades dos sólidos cristalinos. Hoje com o advento da solidificação rápida, os sólidos amorfos passaram a ser um grande desafio para pesquisadores de todas as áreas, devido as peculiaridades de suas propriedades.

PROPRIEDADES	METAIS CONVENCIONAIS	VIDROS CONVENCIONAIS	METAIS AMORFOS
Estrutura	Cristalina	Amorfa	Amorfa
Ligação	Metálica	Covalente	Metálica
Deformação	Boa Dúctil	Ruim, Frágil	Boa Dúctil
Resistência à Tração	Baixa	Alta	Alta
Dureza	Baixa	Alta	Alta
Limite de Fratura	Alto	Baixo	Alto
Corrosão	Não Resistente	Resistente	Resistente
Condutividade Termoelétrica	Alta	Baixa	Alta
Ótica	Não Transparente	Transparente	Não Transparente
Magnética	Algumas Paramagnéticas e Ferromagnéticas	Não Magnéticos	Algumas Magnéticas Mole

Tabela 2.1 - Comportamento de algumas propriedades para as três classes de materiais: metal convencional, metal amorfo e vidro comum [6].

2.2 Propriedades termoelétricas e de transporte

As ligas amorfas, como suas ligas cristalinas análogas, podem exibir todo o espectro de propriedades eletrônicas e por isso há ligas amorfas condutoras, supercondutoras, semicondutoras e até isolantes [7]. No entanto, explicar essas propriedades numa liga amorfa, é ainda um grande desafio. Em parte, porque as teorias que explicam as propriedades termoelétricas e de transporte nos sólidos, estão baseadas, principalmente, na periodicidade da rede cristalina, algo que não existe nos sistemas amorfos.

Em compensação, o estado de desordem atômica dos amorfos, provoca um comportamento único em certas propriedades, de modo que a medição de algumas dessas propriedades pode servir para caracterização da fase amorfa em uma liga. Isso pode ser visto, por exemplo, mediante medidas de calor específico em baixas temperaturas, do comportamento da condutividade e resistividade elétrica em função da temperatura, das medidas de velocidade do som, etc.

2.2.1 Resistividade elétrica

Algumas das propriedades físicas não dependem só da composição mas também são sensivelmente influenciadas pela história termomecânica da liga. Isto quer dizer que elas podem se modificar de acordo com o tipo do processo de fabricação e do tratamento térmico aos quais o material foi submetido. Entre as propriedades de transporte, a resistividade elétrica em particular, mostra ser uma das propriedades mais sensíveis a fatores metalúrgicos e, portanto, depende da desordem estrutural, das tensões internas do material, das diferenças no volume livre etc. Por isso, a resistividade elétrica de uma liga amorfa metálica difere bastante da resistividade de uma liga cristalina de mesma composição. Embora as ligas amorfas também tenham uma concentração de elétrons condutores relativamente alta ($10^{22}/\text{cm}^3$), a razão do valor da resistividade à temperatura ambiente, entre o estado cristalino e o amorfo é sempre muito maior que um, o que reflete a importância da periodicidade da estrutura para o transporte de elétrons [7].

Em geral, a resistividade elétrica das ligas amorfas varia muito pouco com a temperatura. Dependendo da composição da liga, essa variação pode ser positiva, negativa ou nula. Para ligas de mesma composição, essa dependência com a temperatura pode mudar com a estequiometria da liga. No entanto, em qualquer caso, a variação máxima é de aproximadamente 10% quando a temperatura aumenta da temperatura ambiente até a temperatura de cristalização.

2.3 Propriedades magnéticas

Quando a primeira liga amorfa ferromagnética $\text{Fe}_{75}\text{P}_{15}\text{C}_{10}$ foi obtida através da solidificação rápida [8], as propriedades magnéticas moles desse material foram logo reconhecidas. Entretanto, a utilização de tais materiais para uma grande variedade de aplicações, só tornou-se possível, depois que as ligas amorfas puderam ser produzidas na forma de fitas contínuas [9]. A partir de então, muitas pesquisas foram realizadas, tanto no

sentido de melhorar a qualidade da produção, quando para o conhecimento e aprimoramento das propriedades magnéticas desses materiais [10-12].

Atualmente, há três classes de ligas amorfas magnéticas de importância tecnológica; as ligas compostas de metais de transição e metalóides (TM-M), as ligas com metais de transição e metais terra rara (RE-TM), e as ligas produzidas por meio da combinação de metais de transição com zircônio ou háfnio (TM-Zr-Hf) [7].

As ligas TM-M são normalmente preparadas mediante processos de solidificação rápida a partir da fase líquida. Sua composição contém 80 % de átomos de metais do tipo ferro, cobalto e níquel, e 20 % de metalóides como boro, carbono, silício, fósforo e alumínio. A presença dos metalóides é necessária para abaixar o ponto de fusão facilitar a formação amorfa [13,14]. Apesar de os metalóides estabilizarem a fase amorfa, sua presença altera drasticamente as propriedades mecânicas, magnéticas e elétricas da liga [15,16]. A baixa anisotropia, característica das ligas amorfas TM-M, tem sido vista como responsável pela alta permeabilidade, baixa coercividade e pequena perda por histerese encontradas nestes materiais. O que os faz excelentes para aplicações onde as propriedades magnéticas moles são recomendadas, tais como: alguns tipos de transformadores, sensores, cabeçotes de gravação magnética e outros [14].

As ligas TM-Zr-Hf são geralmente produzidas com 10% de zircônio ou háfnio, mas é comum a adição de um pouco de boro para ampliar a região de formação amorfa. Devido as similaridades de sua propriedades com as das ligas TM-M, as aplicações para esses dois tipos de ligas são as mesmas.

As ligas RE-TM, normalmente produzidas por deposição, possuem baixa magnetização de saturação, alta anisotropia na direção perpendicular ao plano da amostra, e são extremamente adequadas para construção de bolhas magnéticas.

Devido ao baixo custo, a facilidade de produção, e a sua grande aplicabilidade tecnológica, as ligas amorfas tipo TM-M tem sido extensivamente estudadas. Trabalhos mostram que, em geral, essas ligas possuem uma curva de histerese estreita, baixa coercividade ($0,1 \geq h_c \geq 0,01 Oe$), grande ruído de Barkhausen, pequena magnetização remanente e uma estrutura de domínios complicada [4].

2.3.1 Anisotropia magnética e magnetostricção

A anisotropia magnética é a tendência de o vetor magnetização, dentro de uma amostra de material magnético, de alinhar-se numa direção particular, chamada de eixo fácil de magnetização. Compreender e controlar essa anisotropia resulta na obtenção de materiais magnéticos cada vez mais adequados a cada aplicação. O tipo do processo termomecânico no qual o material é submetido, e a escolha de uma composição adequada, são de suma importância para o controle da anisotropia magnética em qualquer situação.

A anisotropia está extremamente relacionada a um outro fenômeno magnético chamado magnetostricção. Magnetostricção é uma deformação elástica sofrida por um material quando seu estado magnético é alterado. Essa deformação, que é uma variação no comprimento do material, se dá no instante em que os momentos magnéticos sofrem uma rotação na direção do campo aplicado. Alguns materiais, como níquel e o cobalto, contraem-se na direção de magnetização, enquanto outros expandem-se [17]. A constante de magnetostricção (λ) é definida como a razão $\Delta L/L$ na direção da magnetização quando o material sai do estado desmagnetizado e atinge a saturação ao longo de um dado eixo. Para qualquer material a magnetostricção depende sensivelmente dos parâmetros de produção, tratamento térmico e tensões aplicadas. O fenômeno da magnetostricção tem grandes implicações na escolha do melhor material para uma dada aplicação. É vantajoso para um material magneticamente mole ter um pequeno valor de λ , por isso o controle dessa propriedade representa um desafio para otimização deste tipo de material. O valor da constante de magnetostricção no regime de saturação para esses materiais é da ordem de $|\lambda_s| < 10^{-7}$ [14]. Por outro lado, uma alta magnetostricção pode ser benéficamente explorada na construção de certos tipos de sensores [18].

A direção de magnetização dentro de um material é determinada pela competição entre a energia dipolar e as várias fontes de anisotropia: anisotropia magnetocristalina, anisotropia gerada pelas tensões internas, a anisotropia uniaxial induzida, e a anisotropia de forma [19]. Quando o material é magnetizado ao longo de seu eixo fácil, a permeabilidade é alta e a saturação é facilmente atingida. Numa direção de difícil magnetização, é necessário um campo adicional para girar os momentos no interior dos domínios e isso requer mais energia.

Nos materiais cristalinos a anisotropia magnética é regida pela anisotropia magnetocristalina, cuja ordem de grandeza é dez vezes maior que a anisotropia proveniente de

outras fontes [19]. A ausência de anisotropia magnetocristalina em ligas amorfas ferromagnéticas é axiomática, por isso sua anisotropia depende das tensões internas e heterogeneidades estruturais adquiridas no processo de fabricação. Quando a liga amorfa tem magnetostricção diferente de zero, a anisotropia magnética é quase sempre dominada pelas contribuições magnetostrictivas.

As tensões internas ou heterogeneidades estruturais inseridas dentro de um sólido durante o processo de fabricação provocam a fixação das paredes dos domínios e delinham a estrutura magnética do material. A solução para esse problema é a relaxação estrutural, que pode ser feita através da aplicação de um tratamento térmico de recozimento no material. Usando técnicas especiais, o tratamento controla a anisotropia dentro do material e, conseqüentemente, outras propriedades magnéticas, tais como: magnetização, permeabilidade e coercividade.

Embora a liga amorfa, quando comparada à cristalina, seja considerada isotrópica, na realidade ela possui uma pequena anisotropia. Essa anisotropia é o resultado da presença de tensões internas deixadas no material pelo processo de fabricação, que ao interagirem com a magnetostricção, geram direções preferências de magnetização, em regiões bem localizadas dentro do material. A aplicação de um tratamento térmico de recozimento com a aplicação simultânea de uma intensidade de campo magnético adequada, pode ser usada para provocar um relaxamento dessas tensões de têmpera, e induzir uma anisotropia uniforme e direcional, a qual melhora as propriedades magnéticas moles desses materiais.

2.3.2 Permeabilidade e coercividade magnética

As ligas amorfas ferromagnéticas são, em geral, materiais magneticamente moles, ou seja, possuem alta permeabilidade (μ) e baixa coercividade (H_c). O controle dessas propriedades é feito pela diminuição das tensões internas e das heterogeneidades estruturais, e também pela escolha de uma composição de liga mais adequada. Para as ligas produzidas por solidificação rápida, a partir da fase líquida, as tensões internas têm grande influência sobre o valor da coercividade do material. Lovas [20] e outros, estudaram o efeito dos parâmetros de processo sobre a coercividade de várias ligas amorfas. Após vários testes, eles concluíram que a coercividade mínima, pode ser encontrada usando uma taxa de resfriamento apropriada.

Taxas de resfriamento muito altas inibem o autorecozimento da liga, aumentando o nível de tensões internas dentro do material. Taxas de resfriamento mais baixas, pode provocar o surgimento de heterogeneidades químicas ou topológicas, as quais também aumenta o valor de H_c .

Muitas pesquisas foram desenvolvidas para encontrar ligas amorfas com alta permeabilidade magnética. Alguns desses trabalhos buscaram melhorar a permeabilidade do material através da escolha de composições mais adequadas [7,9,16]. Chegou-se à conclusão de que uma grande magnetização de saturação, associada à baixas magnetostricção e coercividade, além de uma pequena, mas bem definida, anisotropia uniaxial, são condições essenciais para obtenção de ligas amorfas com alta permeabilidade magnética [21]. As ligas amorfas a base de Co-Fe, próximas ou com a magnetostricção nula, formam a família de ligas amorfas de mais alta permeabilidade magnética, e a baixos campos, substituem com vantagens as ligas supermallois convencionais.

Arai e Tsuya [22] estudaram o comportamento da permeabilidade inicial para as ligas com alta magnetostricção ($Fe_{78}Si_{10}B_{15}$ e $Fe_{80}P_{13}C_7$), e para liga de magnetostricção nula ($Co_{70}Fe_5Si_{15}B_{10}$). Medindo a permeabilidade inicial (μ_i) em função da frequência, a temperatura ambiente, eles observaram um comportamento bem diferente para as duas classes de ligas. Para liga $Co_{70}Fe_5Si_{15}B_{10}$ a permeabilidade relativa decresce monotonicamente com a frequência, passando de 14300 em 10 kHz para 7000 em 100 kHz. Para as duas ligas com alta magnetostricção, $Fe_{78}Si_{10}B_{15}$ e $Fe_{80}P_{13}C_7$, a μ_i manteve-se independente da frequência com um valor aproximado, da ordem de 400 a 500 kHz, e só então decresceu, caindo para metade em 2MHz.

2.3.3 Indução magnética e temperatura de Curie

Os momentos magnéticos e a Temperatura de Curie (T_c) das ligas amorfas mostram a complicada dependência tanto com o tipo quanto com a quantidade de metal de transição e metalóides existentes na liga [23,24]. A causa está nas modificações ocorridas em nível atômico [25].

A composição da liga amorfa tem um efeito negativo sobre a intensidade da indução magnética de saturação devido a três fatores [26]:

1. Os elétrons transferidos dos átomos de metalóides para os átomos de metal, causam um momento magnético inferior ao daqueles encontrados nas ligas cristalinas.
2. A alta concentração de átomos não magnéticos nas ligas amorfas diluem o efeito ferromagnético dos átomos magnéticos.
3. As ligas amorfas têm a Temperatura de Curie (T_c) mais baixa que a das ligas cristalinas equivalentes.

Muito se tem feito para aumentar a intensidade da indução magnética nas ligas amorfas. Graham e colaboradores [24] estudaram a influência da composição química sobre as propriedades magnéticas dos amorfos. Eles observaram, que para a liga FeCB, a composição com maior indução magnética é também a que possui maior T_c . Estes e outros pesquisadores [13,27], estudando a liga FeNiCB, verificaram que o aumento do percentual de Ni na quantidade de metais de transição dessa liga, diminuía a indução magnética de saturação. Nas ligas de FeNiCoBCSi, a adição de silício melhorou a estabilidade térmica da liga, enquanto a mudança de Co para Ni diminuiu a indução. Os mesmos autores, observaram também, que para qualquer composição, o recozimento melhorou sensivelmente a indução magnética.

De acordo com Chen [27], a influência dos metalóides sobre a indução magnética é diferente da influência exercida sobre a T_c . A Temperatura Curie parece ser muito sensível aos detalhes da configuração atômica, o que justifica as grandes diferenças encontradas no seu valor entre as ligas amorfas e cristalinas. Também segundo o pesquisador, a adição de metalóides expande a distância interatômica dos pares Fe-Fe aumentando T_c , e diminui as dos pares Co-Co e Ni-Ni diminuindo T_c .

Noutro trabalho [25], foi verificado o comportamento de T_c com a temperatura de recozimento (T_a) nos sistemas de ligas FeNiPBAI, FeCrPBAI, FeMoPBAI, e FeMnPBAI. O resultado obtido é que a T_c é mais susceptível ao arranjo atômico ocorrido em baixas temperaturas que ao ocorrido em altas temperaturas.

Narita e outros [23], estudaram o comportamento de T_c na liga FeSiB verificando que a substituição de Si por B aumentava o valor de T_c .

2.3.4 Perdas magnéticas nos amorfos

As baixas perdas magnéticas nos amorfos são provenientes de três fatores: da microestrutura, da composição química e das dimensões da amostra.

A homogeneidade microestrutural, decorrente do tipo de ligação atômica que caracteriza o estado amorfo, gera uma baixa anisotropia magnética. Desta forma, as paredes dos domínios facilmente se movimentam, diminuindo a coercividade e aumentando a permeabilidade, o que caracteriza uma baixa perda por histerese.

Como as ligas amorfas têm em sua composição alto teor de metalóides, e condutividade elétrica reduzida devido à desordem microestrutural, a sua resistividade não encontra valores comparativos aos das ligas cristalinas convencionais. Juntando-se a isso, o fato de as ligas amorfas serem produzidas numa espessura muito pequena, cerca de 20 a 50 μm , as perdas dinâmicas totais nos amorfos, também são bem menores que nos materiais convencionais.

2.3.5 Influência do tratamento térmico sobre as propriedades magnéticas dos amorfos

As tensões internas e heterogeneidades estruturais, inseridas no metal amorfo durante sua fabricação, provocam a fixação das paredes dos domínios e deterioram a qualidade das propriedades magnéticas moles. Qualquer fixação das paredes dos domínios pode ser extinta através de uma efetiva relaxação estrutural feita com tratamento térmico de recozimento da liga em temperaturas acima da T_c , porém sempre evitando a cristalização, ou seja, abaixo da temperatura de cristalização (T_x). Entretanto, poucas ligas amorfas podem ser recozidas obedecendo esses critérios. A razão para isso, é que na maioria das composições magnéticas, a T_c é muito próxima ou mesmo, confunde-se com a temperatura de cristalização da liga. Ligas amorfas recozidas abaixo de T_c , apresentam um comportamento magnético muitas vezes inferior ao de ligas sem tratamento térmico.

Quando um material é recozido em temperaturas abaixo de T_c , a relaxação estrutural efetiva não ocorre, pois os campos internos espontâneos dos domínios agem alinhando os momentos magnéticos. Com isso, cria-se dentro do material, pequenas regiões magnéticas,

com anisotropia localmente induzida. Em outras palavras, as paredes dos domínios são fixadas nas mesmas posições que elas se encontravam antes do recozimento.

A alternativa para fazer uma relaxação efetiva é o tratamento térmico de recozimento sob campo magnético. Ao mesmo tempo que a liga é aquecida, ela é também submetida a um campo magnético, cuja presença evita a fixação das paredes através da saturação da amostra. Isto propicia uma relaxação microestrutural efetiva, melhorando as propriedades magnéticas da liga.

A intensidade, o tempo e a direção em que o campo magnético de recozimento é aplicado, exercem grande influência nas resposta magnética do material que está sendo tratado. No experimentos desenvolvidos nesse trabalho, o tratamento térmico de recozimento feitos nas amostras de fitas amorfas, o campo foi aplicado na direção transversal ao comprimento da fita durante o processo de aquecimento e resfriamento do material.

2.3.6 Materiais magnéticos moles comerciais

Hoje o mercado de materiais magnéticos moles pode ser dividido em quatro principais famílias: (a) aços elétricos, (b) ligas de FeNi e FeCo, (c) ferrites e (d) metais amorfos. As Tabelas 2.2 e 2.3, listam estas famílias e alguns de seus principais membros, além de suas respectivas propriedades e aplicações.

	2605C0	2826MB	26055-3A	2705M	2714A
Metal de Transição	Fe(Co)	FeNi	Fe(Cr)	Co	Co
Características Típicas	Alto B_s 400 Hz	Alta μ_{MAX}	Baixas perdas em 10 a 200 kHz. Alta μ_{MAX} em 50-60 Hz	Melhores propriedades antes da aplicação de um tratamento térmico	Alta quadratura e alta frequência para reatores saturados.
B_s (T)	1,8	0,88	1,4	0,7	0,5
λ_s (ppm)	35	12	20		
Perdas (W/kg) tratado	0,4/60 Hz/1,5T	---	60/25 kHz/ 0,4T	-----	5/100 kHz/0,2 T
μ (tratada)	-----	$>5 \times 10^4$ dc	$>25 \times 10^4$ (max. 60 Hz)	$>6 \times 10^4$ (max. de sem trat.)	$\sim 10^6$ (tratado de) 10^4 (100kHz/0,2 T)
Coercividade DC (tratada, A/m)	3,5	0,4	<1	0,8 (sem trat.)	0,3
Temperatura de Curie (°C)	415	353	358	330	250

Tabela 2.2 – Principais metais amorfos magnéticos, produzidos comercialmente [19].

Categoria	B_s (T)	ρ (μ.Ω.m)	μ_{MAX}	Perdas no Núcleo (W/kg) (f / B_{max} Hz/T)	Aplicações e/ou Observações
Aço					
Laminado	2,1-2,2	0,4		2,0 (60/1,0)	Motores baratos
Não-orientado (2%Si)	2,0-2,1	0,35	5000	2,7 (60/1,0)	Motores de alta eficiência
Grão orientado	2,0	0,48		0,9 (60/1,5)	Transformadores. de distribuição (60/50 Hz)
Grão altamente orientado	2,0	0,45		1,2 (60/1,7)	Transformadores de distribuição (alta indução) (60/50Hz)
Fe-Ni, Fe-Co					
40-50 Ni	1,6	0,48	15X10 ⁴	110 (50k/0,2)	
77-80Ni (permaloi)	1,1	0,55	15X10 ⁴	40 (50k/0,2)	Alto μ, usado em forma de fita
79Ni-4Mo (supermaloi)	0,8	0,58	10 ⁶	33 (50k/0,2)	Alta μ, menores perdas no núcleo
49Co-2V	2,3	0,35	5X10 ⁴	2,2 (60k/0,2)	Material comercial com mais alto B _s
Ferrites					
MnZn	0,5	2X10 ⁶	600	35	Indutores, transformadores Aplicações em MHz
NiZn	0,35	10 ⁶	4000	(50k/0.2)	

Tabela 2.3 - Principais famílias de materiais magnéticos moles e suas propriedades típicas [19].

Capítulo 3

Magnetoimpedância Gigante (GMI)

3.1 Introdução

De acordo com o que foi abordado no capítulo 2 deste trabalho, o avanço na tecnologia da fabricação de materiais deu origem a uma série de novos produtos, que graças às suas propriedades físicas, provocaram uma verdadeira revolução científica e tecnológica. E grande parte dessa revolução tem sido atribuída aos trabalhos desenvolvidos com os materiais magnéticos em geral.

Importantes resultados foram obtidos no estudo de sistemas de multicamadas magnéticas e filmes finos. Esses estudos têm revelado interessantes propriedades que resultam da interação entre as propriedades magnéticas e as propriedades de transporte destas estruturas. Uma delas é a magnetoresistência (MR), que é a variação da resistividade elétrica ρ do condutor com a aplicação de campo magnético. A amplitude dessa variação depende do material e do valor e direção do campo magnético aplicado.

A descoberta de uma magnetoresistência gigante (GMR) nas multicamadas magnéticas [1] e em outras estruturas magnéticas heterogêneas [29,30], fizeram com que o mundo científico voltasse os olhos para esses sistemas, devido à grande perspectiva de aplicações principalmente em tecnologias de memórias magnéticas [31,32]. Os materiais com mais alta GMR, até a presente data, apresentam uma sensibilidade de $\Delta R/R_{sat} = 1 - 2\%/G$ à temperatura ambiente e em campos da ordem de alguns kG [33]. A GMR é normalmente medida usando uma corrente contínua, e os mecanismos de apoio ainda não são completamente compreendidos. No entanto, muitos pesquisadores atribuem sua origem a efeitos quânticos [34].

Um efeito significativamente maior foi primeiramente observado por Machado e outros [35], em fitas amorfas de FeCoSiB percorridas por uma pequena corrente alternada. O resultado surpreendeu à comunidade científica pela amplitude que, em certas condições, pode sofrer variações fantásticas em campos da ordem de alguns gauss [36]. Efeito similar foi

também encontrado em fios amorfos na mesma composição [37]. Diferentemente da GMR, a explicação desse efeito, tanto para fitas quanto para fios, é baseada no eletromagnetismo clássico [38-40]. Sua origem está na dependência da impedância com o campo magnético criado pela corrente e com a profundidade de penetração dessa corrente no condutor e por isso foi chamado de magnetoimpedância gigante (GMI).

3.2 Desenvolvimento do estudo da GMI

As pesquisas desenvolvidas pelo Grupo de Magnetismo do Departamento de Física da Universidade Federal de Pernambuco com a liga amorfa $\text{Co}_{70,4}\text{Fe}_{4,6}\text{Si}_{15}\text{B}_{10}$ tiveram início em 1989, com um trabalho de Turtelli e Machado [41]. Foi observada a existência de um efeito termomagnético de memória na permeabilidade dessa liga, que é dependente da frequência da corrente alternada aplicada. Para justificar o efeito, os pesquisadores propuseram a existência de um campo viscoso, o qual mantinha a magnetização do material em uma certa configuração, após seu resfriamento em dado campo magnético.

Motivados pela tentativa de encontrar uma explicação física para a origem microscópica desse efeito de memória, Montarroyos e outros [42], publicaram em 1991 um trabalho que mostrava a existência de irreversibilidade nas medidas de magnetização feitas durante o resfriamento da amostra, aplicando campo magnético (FC)¹, e sem aplicar campo (ZFC)². Essa irreversibilidade foi descrita por uma linha crítica do tipo “Almeida-Thouless”, com expoente crítico $\phi = 4,6$ [42]. Prosseguindo as investigações, os mesmos autores identificaram uma transição de fase induzida pelo campo magnético, nas medidas da magnetização em função do campo magnético aplicado [43].

Em maio de 1993, Machado e outros [35], fizeram as primeiras medidas de magnetoimpedância em ligas amorfas de $\text{Co}_{70,4}\text{Fe}_{4,6}\text{Si}_{15}\text{B}_{10}$. Por usar as mesmas técnicas de medição empregadas nas medidas de magnetoresistência, a menos pelo emprego da corrente em altas frequências, e por medirem a componente da tensão em fase com a corrente, o efeito foi inicialmente chamado de magnetoresistência gigante. Os resultados desse trabalho geraram

¹FC - Field Colled - Resfriamento em campo magnético

²ZFC - Zero Field Colled - Resfriamento em campo magnético nulo

um grande interesse, não apenas pela busca da compreensão deste novo efeito físico mas, principalmente, por sua grande potencialidade de aplicação.

Em maio do ano seguinte, Machado e outros [36], mostraram que o efeito da magnetoimpedância longitudinal (GLMI) nessas fitas amorfas dependia da frequência e da amplitude da corrente aplicada. Em novembro desse mesmo ano, Panina e outros [34,37] observaram a GMI em fios amorfos de $(\text{Co}_{0,94}\text{Fe}_{0,06})_{72,5}\text{Si}_{12,5}\text{B}_{15}$, sugerindo sua relação com o efeito pelicular da corrente. Nesse mesmo período, Rao e outros [45] publicaram um estudo abordando o efeito da anisotropia induzida sobre a amplitude da GMI em fios, e concluíram que o maior efeito observado em fios acontecia nas amostras onde tratamento térmico de recozimento gerava uma anisotropia circunferencial. Outro trabalho importante publicado em 1994 [46], discutiu o espectro da impedância $Z(f,H)$ em amostras de fios e de fitas de CoFeSiB sobre a influência de um campo magnético H axialmente aplicado e concluiu que ambas as componentes da impedância, a resistiva e a reativa, dependiam fortemente da frequência da corrente e do campo magnético aplicado.

Em 1995, Machado e outros [44], mostraram que a amplitude do efeito da GLMI em fitas de CoFeSiB era extremamente sensível à concentração de Fe e às condições empregadas para o recozimento da liga e, que para a liga $\text{Co}_{75-x}\text{Fe}_x\text{Si}_{15}\text{B}_{10}$, o máximo valor de pico acontecia para a composição com magnetostricção nula, quando $x = 4,6$. Outros autores [47], mediram o efeito da GMI em fios de CoFeSiB e FeCoNbSiB, com anisotropia magnetoelástica induzida em diferentes direções, concluindo que em ambos os casos, a dependência da GMI com frequência é fortemente influenciada pela anisotropia magnetoelástica induzida. Também, no mesmo ano, foi desenvolvido, um modelo teórico para GMI em fios, o qual descreve muito bem os resultados experimentais para frequências moderadas [38]. Ainda em 1995, Sommer e Chien [48], estudaram a influência do tratamento térmico de recozimento sobre a GMI de fitas de $\text{Co}_{70,4}\text{Fe}_{4,6}\text{Si}_{15}\text{B}_{10}$, e concluíram que o maior efeito na GMI resulta de uma anisotropia magnética transversal, a qual já está presente mesmo em amostras que não foram submetidas a qualquer tratamento térmico. Em outro trabalho, Mohri e outros [49], obtiveram uma variação de 8% na impedância de filmes amorfos de CoFeB, preparados através “*RF sputtering*”¹, em amostra do material com anisotropia transversal.

Em 1996, o número de trabalhos envolvendo estudos sobre o efeito da GMI cresceu expressivamente. A GMI foi observada para uma grande variedade de materiais magnéticos

¹Técnica usada para produzir filmes finos por deposição

moles: amorfos de outras composições [50 - 53], filmes finos de permaloi [54,55], estruturas cristalinas [56], e multicamadas [57]. No entanto, a amplitude do efeito da GMI medida nesses materiais é bem inferior a encontrada em fios e fitas de CoFeSiB com magnetostricção nula. Neste mesmo ano, Machado e Rezende [39] desenvolveram um modelo teórico que explicou a existência dos picos na magnetoimpedância e sua dependência com a frequência, para ligas na forma fitas. Ainda em 1996, Mendes e outros [58], observaram pela primeira vez o efeito da magnetoimpedância na direção transversal, em fitas amorfas de $\text{Co}_{70,4}\text{Fe}_{4,6}\text{Si}_{15}\text{B}_{10}$. O trabalho também apresentou medidas de Efeito Hall para mesma liga, e a dependência destes dois efeitos com a frequência da corrente aplicada. Este trabalho resumiu os primeiros resultados obtidos durante o desenvolvimento desta tese de doutorado, que será melhor explicado no capítulo seis.

Em 1997, Knobel e outros [59] estudaram o efeito de relaxação da magnetoimpedância em altas frequências para fios de $\text{Co}_{68,9}\text{Fe}_{4,5}\text{Si}_{12,25}\text{B}_{15}$. No mesmo ano, Gonzales e outros [60], apresentaram um trabalho, que mede os efeitos da anisotropia induzida por uma corrente de recozimento sobre a magnetoimpedância de fitas de CoFeSiB.

Em abril de 1998, em mais um dos resultados obtidos neste trabalho de doutoramento, Mendes e Machado [61], publicaram um artigo mostrando que efeito da magnetoimpedância de fitas amorfas de $\text{Co}_{70,4}\text{Fe}_{4,6}\text{Si}_{15}\text{B}_{10}$ pode ser consideravelmente melhorado, por meio de estudos que observaram o comportamento da GMI com a variação do comprimento da amostra, com a temperatura e com a magnitude da corrente elétrica alternada.

Mais recentemente, dois novos trabalhos foram publicados pelo grupo de pesquisa do Departamento de Física da UFPE [40,62]. Um deles [62] mostra e explica a existência de uma grande assimetria na curva da GMI em função do campo magnético externo (H), observada em pedaços de fitas amorfas de $\text{Co}_{70,4}\text{Fe}_{4,6}\text{Si}_{15}\text{B}_{10}$ quando estes são simultaneamente percorridos pela corrente alternada e por a uma pequena corrente contínua de polarização. No outro trabalho [40], foi investigada a magnetoimpedância destas mesmas fitas amorfas em altas frequências, para várias amplitudes da corrente elétrica alternada. Além de descrever também um novo modelo teórico para explicar magnetoimpedância de fitas amorfas ferromagnéticas, que é válido para qualquer que seja o valor da profundidade de penetração da corrente.

3.3 Efeito da magnetoimpedância gigante em ligas amorfas de CoFeSiB

A resposta da impedância de alguns materiais ferromagnéticos, submetidos a uma corrente alternada de frequência moderada ou alta pode variar significativamente com o valor do campo magnético aplicado. Esse efeito é chamado de magnetoimpedância gigante e só é observado em materiais com alta permeabilidade magnética.

A liga amorfa $\text{Co}_{70,4}\text{Fe}_{4,6}\text{Si}_{15}\text{B}_{10}$ é uma liga magnética mole, com permeabilidade efetiva ou relativa (μ_{ef}) de 5×10^4 e campo coercivo (H_C) de $0,002\text{G}$. Seu coeficiente de magnetostricção na saturação é praticamente nulo, da ordem de $\lambda_s = -0,037 \times 10^{-6}$, e a indução de saturação (B_s) é de $0,865\text{T}$. A liga funde a uma temperatura $T_F = 1298\text{K}$ e o processo transformação estrutural de cristalização se inicia em $T_{X1} = 748\text{K}$ e se completa em $T_{X2} = 819\text{K}$, temperaturas superiores à Temperatura de Curie, cujo valor é de 657K . A resistividade elétrica é alta, da ordem de $\rho = 180 \mu\Omega/\text{cm}$. A curva de magnetização em função do campo é estreita e por isso a liga apresenta baixas perdas magnéticas, veja a Figura 3.1.

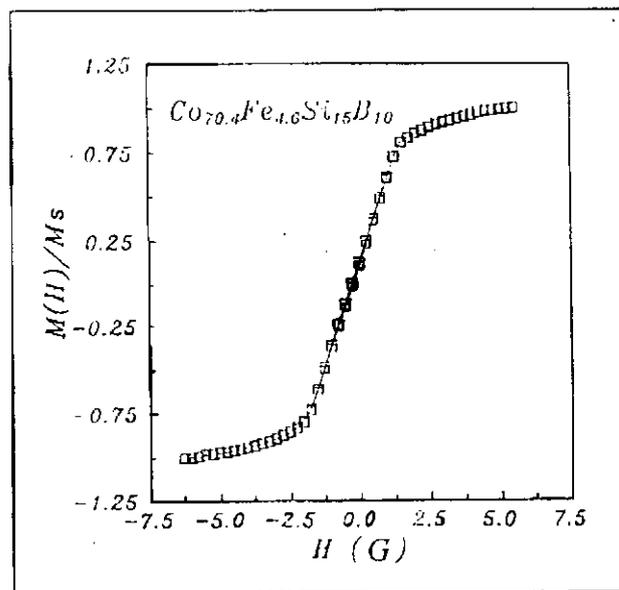


Figura 3.1- Curva de magnetização versus campo magnético. Os valores de $M(H)$ estão normalizados pelo valor de M em $H=6,2\text{G}$. [64]

A curva experimental da magnetoimpedância em função do campo para fitas amorfas de $\text{Co}_{70,4}\text{Fe}_{4,6}\text{Si}_{15}\text{B}_{10}$ é mostrada na Figura 3.2. A curva apresenta uma estrutura dupla de picos, os quais acontecem para campos positivos e negativos com mesma ordem de grandeza.

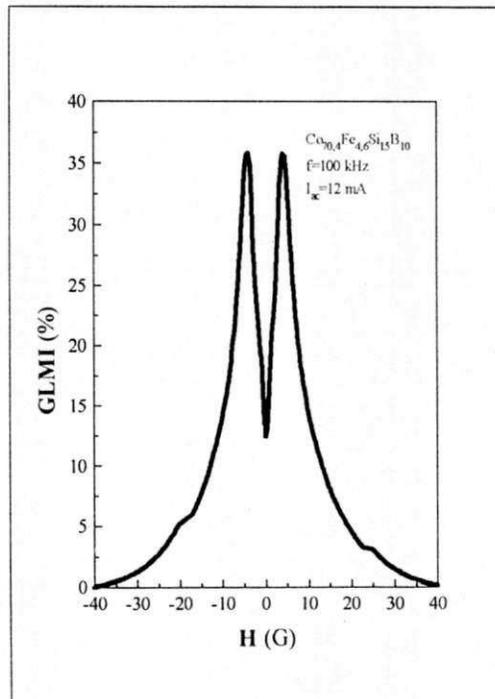


Figura 3.2 - Curva da GMI em função do campo magnético aplicado, para uma corrente de 12mA com frequência de 100kHz , tomada com o campo aplicado na direção longitudinal, para liga amorfa $\text{Co}_{70,4}\text{Fe}_{4,6}\text{Si}_{15}\text{B}_{10}$.

O valor da impedância em cada ponto da curva é calculado, conhecendo-se o valor da corrente aplicada e da tensão medida para cada valor de campo varrido, ($Z=V/I$). A variação percentual da magnetoimpedância é calculada fazendo

$$GMI = \frac{Z(H) - Z(S)}{Z(S)} 100. \quad (3.1)$$

onde $Z(H)$ é a impedância para um certo valor de campo, e $Z(S)$ é a impedância de saturação. Entretanto, em alguns trabalhos [35,36,44], a GMI tem sido calculada substituindo na Equação 3.1 a impedância de saturação ($Z(S)$) pela impedância à campo nulo ($Z(0)$).

Para uma melhor compreensão dos resultados experimentais que serão apresentados nesta tese, faz-se necessária uma breve abordagem sobre os mecanismos responsáveis pela ocorrência do efeito GMI.

Em geral, a impedância de um condutor depende da forma como a corrente se distribui dentro do material. Quando a frequência aumenta, é comum a corrente se concentrar na superfície do condutor. Nos materiais magnéticos, o valor da profundidade de penetração da corrente depende não só do valor da amplitude e frequência da corrente aplicada, mas da forma do condutor e de sua permeabilidade magnética, a qual pode variar com a aplicação de um campo magnético. Isso implica que, em amostras de materiais com alta permeabilidade, mesmo em regiões de frequências moderadas, pode-se esperar uma variação da impedância do condutor com o valor do campo magnético aplicado.

No caso específico de materiais magneticamente moles, com magnetostrição nula ou próxima de zero, a permeabilidade é extremamente sensível ao campo magnético já que as paredes dos domínios se movimentam com muita facilidade. Isto pode acontecer em campos extremamente pequenos como os produzidos por correntes alternadas.

No efeito da GMI, a corrente alternada aplicada ao longo do comprimento da amostra cria um campo magnético transversal (h_{ac}). Este campo h_{ac} magnetiza o material, aumentando sua permeabilidade. A permeabilidade cresce até que o campo magnético externo (H) torne-se suficientemente alto para girar os domínios magnéticos da amostra ao longo de sua direção. Esta dependência da permeabilidade com os campos magnéticos externo e da corrente, modifica a profundidade de penetração da corrente dentro do material e, conseqüentemente, a impedância da amostra.

A estrutura de picos encontradas nas curvas da GMI em função do campo, mostrada na Figura 3.2, pode ser explicada como sendo o resultado das modificações sofridas pelo comprimento de penetração da corrente, em decorrência de uma magnetização transversal do material, que inicialmente cresce e depois decresce com o valor do campo magnético externo aplicado.

Dados experimentais têm mostrado, que a amplitude do efeito GMI depende da amplitude e da frequência da corrente alternada, o que pode ser observado nas curvas experimentais mostradas nas Figuras 3.3 a 3.7.

A Figura 3.3 mostra o comportamento da GMI com a frequência da corrente aplicada. Observa-se que a amplitude do efeito cresce com o aumento da frequência.

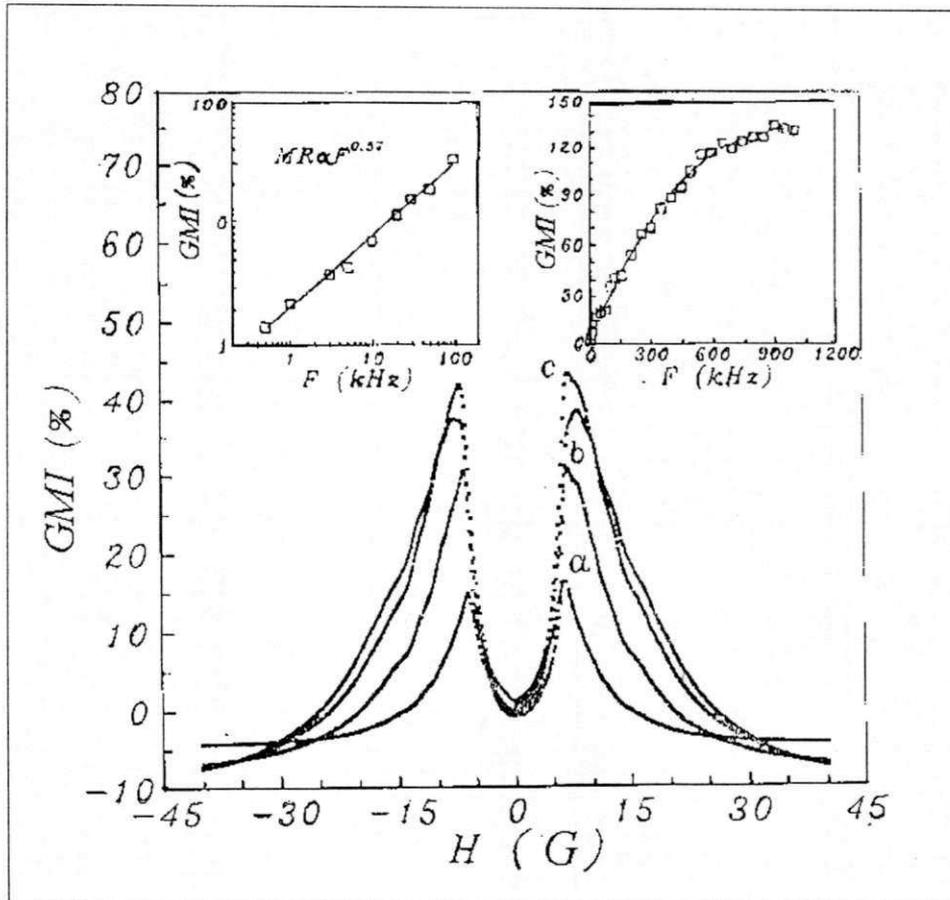


Figura 3.3 - Curva da magnetoimpedância em fitas amorfas de $\text{Co}_{70,4}\text{Fe}_{4,6}\text{Si}_{1,5}\text{B}_{10}$ em função do campo para diferentes frequências: a) 30kHz, b) 80kHz, c) 120kHz. A figura menor, à direita, mostra a dependência do máximo da GMI para frequências de até 1Mhz. A figura menor, à esquerda, mostra a dependência da GMI para frequências abaixo de 100kHz [44].

Este crescimento atinge um máximo em $f \approx 1\text{MHz}$, caindo rapidamente para frequências mais altas, como mostra a curva da Figura 3.4.

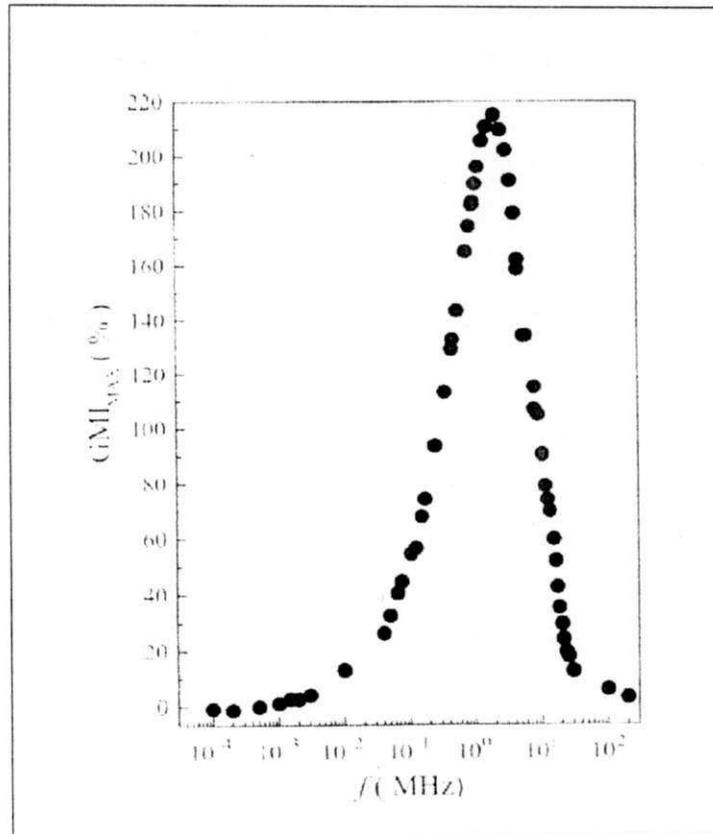


Figura 3.4 - Curva da GMI_{MAX} em função da frequência. As medidas foram tomadas aplicando uma corrente $I_{ac} = 10\text{mA}$ na configuração longitudinal [40]. Observações: GMI_{MAX} corresponde aos valores da GMI em que ocorrem os picos da curva $GMI \times H$. $1G = 80\text{A/m}$.

A fase da magnetoimpedância também aumenta com a frequência, porém de forma menos pronunciada que a do sinal da GMI, veja Figura 3.5

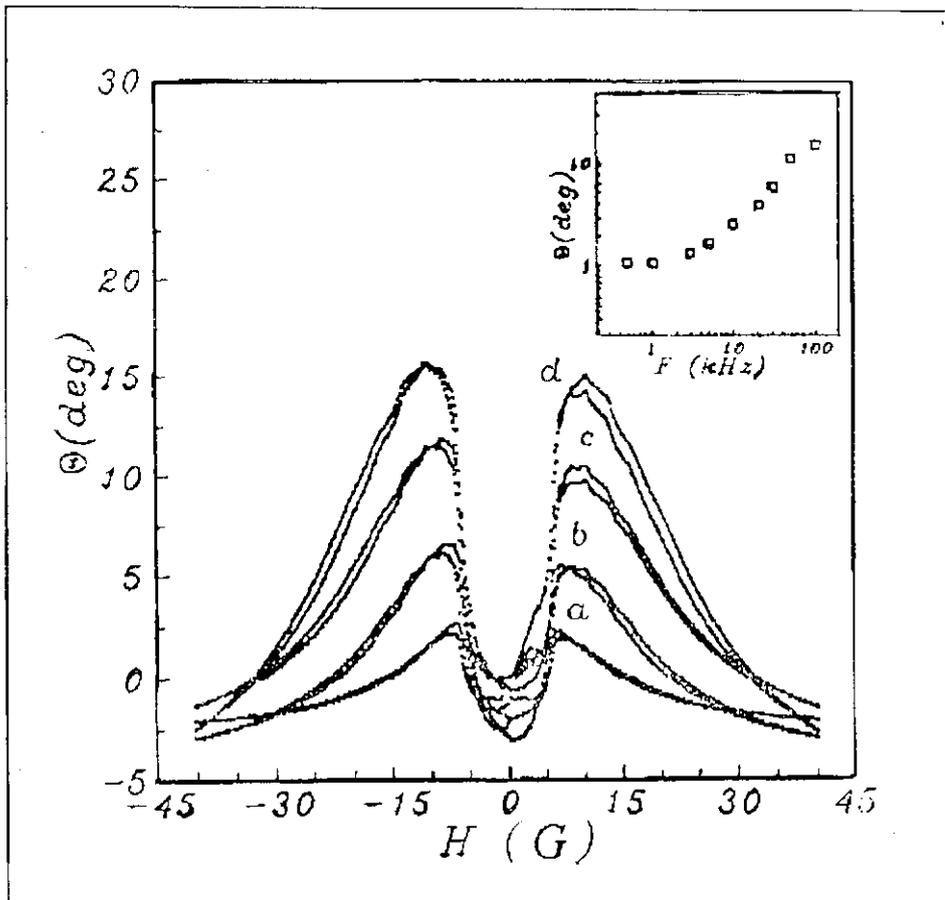


Figura 3.5 - Dependência da fase da magnetoimpedância com o campo magnético para fitas amorfas de $\text{Co}_{70,4}\text{Fe}_{4,6}\text{Si}_{15}\text{B}_{10}$. No gráfico principal estão superpostas curvas da fase da impedância em função do campo para frequência de: a) 10kHz, b) 30kHz, c) 50kHz, d) 100kHz. A figura menor mostra a dependência com a frequência para o valor máximo da fase [64].

Ainda de acordo com a Figura 3.5, o crescimento da fase satura para um $\theta \approx 15^\circ$, tal que $\cos \theta \approx 1$. Esse resultado sugere que o efeito da magnetoimpedância em fitas amorfas de $\text{Co}_{70,4}\text{Fe}_{4,6}\text{Si}_{15}\text{B}_{10}$ é basicamente resistivo [44].

O efeito da GMI também cresce com o aumento da amplitude da corrente, independente do valor da frequência. Isso pode ser confirmado observando as curvas das Figuras 3.6 e 3.7.

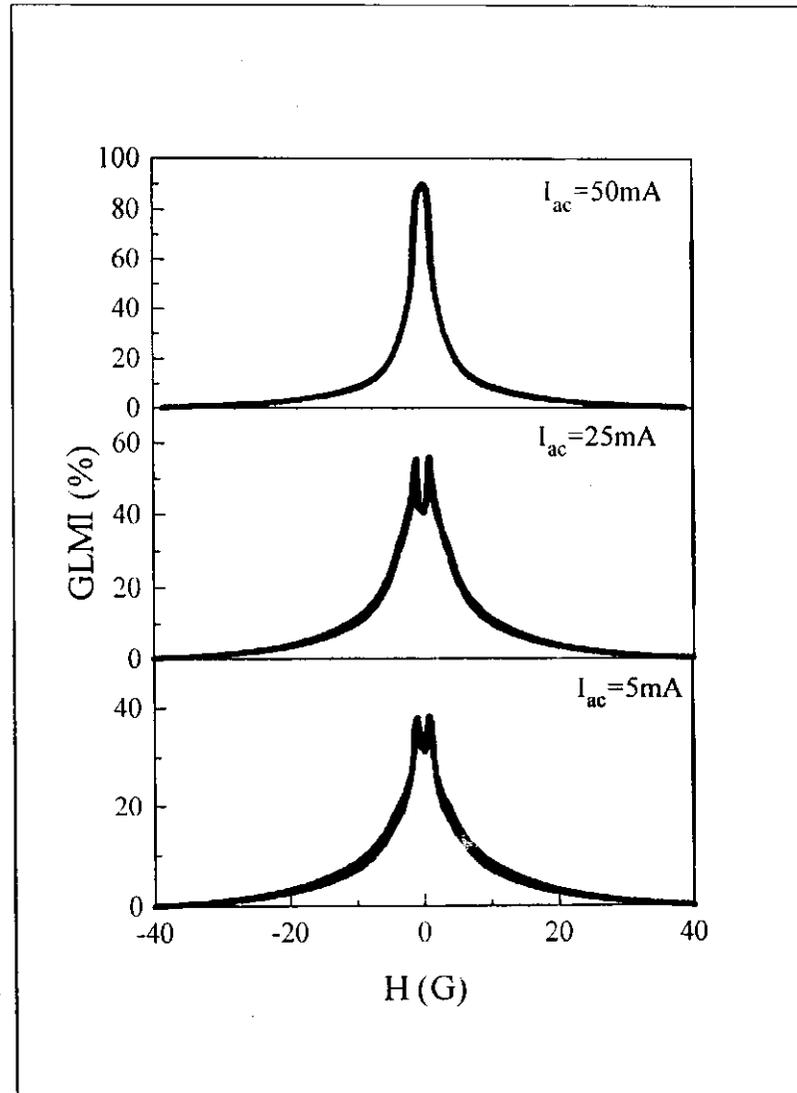


Figura 3.6 - Curva da GMI em função do campo magnético para diferentes amplitudes de corrente. A amostra usada foi uma fita amorfa de $\text{Co}_{70,4}\text{Fe}_{4,6}\text{Si}_{15}\text{B}_{10}$, sem qualquer tratamento térmico.

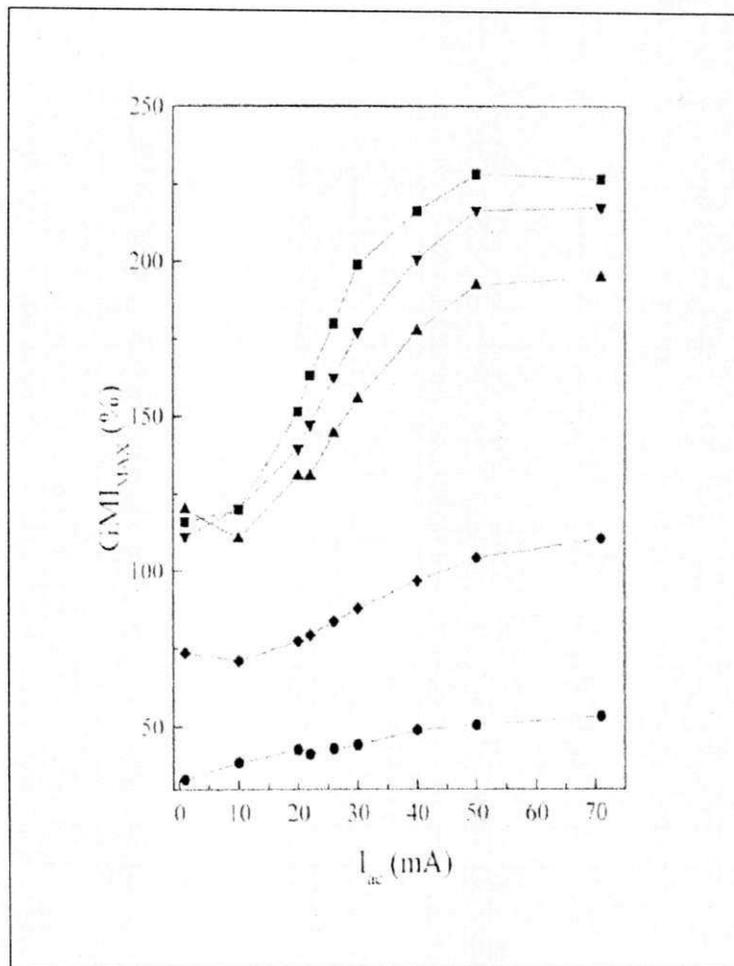


Figura 3.7 - Curva da GMI_{MAX} em função da amplitude da corrente para diferentes valores de frequência: $f = 1\text{ MHz}$ (quadrados), $f = 1,5\text{ MHz}$ (triângulos para baixo), $f = 2\text{ MHz}$ (triângulos para cima), $f = 5\text{ MHz}$ (diamantes), $f = 10\text{ MHz}$ (círculos) [40]. A linha sólida é apenas um guia para os olhos. Observação: $1G = 80A/m$.

O crescimento da GMI com a amplitude da corrente acontece porque o campo h_{ac} cresce com I_{ac} provocando um aumento na permeabilidade da fita.

Outro resultado experimental, bastante significativo, mostra que os picos da GMI acontecem para valores de campos próximos daqueles onde a magnetização da amostra é saturada, veja Figura 3.8. O valor desse campo de saturação depende da espessura da amostra. Na figura abaixo a amostra medida tinha uma espessura de $40\mu m$.

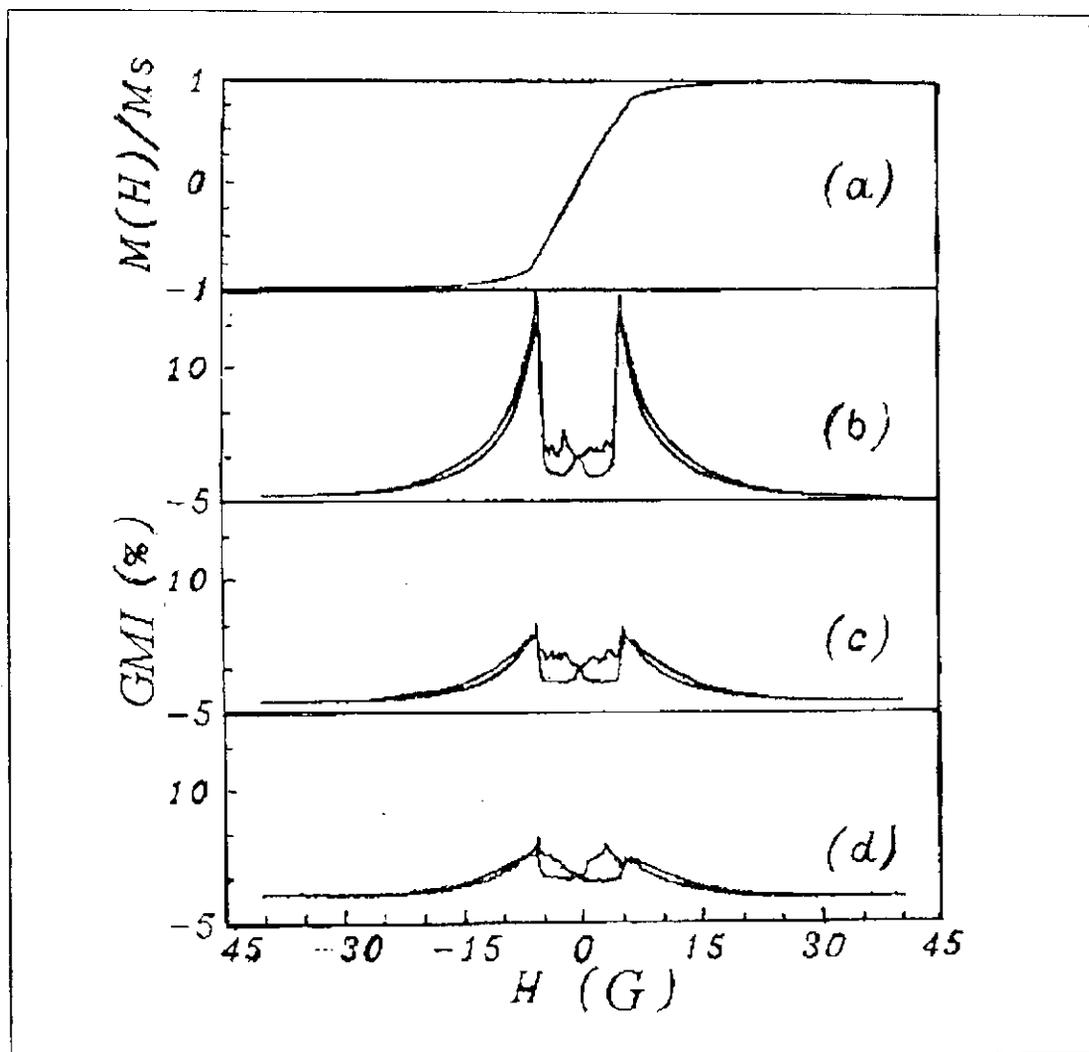


Figura 3.8 - Curvas de magnetoimpedância em função do campo para três diferentes valores da corrente: b) $24mA$, c) $10mA$, d) $2,7mA$. Curva (a) mostra a magnetização da mesma amostra de fita, obtida em um susceptômetro operando com uma frequência de $120kHz$ [64].

É bem sabido, que o tratamento térmico de recozimento em campo, pode melhorar consideravelmente as propriedades magnéticas da liga [44]. A influência da temperatura de tratamento sobre a GMI da liga $\text{Co}_{70,4}\text{Fe}_{4,6}\text{Si}_{15}\text{B}_{10}$ é mostrada na Figura 3.9.

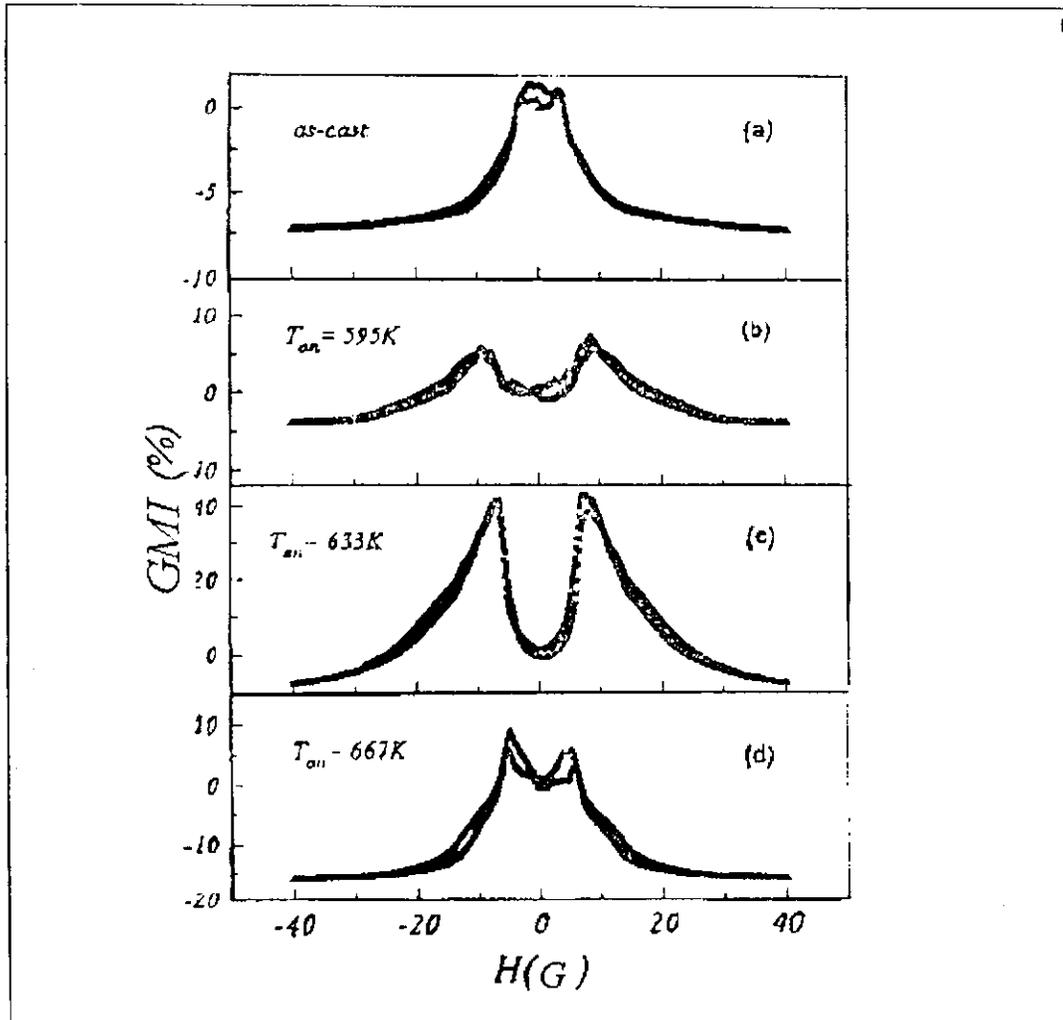


Figura 3.9 - Magnetoimpedância versus campo magnético para vários valores de temperatura de tratamento térmico: b) 595K, c) 633K, d) 677K. A curva (a) foi obtida para amostra sem tratamento térmico [64].

Os resultados de estudos sobre as melhores condições para aplicação do tratamento de recozimento da liga $\text{Co}_{70,4}\text{Fe}_{4,6}\text{Si}_{15}\text{B}_{10}$, com o objetivo de aumentar o efeito da GMI, têm mostrado que a liga deve ser recozida em campo da ordem de 2 a 3kG [36,65]. Este campo deve ser aplicado numa direção perpendicular ao comprimento da fita, mas no mesmo plano

da amostra, durante 15min a uma temperatura $T_{an} = 633K$. A Figura 3.10 mostra o comportamento do sinal e da fase da GMI em função da corrente, para amostras de fitas tratadas na temperatura de recozimento ideal e em uma outra temperatura. Como se pode observar, o tratamento térmico feito na temperatura ideal melhora efetivamente a GMI da fita, já que o aumento do efeito se deu pelo crescimento do sinal, enquanto a fase se manteve praticamente constante para todo o intervalo de corrente estudado.

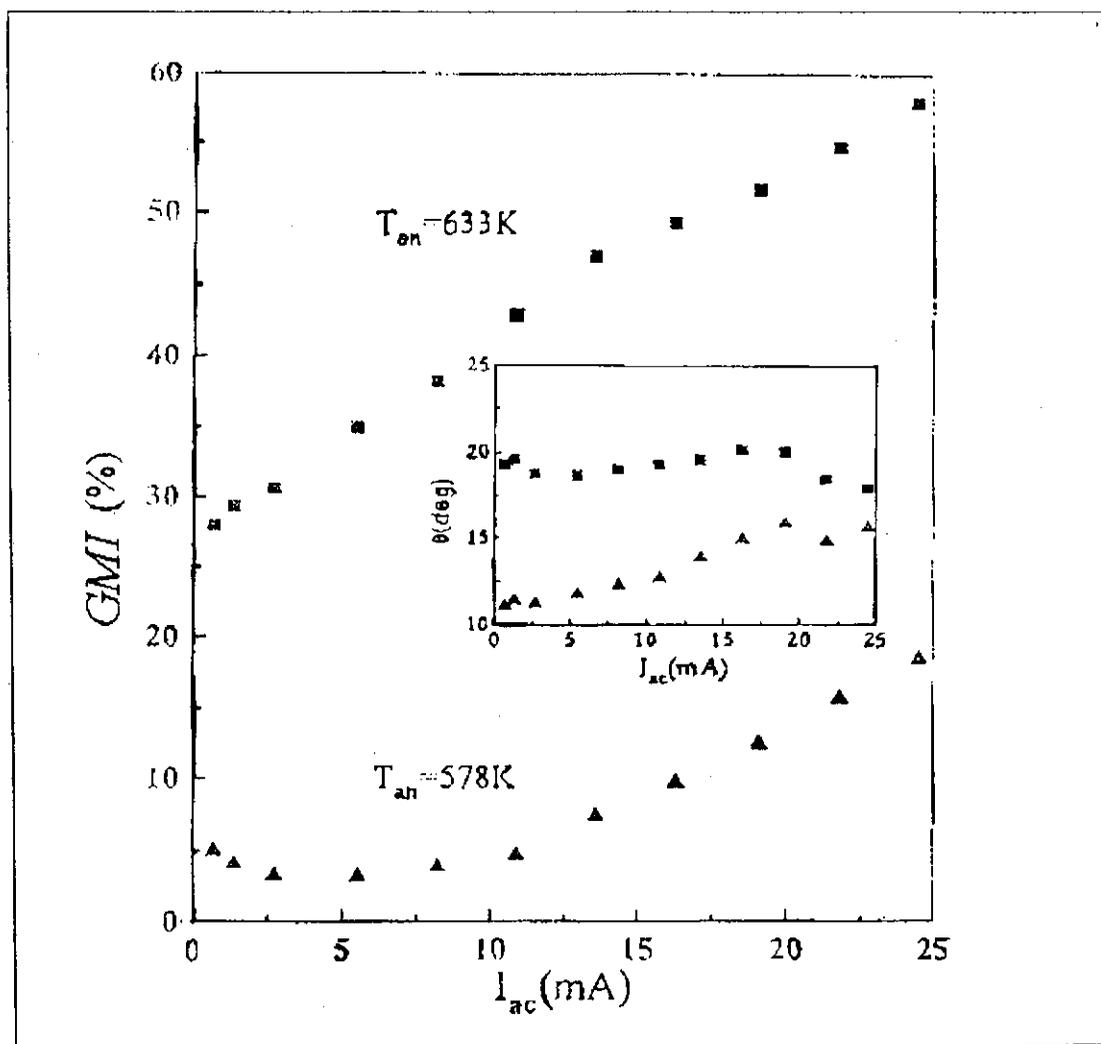


Figura 3.10- Valor do pico da magnetoimpedância versus corrente aplicada para dois valores de temperatura de tratamento: 578K e 633K. Na figura menor é mostrado o valor de pico da fase versus corrente aplicada para as mesmas temperaturas [64].

A influência da composição da liga sobre a amplitude da GMI de fitas de $\text{Co}_{70-x}\text{Fe}_x\text{Si}_{15}\text{B}_{10}$, também foi estudada [44]. Como resultado verificou-se que o efeito com maior amplitude é encontrado em fitas na composição $\text{Co}_{70,4}\text{Fe}_{4,6}\text{Si}_{15}\text{B}_{10}$, cuja magnetostricção pode ser considerada nula, veja Figura 3.11.

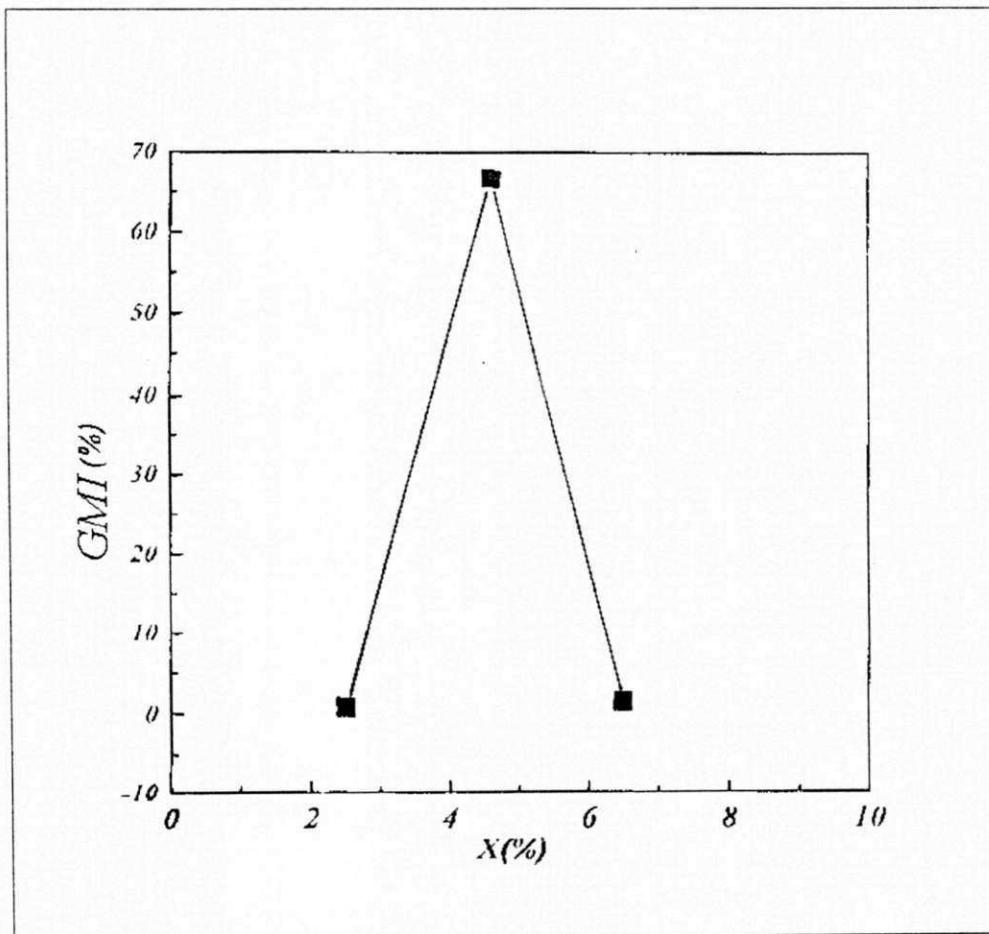


Figura 3.11 - Valor de pico da GMI em função da concentração de Fe na liga $\text{Co}_{70,4}\text{Fe}_{4,6}\text{Si}_{15}\text{B}_{10}$ [64].

A superposição de uma corrente elétrica contínua de polarização sobre a corrente alternada empregada nas medidas da GMI, altera consideravelmente o espectro curva do efeito em função do campo, veja Figura 3.12 [62]. O espectro da GMI apresenta uma assimetria que é caracterizada por um aumento de um dos picos em detrimento do outro. Segundo os autores [62], o fator de aumento no valor do efeito GMI e a assimetria da curva, dependem da direção relativa da corrente elétrica de polarização em relação ao campo magnético externo aplicado, veja Figura 3.13. Como nos casos anteriores, que empregam apenas a corrente alternada, o valor de máximo da GMI nas curvas assimétricas também varia com o aumento da frequência da corrente alternada, crescendo até um máximo que acontece em $f \approx 20 \text{ MHz}$ e depois diminuindo para frequências maiores, veja Figuras 3.14 e 3.15.

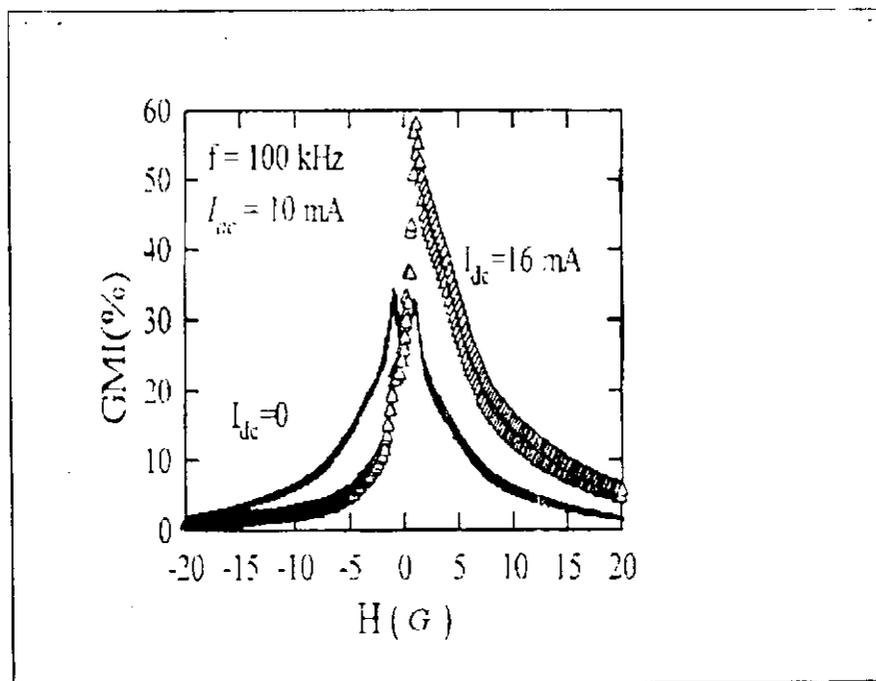


Figura 3.12- Espectro da GMI medida sem a aplicação da corrente de polarização (linha sólida). Espectro da GMI medida com a aplicação de uma corrente de polarização $I_{dc} = 16 \text{ mA}$ (triângulos abertos). A largura da linha sólida é devida à histerese [62].

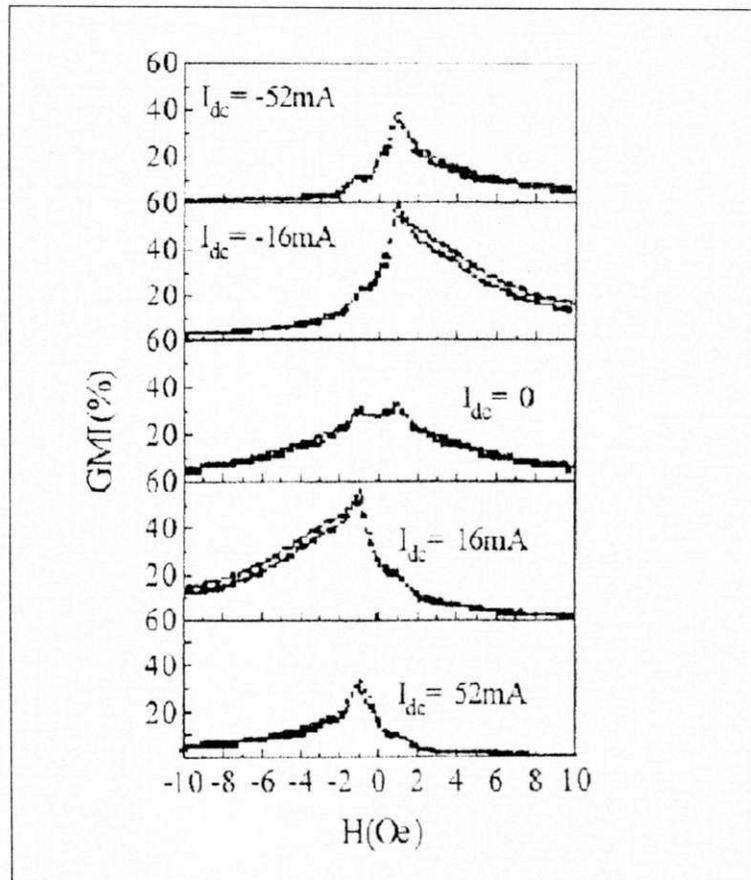


Figura 3.13 - Espectro da GMI obtido para alguns valores de I_{dc} , mostrando que a assimetria depende da magnitude da corrente contínua de polarização e da direção na qual ela é aplicada [62]. Observação: $1\text{Oe} = 1\text{G}$.

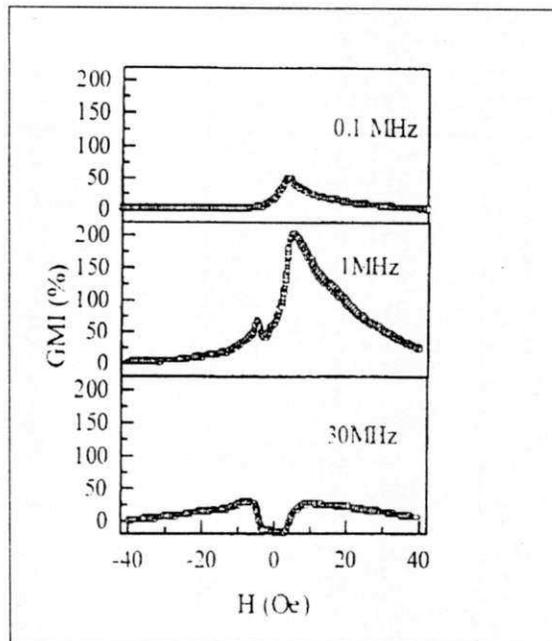


Figura 3.14 - Espectro da GMI para três valores de frequência e corrente contínua de polarização $I_{dc} = 10mA$ [62]. Observação: $1G = 1Oe$.

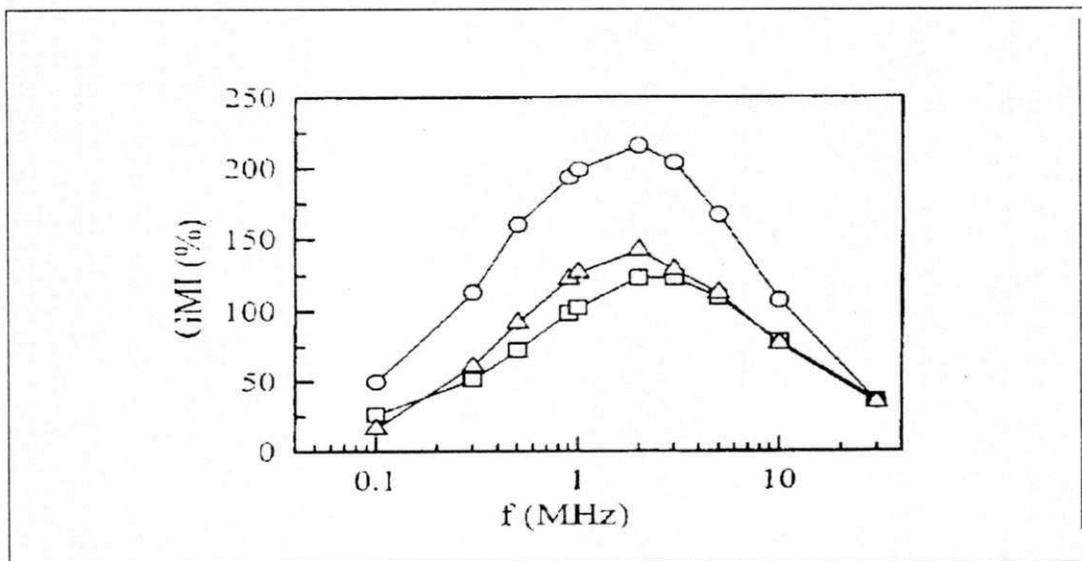


Figura 3.15 - Curva da GMI em função da frequência para três diferentes valores de I_{dc} : $10mA$ (quadrados), $25mA$ (círculos), e $50mA$ (triângulos). A linha sólida são guias para os olhos [62].

3.4 Modelo teórico para GMI em fitas

A existência dos picos na magnetoimpedância gigante de fitas amorfas na composição $\text{Co}_{70,4}\text{Fe}_{4,6}\text{Si}_{15}\text{B}_{10}$, bem como sua dependência com a frequência e amplitude da corrente aplicada, foram explicadas por Machado e Rezende [39,40]. A análise para compreensão da GMI em tais materiais, pode ser feita com base no conhecimento da impedância de superfície das amostras de fita (Z), a qual está correlacionada com a profundidade de penetração da corrente dentro do material (δ). E segundo estes autores, o principal trunfo no desenvolvimento de um modelo teórico que explique a magnetoimpedância de superfície destas fitas, está no cálculo da susceptibilidade magnética, que nestes materiais, está relacionada ao estado magnético da amostra. Para tal, foram desenvolvidos dois modelos teóricos: O primeiro relaciona o δ à configuração de domínios da amostra de fita e à dinâmica das paredes destes domínios [39,65]. O segundo considera o efeito da ressonância dos momentos magnéticos, devido a presenças dos campos aplicados H e h_{ac} , sobre δ [40,66].

As fitas amorfas na composição $\text{Co}_{70,4}\text{Fe}_{4,6}\text{Si}_{15}\text{B}_{10}$, possuem uma magnetostricção quase nula, da ordem de -3×10^{-6} , e quando submetidas a um tratamento térmico de recozimento, apresentam uma estrutura de domínios em forma de tiras com magnetizações antiparalelas, como mostra a ilustração da Figura 3.16.

Essa configuração de domínios foi observada por Santos e outros [67], utilizando-se de uma técnica que mede a magnetização usando o efeito Kerr magneto-óptico, aplicado na configuração longitudinal. O uso de um microscópio óptico acoplado a uma câmara, permitiu que as imagens dos domínios fossem gravadas em tempo real. O resultado desse trabalho pode ser visto na Figura 3.17, onde as áreas brilhantes e escuras correspondem às regiões em que a magnetização é estável, e as áreas em tons de cinza correspondem ao deslocamento das paredes dos domínios devido à corrente aplicada.

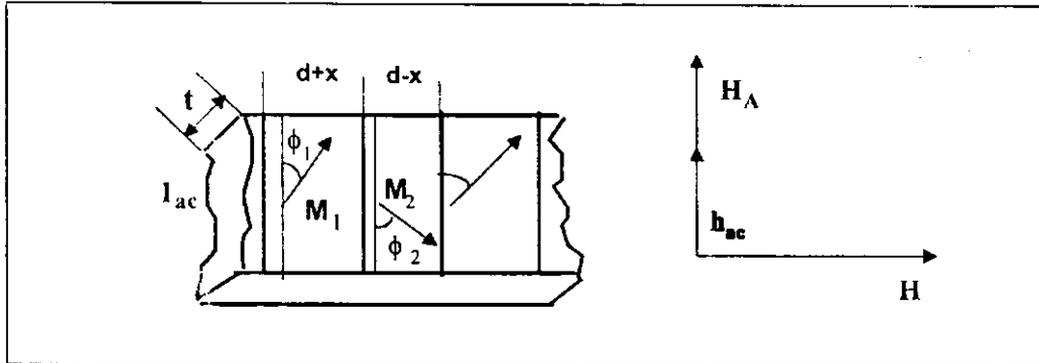


Figura 3.16 - Ilustração de um pedaço de fita amorfa ferromagnética usada para medir magnetoimpedância. São também mostrados, a magnetização dos domínios em forma de tiras, a direção da corrente aplicada (I_{ac}), a direção do campo magnético criado pela corrente (h_{ac}), além do campo externo (H) e de anisotropia (H_A) [39].

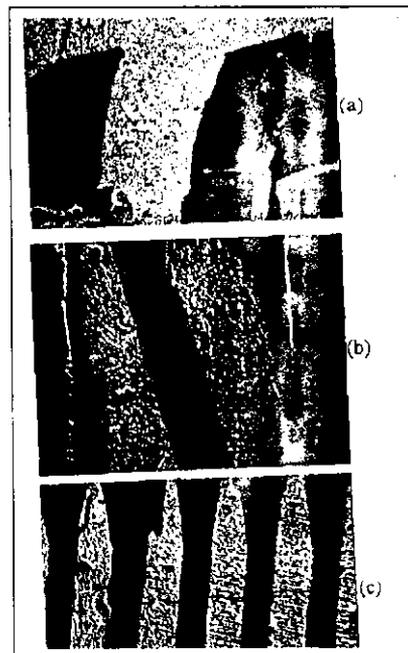


Figura 3.17 - Configuração de domínios para amostras de $Co_{70,4}Fe_{4,6}Si_{15}B_{10}$ sem tratamento térmico (a), com tratamento térmico num campo de $2kOe$ ao longo do comprimento da fita (b), e com tratamento térmico num campo de $2kOe$ aplicado na direção transversal ao eixo principal da amostra (c) [78].

3.4.1 Limite $\delta \ll \varepsilon$: Movimento das paredes de domínio

O primeiro modelo desenvolvido pelos autores [39], explica bem o comportamento da GMI das fitas, para campos baixos e frequências intermediárias, pois nestas condições o movimento das paredes dos domínios é essencial para determinar o comportamento da profundidade de penetração da corrente na superfície da amostra.

Quando uma corrente alternada é aplicada em um condutor metálico, ela fica confinada nas camadas superficiais do material. A profundidade de penetração da corrente depende de sua frequência, da resistividade elétrica e da permeabilidade magnética do material na direção do campo criado por esta corrente. Admitindo que a profundidade de penetração da corrente seja muito menor que a espessura da amostra, ela pode ser calculada pela expressão abaixo [39]:

$$\delta = c \left(\frac{\rho}{2\pi\omega\mu_T} \right)^{1/2}, \quad (3.2)$$

sendo: c a velocidade da luz, ω a frequência angular da corrente ($\omega = 2\pi f$), ρ e μ_T a resistividade elétrica e a permeabilidade transversal do material, respectivamente.

Como a impedância de superfície está associada à forma como a corrente elétrica se distribui dentro do condutor, tem-se que:

$$Z = (1 - i) \frac{\rho L}{2l\delta}. \quad (3.3)$$

Substituindo a Equação 3.2 na Equação 3.3, obtém-se:

$$Z = \frac{(1 - i)L}{2lc} \left(2\pi\rho\omega\mu_T \right)^{1/2}, \quad (3.4)$$

em que l e L são a largura e o comprimento da amostra.

Dessa forma, a dependência da impedância de superfície com o campo magnético aplicado apenas reflete o comportamento da componente permeabilidade magnética, na direção do campo criado pela corrente alternada, em relação a esse campo magnético.

Em qualquer material ferromagnético, a permeabilidade é maior quanto maior for a mobilidade das paredes dos domínios. A movimentação das paredes dos domínios numa amostra de fita amorfa ferromagnética, submetida a um campo magnético externo e a uma corrente alternada, é determinada pela competição entre três diferentes campos que atuam na

amostra: o campo magnético externo aplicado (H), o campo de anisotropia do material (H_A) e o campo criado pela corrente (h_{ac}), como mostra a Figura 3.18. O campo gerado pela corrente é dado por $h_{ac} = I/2e$, onde e é a espessura da amostra.

Devido à anisotropia induzida com o tratamento térmico, a magnetização dos domínios tende a se alinhar com o campo H_A . Para minimizar a energia magnética, o sentido entre dois domínios consecutivos é oposto e tem uma direção que forma os ângulos ϕ_1 e ϕ_2 com o eixo de fácil magnetização da amostra, veja Figura 3.18.

Quando não existe uma corrente alternada atravessando a amostra de fita e um campo magnético externo é aplicado, os domínios tendem naturalmente a alinhar-se a esse campo. A magnetização cresce linearmente com H , quando H varia de 0 até H_A . Consequentemente os ângulos ϕ_1 e ϕ_2 , que inicialmente são iguais, crescem juntos até atingirem 90° , direção em que acontece a saturação. Neste caso não existe qualquer componente transversal da magnetização, como mostra a ilustração da Figura 3.18.

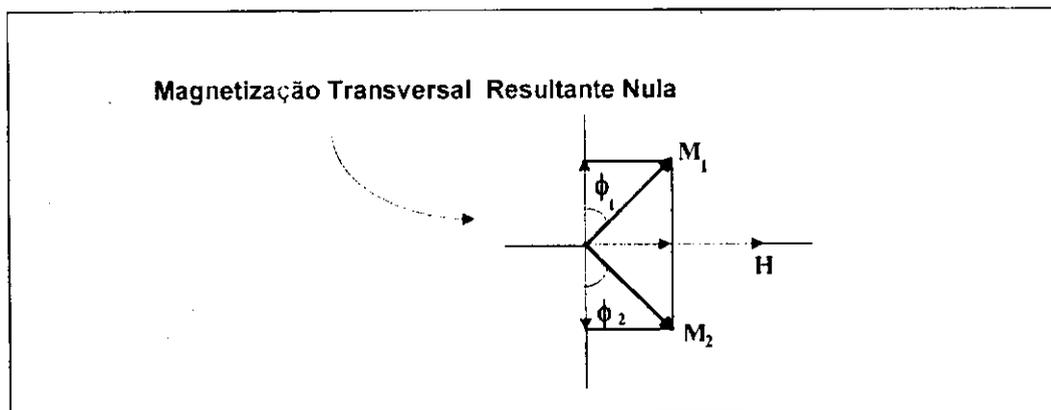


Figura 3.18 - Esquema mostrando a magnetização transversal resultante, quando não há corrente uma alternada atravessando a fita.

Quando, além do campo magnético externo há uma corrente alternada aplicada na amostra, é criado um outro campo magnético (h_{ac}). Esse campo é também alternado e tem direção perpendicular a H , como pode ser visto na Figura 3.19. Nesta situação, o ângulo de magnetização ϕ_2 aumenta mais rapidamente que o ângulo ϕ_1 e como resultado, os domínios, cuja magnetização está inicialmente no mesmo sentido de h_{ac} , tendem a crescer em detrimento daqueles com magnetização inicial em sentido oposto. Isto significa que existe uma

magnetização transversal resultante, como indica a Figura 3.19, que é uma representação instantânea da magnetização transversal da amostra de fita, já que h_{ac} é um campo alternado, e oscila para cima e para baixo, na direção transversal de H .

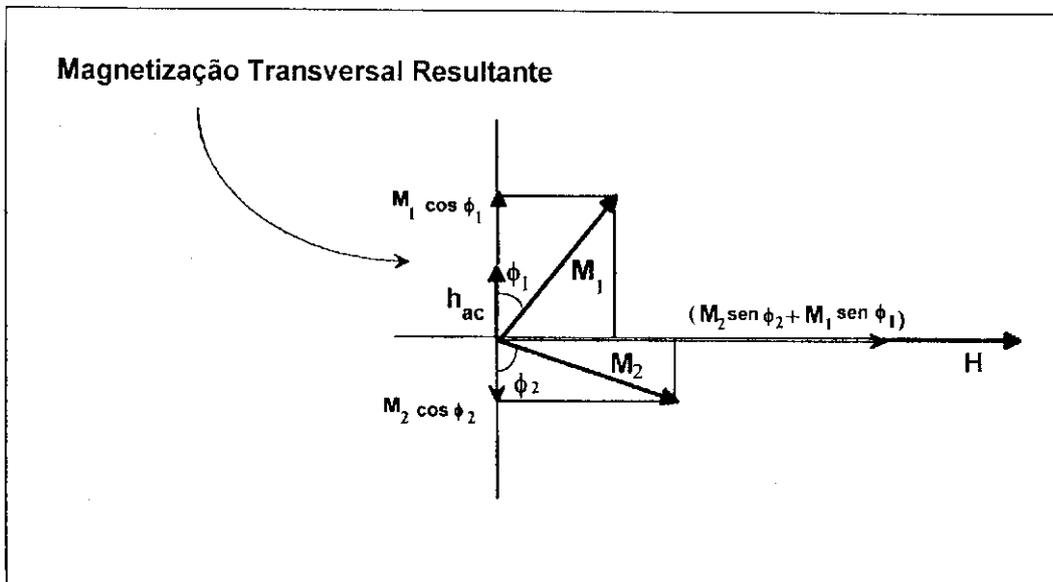


Figura 3.19 - Esquema mostrando a magnetização transversal da fita quando uma corrente alternada atravessa a amostra.

Daí, quando uma amostra de fita percorrida por uma corrente alternada de frequência baixa ou intermediária, é submetida a um campo magnético externo crescente, a dinâmica das paredes dos domínios é alternada modificando o estado magnético da fita. Os ângulos dos vetores magnetização ϕ_1 e ϕ_2 tendem a se deslocar na direção de H , fazendo surgir uma magnetização transversal. A medida que o campo H vai aumentando, forçando os vetores M_1 e M_2 se deslocarem em sua direção, M_2 cresce mais rapidamente que M_1 , aumentando a magnetização transversal, como pode ser visto na Figura 3.19. Este estado magnético corresponde a parte interna de subida da curva da GMI em função de H , rever Figura 3.2. Quando o campo externo atinge o valor do campo de anisotropia, ou seja $H = H_A$, M_1 se alinha com M_2 e a magnetização transversal total sofre uma transição de fase, que na curva da GMI corresponde ao ponto de máximo. A partir daí, com o aumento do campo H , M_1 e M_2 juntos começam a inclinar-se na direção de H , fazendo a magnetização transversal cair, até que se torne nula e a amostra de fita atinja o estado de saturação. Esta queda da magnetização

transversal com H , corresponde à queda da GMI com o campo, mostrada na parte externa da curva da Figura 3.2.

Assim, para descrever a dependência da impedância de superfície com o campo magnético, o modelo assume que, em condições quase estáticas, as direções das magnetizações (ϕ_1 e ϕ_2) e o deslocamento das paredes dos domínios (x) na configuração de equilíbrio ($H = h_{ac} = 0$), podem ser calculados minimizando a densidade de energia livre do sistema. No caso das fitas amorfas de $\text{Co}_{70.4}\text{Fe}_{4.6}\text{Si}_{15}\text{B}_{10}$, cuja magnetostricção pode ser considerada nula, essa energia é a soma das energias de Zeemann, de anisotropia, de Zeemann transversal e da energia associada às paredes dos domínios, as quais são dadas por:

$$U_Z = M_S H [(a-1)\text{sen}\phi_2 - a\text{sen}\phi_1], \quad (3.5)$$

$$U_A = K [a\text{sen}^2\phi_1 + (1-a)\text{sen}^2\phi_2], \quad (3.6)$$

$$U_{ZT} = M_S h_{ac} [(1-a)\cos\phi_2 - a\cos\phi_1], \quad (3.7)$$

$$U_W = \frac{1}{2} k A x^2, \quad (3.8)$$

sendo U_Z a energia de Zeemann, U_A a energia anisotrópica, U_{ZT} a energia de Zeemann transversal e U_W as contribuições energéticas das paredes; ϕ_1 e ϕ_2 são os ângulos que as magnetizações dos domínios antiparalelos fazem com o eixo de fácil magnetização, criado através do tratamento térmico da fita; $a = \frac{1}{2} + \frac{x}{d}$ é a fração do volume ocupado pelos domínios com ângulo ϕ_1 ; M_S é a magnetização de saturação; K é a anisotropia constante; A é a área da parede por unidade de volume; e k é a dureza média da parede, admitindo que a energia da parede do domínio é representada por um único potencial parabólico.

Os ângulos ϕ_1 e ϕ_2 e o deslocamento das parede x são obtidos fazendo $\partial U / \partial \phi_1 = \partial U / \partial \phi_2 = \partial U / \partial x = 0$. Essas equações permitem calcular ϕ_1 , ϕ_2 e x em função das variáveis H e h_{ac} , e dos parâmetros K , M_S , k , e A . Assim, se:

$$U = U_Z + U_A + U_{ZT} + U_W, \quad (3.9)$$

então

$$U = M_S H (a-1)\text{sen}\phi_2 - M_S H a\text{sen}\phi_1 + K a\text{sen}^2\phi_1 + K (1-a)\text{sen}^2\phi_2 + M_S h_{ac} (1-a)\cos\phi_2 - M_S h_{ac} a\cos\phi_1 + \frac{1}{2} k A x^2. \quad (3.10)$$

Cálculo do ângulo da magnetização ϕ_1

Para calcular o ângulo de magnetização ϕ_1 , é necessário minimizar energia livre em relação a ϕ_1 . Assim:

$$\begin{aligned}\frac{\partial U}{\partial \phi_1} &= 0, \\ \frac{\partial U}{\partial \phi_1} &= M_S \alpha (h_{ac} \text{sen} \phi_1 - H \cos \phi_1) + 2K \alpha \text{sen} \phi_1 \cos \phi_1 = 0, \\ M_S \alpha (h_{ac} \text{sen} \phi_1 - H \cos \phi_1) &= -2K \alpha \text{sen} \phi_1 \cos \phi_1.\end{aligned}\quad (3.11)$$

Como $H_A = \frac{2K}{M_S}$ a Equação 3.11 transforma-se em:

$$\text{sen} \phi_1 (h_{ac} + H_A \cos \phi_1) = H \cos \phi_1.$$

Elevando tudo ao quadrado, obtém-se:

$$\begin{aligned}(H_A \cos \phi_1 + h_{ac})^2 \text{sen}^2 \phi_1 &= H^2 \cos^2 \phi_1 \\ -H_A^2 \cos^4 \phi_1 - 2H_A h_{ac} \cos^3 \phi_1 + (H_A^2 - h_{ac}^2 - H^2) \cos^2 \phi_1 + 2H_A h_{ac} \cos \phi_1 &= -h_{ac}^2.\end{aligned}$$

Dividindo tudo por H_A^2

$$-\cos^4 \phi_1 - 2\frac{h_{ac}}{H_A} \cos^3 \phi_1 + \left[1 - \left(\frac{h_{ac}^2}{H_A^2} + \frac{H^2}{H_A^2} \right) \right] \cos^2 \phi_1 + 2\frac{h_{ac}}{H_A} \cos \phi_1 = -\frac{h_{ac}^2}{H_A^2}.$$

Obtendo-se finalmente a expressão que calcula ϕ_1 em função de parâmetros conhecidos:

$$\cos^4 \phi_1 + 2\frac{h_{ac}}{H_A} \cos^3 \phi_1 - \left(1 - \frac{H^2 + h_{ac}^2}{H_A^2} \right) \cos^2 \phi_1 - 2\frac{h_{ac}}{H_A} \cos \phi_1 - \frac{h_{ac}^2}{H_A^2} = 0.\quad (3.12)$$

Cálculo do ângulo da magnetização ϕ_2

Para calcular o ângulo de magnetização ϕ_2 , é necessário minimizar a energia livre em relação a ϕ_2 , fazendo:

$$\begin{aligned} \frac{\partial U}{\partial \phi_2} &= 0 \\ \frac{\partial U}{\partial \phi_2} &= MsH(a-1)\cos\phi_2 + 2K(1-a)\text{sen}\phi_2\cos\phi_2 - Msh_{ac}(1-a)\text{sen}\phi_2 = 0, \\ H\cos\phi_2 - h_{ac}\text{sen}\phi_2 &= -\frac{2K}{M_S}\text{sen}\phi_2\cos\phi_2. \end{aligned} \quad (3.13)$$

Como $H_A = \frac{2K}{M_S}$, a equação 3.13 transforma-se em:

$$H\cos\phi_2 - h_{ac}\text{sen}\phi_2 = -\frac{2K}{M_S}\text{sen}\phi_2\cos\phi_2.$$

Elevando tudo ao quadrado

$$\begin{aligned} H^2\cos^2\phi_2 &= \text{sen}^2\phi_2(h_{ac} - H_A\cos\phi_2)^2 \\ -H_A^2\cos^4\phi_2 + 2h_{ac}H_A\cos^3\phi_2 + \cos^2\phi_2(H_A^2 - h_{ac}^2 - H^2) - 2h_{ac}H_A\cos\phi_2 + h_{ac}^2 &= 0. \end{aligned}$$

Dividindo tudo por H_A^2

$$-\cos^4\phi_2 + 2\frac{h_{ac}}{H_A}\cos^3\phi_2 + \left(1 - \frac{h_{ac}^2 + H^2}{H_A^2}\right)\cos^2\phi_2 - 2\frac{h_{ac}}{H_A}\cos\phi_2 + \frac{h_{ac}^2}{H_A^2} = 0.$$

Assim, obtém-se a expressão que calcula ϕ_2 em função de parâmetros conhecidos:

$$\cos^4\phi_2 - 2\frac{h_{ac}}{H}\cos^3\phi_2 - \left(1 - \frac{h_{ac}^2 + H^2}{H_A^2}\right)\cos^2\phi_2 + 2\frac{h_{ac}}{H}\cos\phi_2 - \frac{h_{ac}^2}{H_A^2} = 0. \quad (3.14)$$

Cálculo do deslocamento da parede do domínio x

Para minimizar a energia em função de x , deve-se deixar a equação (3.10) em função de x , fazendo $a = \frac{1}{2} + \frac{x}{d}$, de modo que:

$$\begin{aligned} \frac{\partial U}{\partial x} &= 0 \\ \frac{\partial U}{\partial x} &= \frac{M_S}{d} \left[H(\sin \phi_2 - \sin \phi_1) - h_{ac}(\cos \phi_2 + \cos \phi_1) \right] + \\ &+ \frac{K}{d} (\sin^2 \phi_1 - \sin^2 \phi_2) + kAx = 0. \end{aligned}$$

Assim, tirando o valor de x , fica-se com a expressão:

$$\begin{aligned} x &= \frac{M_S}{kAd} \left[H(\sin \phi_1 - \sin \phi_2) + h_{ac}(\cos \phi_1 + \cos \phi_2) \right] - \\ &- \frac{K}{kAd} (\sin^2 \phi_1 - \sin^2 \phi_2). \end{aligned} \quad (3.15)$$

Depois, dividindo e multiplicando o segundo termo por $2M_S$, obtém-se:

$$x = \frac{M_S}{kAd} \left[H(\sin \phi_1 - \sin \phi_2) + h_{ac}(\cos \phi_1 + \cos \phi_2) \right] - \frac{2M_S K}{2M_S kAd} (\sin^2 \phi_1 - \sin^2 \phi_2).$$

Como $H_A = \frac{2K}{M_S}$, a expressão que calcula x é dada por:

$$x = \frac{M_S}{kAd} \left[H(\sin \phi_1 - \sin \phi_2) + h_{ac}(\cos \phi_1 + \cos \phi_2) - \frac{H_A}{2} (\sin^2 \phi_1 - \sin^2 \phi_2) \right]. \quad (3.16)$$

A solução das Equações 3.12, 3.14 e 3.16 fornece ϕ_1 , ϕ_2 e x em função de parâmetros conhecidos, o quais são usados para calcular a susceptibilidade transversal

$$\chi_T = \frac{M_T}{h_{ac}}, \quad (3.17)$$

onde M_T é a permeabilidade transversal e é dada por:

$$M_T = M_1 a + M_2 (1 - a). \quad (3.18)$$

Substituindo o valor de a

$$M_T = M_S \left[\frac{1}{2} + \frac{x}{d} \right] \cos \phi_1 - M_S \left[1 - \frac{1}{2} - \frac{x}{d} \right] \cos \phi_2 ,$$

$$M_T = \frac{M_S}{2} (\cos \phi_1 - \cos \phi_2) + \frac{M_S}{d} x (\cos \phi_1 + \cos \phi_2) . \quad (3.19)$$

A expressão da susceptibilidade fica então:

$$\chi_T = \frac{M_T}{h_{ac}} = \frac{1}{h_{ac}} \left[\frac{M_S}{2} (\cos \phi_1 - \cos \phi_2) + \frac{M_S}{d} x (\cos \phi_1 + \cos \phi_2) \right] ,$$

$$\chi_T = \frac{M_S}{h_{ac}} \left[\frac{1}{2} (\cos \phi_1 - \cos \phi_2) + \frac{x}{d} (\cos \phi_1 + \cos \phi_2) \right] . \quad (3.20)$$

A dependência da susceptibilidade transversal com a frequência, pode ser obtida a partir da análise da dinâmica dos domínios. Para tal, a equação diferencial do movimento das paredes deve ser montada. Neste modelo, foi admitido que a dinâmica das paredes é limitada pela movimentação das paredes e não pela rotação dos domínios, de modo que ela só é observada enquanto $H \ll H_A$, ou $\phi_1 \simeq \phi_2 \ll 90^\circ$.

A força por unidade de volume, que age sobre as paredes dos domínios, é dada por $F_W = \partial U / \partial x$. Assim, rearranjando a equação (3.15), tem-se:

$$F_W = \frac{\partial U}{\partial x} = \frac{M_S}{d} \left[(H \sin \phi_2 - h \cos \phi_2) - (H \sin \phi_1 + h \cos \phi_2) \right] +$$

$$+ \frac{k}{d} (\sin^2 \phi_1 - \sin^2 \phi_2) + kAx . \quad (3.21)$$

Considerando que $H \ll H_A$, de modo que $\phi_1 \simeq \phi_2 \ll 90^\circ$, a expressão acima resulta em:

$$F_W = \frac{\partial U}{\partial x} = \frac{M_S}{d} [(0 - h_{ac}) - (0 - h_{ac})] + \frac{K}{d} (0 - 0) + kAx ,$$

$$F_W = \frac{\partial U}{\partial x} = -2h_{ac} \frac{M_S}{d} + kAx . \quad (3.22)$$

A equação do movimento oscilatório para as paredes dos domínios pode então ser escrita por:

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} = -F_w + \gamma \frac{dx}{dt}, \quad (3.23)$$

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} = 2h \frac{M_S}{d} - kAx + \gamma \frac{dx}{dt}, \quad (3.24)$$

onde m é a massa da parede por unidade volume, $\gamma \frac{dx}{dt}$ é a força de arraste da parede de domínio introduzida fenomenologicamente. Se o campo transversal alternado é $h_{ac} = h_{ac} e^{-i\omega t}$, e a massa da parede for desprezada, a Equação 3.24 resulta em:

$$\frac{dx}{dt} - \frac{kA}{\gamma} x = -2h_{ac} \frac{M_S}{d\gamma}, \quad (3.25)$$

$$\frac{dx}{dt} - \frac{kA}{\gamma} x = -2 \frac{M_S}{d\gamma} h_{ac} e^{-i\omega t}. \quad (3.26)$$

Resolvendo a Equação 3.26, encontra-se uma expressão de x em função da frequência angular da corrente ($\omega = 2\pi f$).

$$x(t) = \frac{2M_S/d}{kA - i\omega\gamma} h_{ac} e^{-i\omega t}. \quad (3.27)$$

Finalmente, substituindo a Equação 3.27 na Equação 3.20,

$$\chi_T = \frac{M_S}{h_{ac}} \left[\frac{1}{2} (\cos \phi_1 - \cos \phi_2) + \frac{2M_S/d}{kA + i\omega\gamma} h_{ac} e^{-i\omega t} (\cos \phi_1 + \cos \phi_2) \right].$$

Para a condição $H \ll H_A$, de modo que $\phi_1 \simeq \phi_2 \ll 90^\circ$, chega-se à seguinte expressão para a susceptibilidade transversal :

$$\chi_T = \frac{4M_S^2/kAd^2}{1 + i\omega(\gamma/kA)} e^{-i\omega t}.$$

Fazendo $t = 0$, temos

$$\chi_T = \frac{4M_S^2/kAd^2}{1 + i\omega(\gamma/kA)} = \frac{\chi_0}{1 - i\omega\tau}, \quad (3.28)$$

em que $\chi_0 = 4M_S^2/kAd^2$ é a susceptibilidade estática e $\tau = \gamma/kA$ e o tempo de relaxação. E a permeabilidade transversal está relacionada à susceptibilidade transversal, pela equação

$$\mu_T = 1 + 4\pi\chi_T, \quad (3.29)$$

de modo que:

$$\mu_T = \frac{1 + \omega^2\tau^2 + 4\pi\chi_0}{1 + \omega^2\tau^2} - i \frac{4\pi\chi_0\omega\tau}{1 + \omega^2\tau^2}. \quad (3.30)$$

Substituindo a Equação 3.30 na Equação 3.3, a magnitude da impedância torna-se:

$$Z = \frac{L}{2lc} \left(\frac{4\pi\rho\omega}{1 + \omega^2\tau^2} \right)^{1/2} \left[\left(1 + \omega^2\tau^2 + 4\pi\chi_0 \right)^2 + \left(4\pi\chi_0\omega\tau \right)^2 \right]^{1/4}. \quad (3.31)$$

As Figuras 3.20 e 3.21 mostram a concordância entre o modelo aqui apresentado e os dados experimentais obtidos para fitas amorfas de $\text{Co}_{70,4}\text{Fe}_{4,6}\text{Si}_{15}\text{B}_{10}$, o qual, de acordo com o que foi comentado anteriormente, representa bem o comportamento da GMI em regiões de campos baixos e de frequências intermediárias. A Figura 3.20 compara a curva experimental da GMI em função do campo, (a), com a curva teórica do quadrado da magnetização em função do campo (b), para uma corrente alternada de 10mA ($h_{ac}/H_A = 0,02$) e uma permeabilidade inicial $\chi_0 = 0.05$.

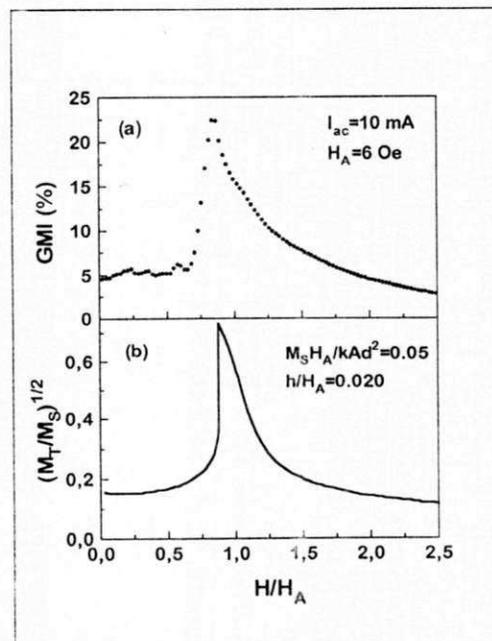


Figura 3.20 - Comparação entre razão da magnetoimpedância gigante medida na Ref. [44] em $\text{Co}_{70,4}\text{Fe}_{4,6}\text{Si}_{15}\text{B}_{10}$, e a impedância relativa calculada usando o modelo teórico [39].

A Figura 3.21 mostra os dados experimentais e a curva teórica da GMI em função da frequência para fitas amorfas de $\text{Co}_{70,4}\text{Fe}_{4,6}\text{Si}_{15}\text{B}_{10}$. A curva teórica foi feita usando a Equação 3.30 para $\chi_0 = 10^5$ e $\tau = 10^{-8}\text{s}$, mostrando que o modelo também explica muito bem, a dependência da magnetoimpedância gigante com a frequência da corrente alternada aplicada.

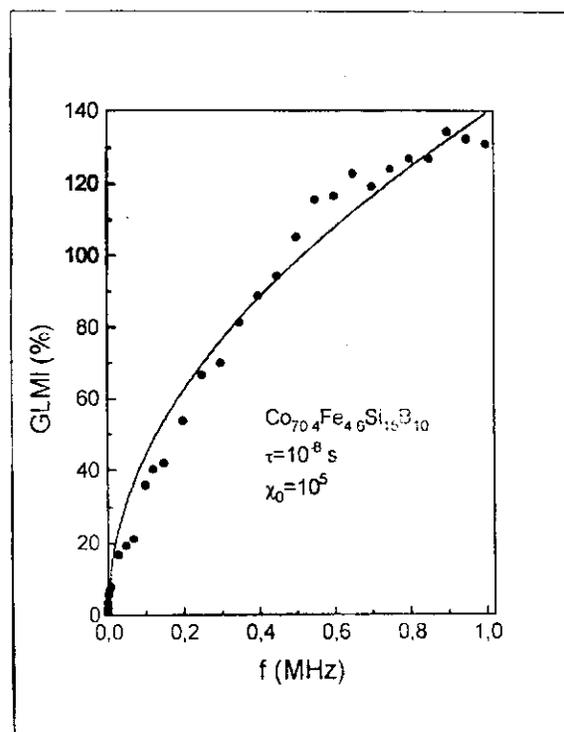


Figura 3.21- Comparação entre a curva teórica e os dados experimentais da GMI em função da frequência da corrente aplicada [39].

3.4.2 Efeito da espessura e da ressonância ferromagnética

O modelo teórico [39] que resultou das análises do comportamento da dinâmica das paredes dos domínios e de sua relação com a impedância de superfície da fita, é caracterizado pelo tempo de relaxação τ e pela dependência da permeabilidade transversal μ_T com o campo magnético H . Sua aplicação é limitada, pois ele descreve bem apenas o comportamento da GMI em regiões de campos baixos e de frequências intermediárias, ou seja em regiões onde $\omega\tau \leq 1$, que para resultados experimentais na liga $\text{Co}_{70,4}\text{Fe}_{4,6}\text{Si}_{15}\text{B}_{10}$ corresponde a $f \leq 1\text{MHz}$.

Além do mais, o modelo admite que a profundidade de penetração da corrente é muito menor que espessura da amostra de fita. Esta condição, faz este modelo também inadequado para descrever a GMI em regiões de muito baixas frequências ($\omega \rightarrow 0$).

Nas regiões de frequências muito baixas, o valor da profundidade de penetração da corrente (δ) pode ser muito maior que a espessura da amostra (ε), como mostra a Figura 3.22.

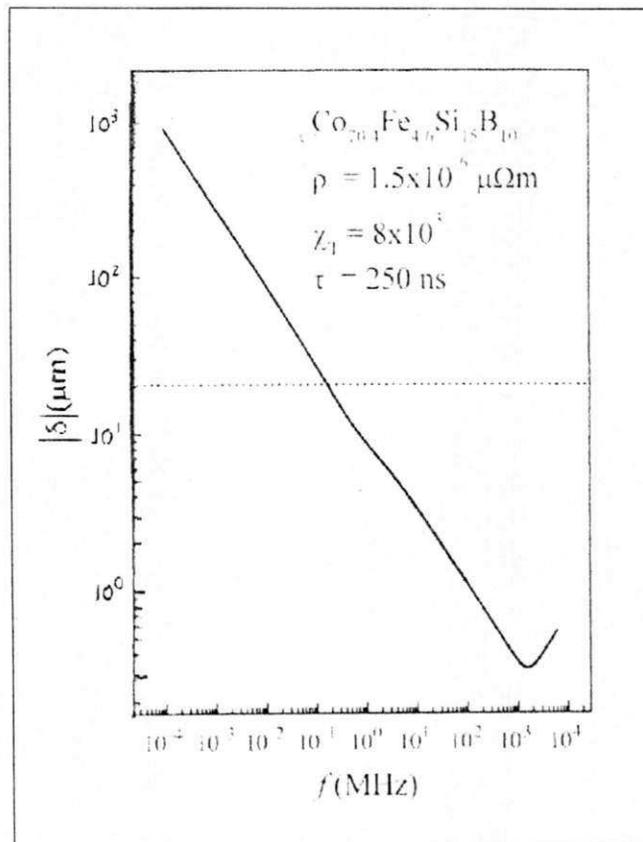


Figura 3.22 - A magnitude da profundidade de penetração da corrente (δ) em função da frequência (f), calculada para um valor de campo que corresponde ao valor de máximo da GMI. A linha pontilhada representa o valor da metade da espessura da amostra (ε). Note que para 80 kHz o δ já é maior que $\varepsilon/2$. [40]

Quando f tende a zero, o valor calculado usando a Equação 3.3, fornece uma magnitude para a impedância de superfície (Z) muito menor que os obtidos nos resultados experimentais. Além do mais, segundo Machado e Rezende [40], 2δ não pode ser substituído por ε , pois nestas condições obter-se-ia uma magnitude para Z , $\sqrt{2}$ vezes maior que o valor medido aplicando na fita uma corrente elétrica contínua. Para corrigir esta distorção, foi

proposta uma nova expressão para a impedância de superfície, que pode ser aplicada também em situações em que o δ também seja grande:

$$Z_{\text{supr}} = (1 - i) \frac{\rho L}{2\omega\delta} \frac{1}{\left[1 - \exp\left(\frac{-(1-i)\varepsilon}{2\delta}\right) \right]} \quad (3.32)$$

Esta equação substitui a Equação 3.3, já que a partir dela, pode-se obter a expressão anterior válida para $\delta \ll \varepsilon$, e o valor correto para a resistividade elétrica no limite em que $\omega \rightarrow$

Depois do que já foi discutido neste trabalho, pode-se afirmar que a base para a criação de um modelo teórico que descreva a GMI de fitas ferromagnéticas, está no cálculo da permeabilidade magnética transversal. Como essa propriedade é extremamente sensível ao estado magnético da amostra, é impossível aplicar o primeiro modelo em situações em que a frequência e campo magnético (H) são altos. Isso porque, nessas condições, não há movimento das paredes dos domínios, ou seja, as paredes não conseguem oscilar na mesma frequência da corrente, ficando estáticas. Daí, se faz necessário introduzir outros mecanismos para explicar a dependência do efeito GMI com a frequência.

Foi à luz destas observações, que os autores do modelo [40], desenvolveram uma nova teoria para explicar a GMI em regiões de alta frequência. Esta teoria considera a ressonância ferromagnética dos momentos magnéticos na presença dos campos H e h_{ac} , e deu origem a uma nova expressão para permeabilidade transversal das fitas, a qual é mostrada na Equação 3.33. Como se pode observar, a equação é composta por dois termos dependente da frequência: o primeiro leva em conta a contribuição do movimento das paredes de domínios, que é caracterizado pelos parâmetros τ e χ_T ; o segundo termo que é associado a ressonância ferromagnética dos momentos, e é descrito pela largura da ressonância ΔH e pelos parâmetros do material.

$$\mu_T = \mu_0 \left(1 + \frac{4\pi\chi_T}{1 - i\omega\tau} - \frac{(\gamma\mu_0)^2 4\pi M_S \left(H + M_S + i\frac{\Delta H}{2} \right)}{(\gamma\mu_0)^2 \left(H + M_S + i\frac{\Delta H}{2} \right) \left(H + i\frac{\Delta H}{2} \right) - \omega^2} \right), \quad (3.33)$$

sendo μ_0 a permeabilidade no vácuo, γ o fator giromagnético, τ o tempo de relaxação, ω frequência angular da corrente, H o campo magnético externo aplicado, ΔH é a largura de linha da ressonância e M_S a magnetização de saturação.

A Figura 3.23 mostra as curvas teórica e experimental da impedância de superfície em função da frequência.

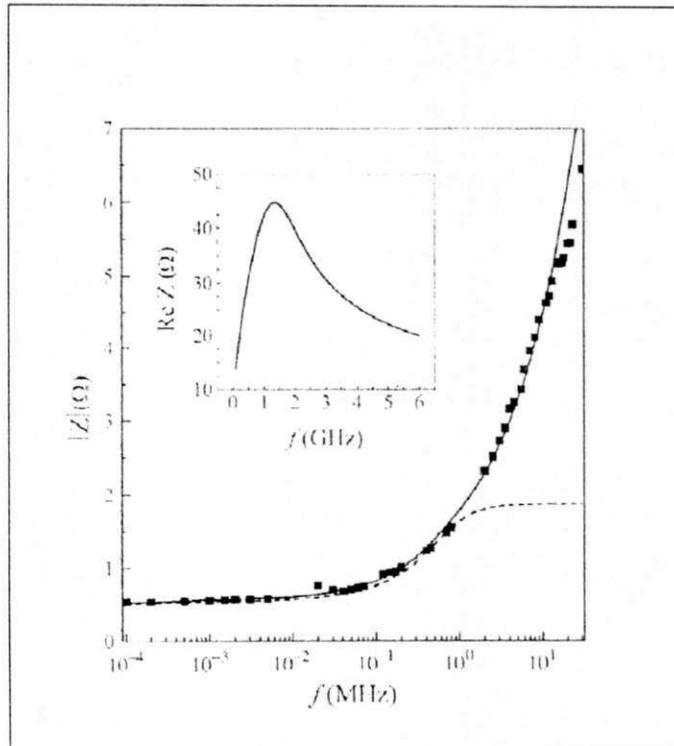


Figura 3.23 - Impedância de superfície em função da frequência, para $I_{ac} = 10 \text{ mA}$ e $H = 440 \text{ A/m}$ (quadrados). A linha sólida é o ajuste teórico proposto na Ref.[40], para $\tau = 250 \text{ ns}$, $\chi_T = 3,2 \times 10^2$ e $\Delta H = 5,5 \times 10^3 \text{ A/m} \approx 69 \text{ G}$. A linha pontilhada representa a contribuição da dinâmica das paredes dos domínios. A figura menor mostra a curva da parte real da impedância de superfície em função da frequência, calculada na faixa de frequência que inclui a ressonância ferromagnética [40].

Na figura 3.23, as medidas experimentais, expressas por pontos quadrados, foram obtidas para $I_{ac} = 10 \text{ mA}$ e $H = 440 \text{ A/m} = 5,5 \text{ G}$. Este valor de H foi escolhido, porque para a amplitude de corrente utilizada representa o valor médio de campo no qual a GMI atinge seu valor máximo, independente da frequência medida, veja Figura 3.24.

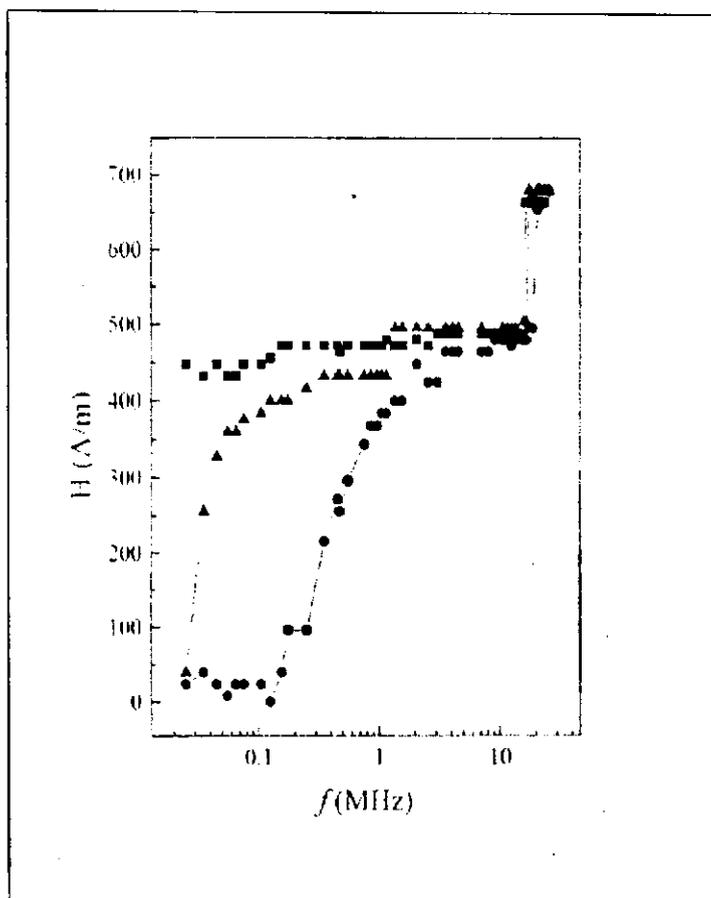


Figura 3.24 - Valores do campos H , para o quais o máximo no espectro da GMI acontece, em função da frequência, para diferentes amplitudes de correntes: $I_{ac} = 10\text{mA}$ (quadrados), $I_{ac} = 15\text{mA}$ (triângulos), $I_{ac} = 71\text{mA}$ (círculos). As linhas sólida são guias para os olhos [40].

A curva teórica, descrita pela linha sólida, resultou das Equações 3.32 e 3.33, com τ , χ_T e ΔH com parâmetros de ajustes. Os primeiros dois parâmetros estão relacionados ao regime de baixas frequências, enquanto o ultimo à ressonância dos momentos magnéticos em altas frequências. O valor para o tempo de relaxação valor de $\tau = 250\text{ns}$, corresponde à frequência de corte $f = 0.64\text{MHz}$ na contribuição das paredes dos domínios sobre a permeabilidade transversal. Este valor é típico para materiais ferromagnéticos moles com magnetostricção nula. A susceptibilidade magnética estática μ_T , é o parâmetro que determina a dependência de Z com I_{ac} e com H . O terceiro e ultimo parâmetro, ΔH , é obtido através do ajuste do modelo com os dados experimentais da GMI no regime de altas frequências. Entretanto, este ajuste deve ser feito de forma muito criteriosa, mediante uma cuidadosa

análise dos dados, já que as condições de ressonância dependem do valor de H . Na Figura 3.23, o desvio da curva teórica dos dados experimentais para frequências acima de 15MHz , é devido ao fato de que, para estes valores de f , o máximo da GMI ocorre para diferentes valores de H , como mostra a Figura 3.24.

A linha pontilhada da Figura 3.23 representa a contribuição da dinâmica das paredes de domínios e coincide com a linha cheia da curva teórica para $f \lesssim 1\text{MHz}$, região de frequência para qual a dinâmica das paredes é o fator determinante da GMI. Esta contribuição é descrita no primeiro termo da Equação 3.33, que é igual a Equação 3.30.

E finalmente, a figura menor, inserida na lado esquerdo da Figura 3.23, é uma curva teórica da parte real da impedância em função da frequência, para valores de f bem acima dos medidos experimentalmente. Através desta curva pode-se prever o comportamento da GMI para frequências bem mais altas, da ordem de GHz e acima.

Segundo os autores [39,40], a maior dificuldade em ajustar os modelos teóricos aos dados experimentais da magnetoimpedância, está no fato de que os resultados experimentais dependem de uma série de fatores associados as condições de preparação da amostra, tais como: tipo de tratamento térmico, variação da espessura, condições de resfriamento durante a tempera etc. Além do mais, a forma como a corrente se distribui na amostra e como os momentos magnéticos reagem ao campo aplicado, na realidade não corresponde exatamente aos usados no modelo. No entanto, para eles, é possível descrever muitas características da magnetoimpedância utilizando um modelo que relacione este efeito à impedância de superfície da fita, a qual é basicamente determinada pela profundidade de penetração da corrente.

Capítulo 4

Efeito Hall

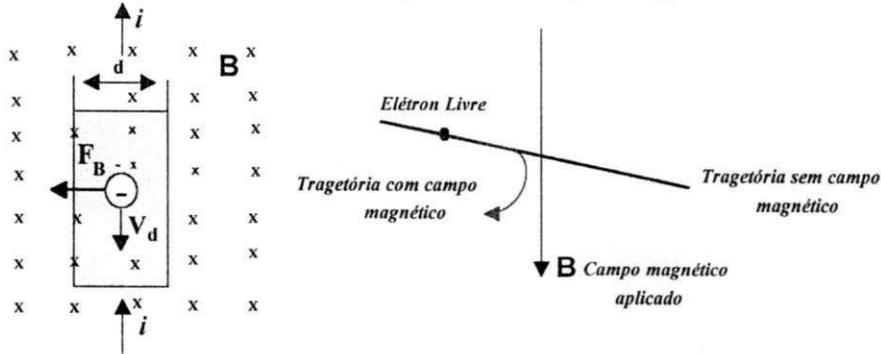
4.1 Definição do efeito Hall

Quando um material condutor ou semicondutor, atravessado por uma corrente, é submetido a um campo magnético aplicado na direção transversal à velocidade de deriva de seus portadores de cargas, há uma deflexão desses portadores em direção a um dos lados da amostra do material, veja a Figura 4.1 (a). A deflexão, que é o resultado da presença de uma força magnética, provoca um acúmulo de cargas com sinais opostos em ambos lados da amostra. As cargas, acumuladas nas laterais da amostra, criam um campo elétrico transversal à direção da corrente aplicada, como pode ser visto na Figura 4.1 (b). Esse campo elétrico gera uma força elétrica que contraria a força magnética e tenta impedir que mais portadores de cargas sejam desviados e acumulados nas laterais do condutor. A migração de cargas cessa, quando as forças elétrica e magnética entram em equilíbrio, fazendo com que os portadores movam-se novamente na direção da corrente elétrica aplicada, como mostra a Figura 4.1 (c).

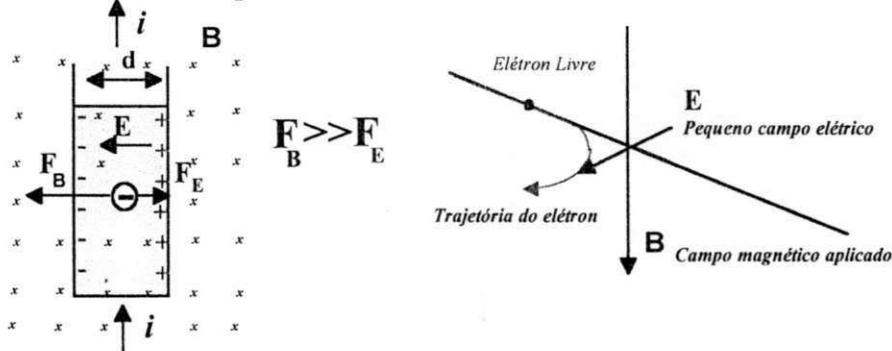
O aparecimento deste campo elétrico transversal é conhecido como efeito Hall e a medição da tensão gerada por ele pode ser usada para obter informações importantes sobre o movimento dos portadores de cargas dentro de um material. O sinal da tensão Hall permite-nos determinar o sinal dos portadores majoritários de cargas [68]. A sua amplitude pode ser útil na medição de campos magnéticos e na determinação do número de portadores por unidade de volume, existentes numa dada amostra de material [69].

É por estas razões, que o efeito Hall, ainda hoje, é considerado uma das mais importantes técnicas utilizadas na investigação das propriedades de transporte dos materiais, além de ter interessantes aplicações práticas, principalmente na construção de sensores de campo magnético [70].

(a) Situação imediatamente depois do campo magnético ter sido ligado



(b) Situação em que o campo elétrico transversal é criado



(c) Situação de equilíbrio

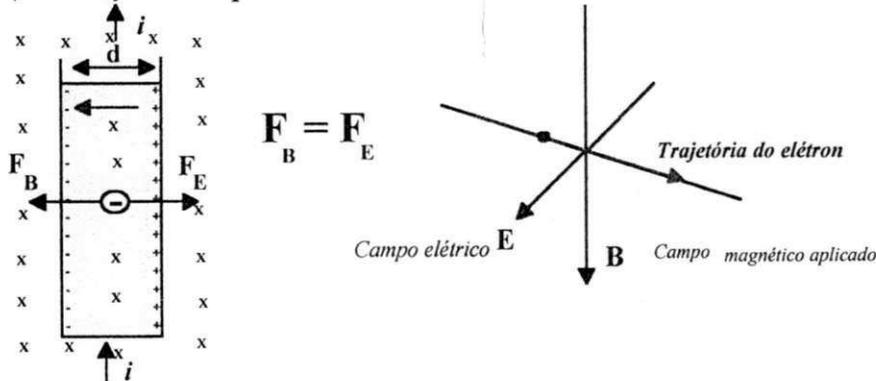


Figura 4.1- Uma tira de metal imersa num campo magnético B , transportando uma corrente i . Sendo: v_d é a velocidade de deriva do elétron, F_B é a força magnética que age sobre o elétron devida ao campo magnético aplicado, F_E é a força elétrica que age sobre o elétron em decorrência do surgimento de um campo elétrico transversal ao comprimento da amostra, d é a distância entre as extremidades laterais da tira.

4.2 Resistividade e coeficiente Hall

Os efeitos de magnetoresistência e Hall são uns dos mais conhecidos efeitos galvanomagnéticos, e por isso, são freqüentemente utilizados no estudos das propriedades de transporte dos materiais. Eles são medidos através de técnicas extremamente parecidas, que fazem a leitura da tensão produzida pelo campo elétrico, quando a amostra percorrida por uma corrente é também submetidas a um campo magnético. A Figura 4.2 mostra amostras de materiais submetidas a diferentes arranjos de campo magnético e corrente. Note que os contatos elétricos de tensão são colocados em pontos estratégicos, definidos pelas letras *A* e *B*. A posição desses contatos é tal que, a componente E_d do campo elétrico possa ser determinada ao longo da direção *d*, localizada no plano *xy*, como mostra a Figura 4.2 (a).

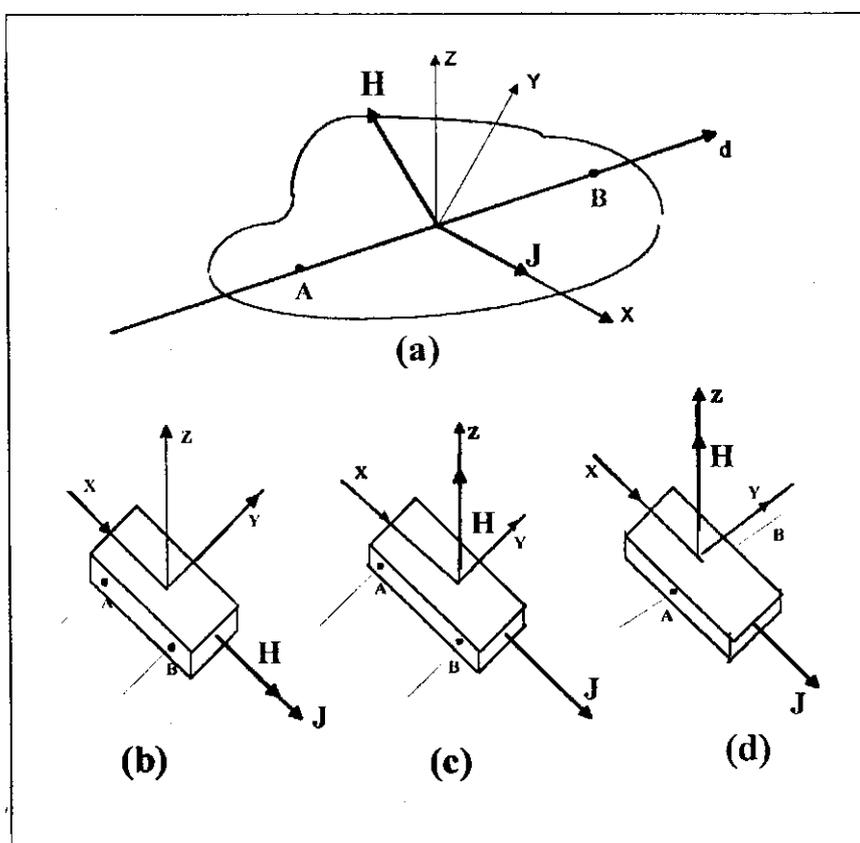


Figura 4.2 - Ilustração do arranjo do campo externo aplicado para uma definição formal dos coeficientes galvanométricos: (a) é o caso geral, (b) é a magnetoresistência longitudinal, (c) é a magnetoresistência transversal, (d) é o efeito Hall [69].

Se d é colocado colinear a x , e o campo H pode ser girado no plano xy , a magnetoresistência pode ser definida como sendo

$$\frac{\Delta\rho}{\rho(0)} = \frac{\rho(H) - \rho(0)}{\rho(0)}. \quad (4.1)$$

$\rho(H)$ é a resistividade elétrica com o campo aplicado H , dada por $\rho = E_d/J$, sendo: E_d o campo elétrico e J a densidade de corrente.

Experimentalmente, é conveniente distinguir entre dois casos

1. H paralelo ao eixo x , Figura 4.2 (b). A equação define a magnetoresistência longitudinal.
2. H paralelo ao eixo z , Figura 4.2 (c). A equação define a magnetoresistência transversal.

Para definir o efeito Hall, d é colocado perpendicular ao eixo x e H paralelo ao eixo z , Figura 4.2 (d). Nessa situação, em geral, há um campo elétrico transversal E_d o qual aparece ao longo da direção d e que caracteriza o efeito Hall. Este campo, mais conhecido como campo Hall E_H , na situação de equilíbrio que foi mostrada na Figura 4.1 (c), pode ser escrito como:

$$E_H = R JH, \quad (4.2)$$

onde R é o coeficiente Hall e J a densidade de corrente.

Dividindo o campo Hall pela densidade de corrente longitudinal, obtém-se a resistividade Hall:

$$\rho_H = \frac{E_H}{J_x} = RH. \quad (4.3)$$

Como a resistividade é uma propriedade extremamente dependente da anisotropia do material, é mais conveniente escrevê-la usando a notação tensorial

$$\rho = \begin{bmatrix} \rho_{XX} & \rho_{XY} & \rho_{XZ} \\ \rho_{YX} & \rho_{YY} & \rho_{YZ} \\ \rho_{ZX} & \rho_{ZY} & \rho_{ZZ} \end{bmatrix} \quad (4.4)$$

Deste modo, as propriedades galvanométricas, aqui discutidas, pode ser rescritas da seguinte forma:

a) Magnetoresistência transversal

$$\frac{\Delta\rho}{\rho(0)} = \frac{\rho_{xx}(H) - \rho_{xx}(0)}{\rho_{xx}(0)}. \quad (4.5)$$

b) Magnetoresistência longitudinal

$$\frac{\Delta\rho}{\rho(0)} = \frac{\rho_{zz}(H) - \rho_{zz}(0)}{\rho_{zz}(0)}. \quad (4.6)$$

c) Coeficiente Hall

$$R = \frac{\rho_{yx}(H) + \rho_{xy}(-H)}{2H}. \quad (4.7)$$

4.3 O Efeito Hall em metais magnéticos

O efeito Hall em metais magnéticos exhibe alguns fatores incomuns em decorrência dos efeitos da magnetização do material. Devido a forma da Força de Lorentz,

$$\vec{F} = q(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}), \quad (4.8)$$

é esperado que, para baixos campos, o campo Hall observado varie linearmente com o vetor indução magnética B , através da expressão

$$E_H = RJB. \quad (4.9)$$

A inclinação dessa curva pode ser caracterizada pela equação

$$R(B) = J^{-1} \left(\frac{\partial E_B}{\partial B} \right), \quad (4.10)$$

onde R é o coeficiente Hall.

Entretanto, o comportamento observado para um material metálico magnético é muito diferente e pode ser mostrado fazendo a curva da resistividade Hall (ρ_H) em função de B , Figura 4.3. A resistividade Hall é definida como a razão entre o campo elétrico Hall e a densidade longitudinal de corrente. Observando a Figura 4.3, verifica-se que a curva apresenta duas regiões onde há um crescimento linear de ρ_H com B , porém em taxas diferentes. Isso significa, que o efeito Hall nesses materiais não se manifesta apenas pela aplicação da força de Lorentz sobre os elétrons, ele é o resultado de duas contribuições diferentes: A primeira, cujo comportamento já é esperado, está associada a força de Lorentz. A segunda contribuição é consequência da magnetização do material. A curva mostrada na Figura 4.3 foi empiricamente ajustada pela expressão

$$\rho_H = R_0 B + 4\pi R_S M, \quad (4.11)$$

onde R_0 é chamado de coeficiente Hall ordinário, R_S é o coeficiente Hall espontâneo e M é a magnetização espontânea. O primeiro termo, do lado direito da equação, leva em conta o efeito Hall ordinário proveniente da influência da força de Lorentz e é caracterizado por R_0 . O segundo termo é uma contribuição característica dos materiais magnéticos e pode estar presente num domínio ferromagnético, mesmo quando não haja uma indução magnética aplicada. Por isso, é considerada uma contribuição espontânea e é caracterizada pela constante R_S , que no estado ferromagnético é fortemente dependente da temperatura [69].

A bibliografia tem trazidos algumas diferenças na nomenclatura usada por diferentes autores. A quantidade $4\pi(R_0 + R_S)$ é frequentemente chamada de coeficiente Hall extraordinário e é designada por R_1 . Seu uso implica na utilização de uma outra relação empírica alternativa para a resistividade Hall,

$$\rho_H = R_0 H_{int} + R_1 M, \quad (4.12)$$

em que, H_{int} é o campo magnético interno da amostra e $B = H_{int} + 4\pi M$. H_{int} é a diferença entre o campo magnético externo aplicado e o campo de desmagnetização, o qual depende da geometria da amostra. A Figura 4.3 mostra a diferença de significado entre os coeficientes R_S e R_1 , empregados na descrição o efeito Hall.

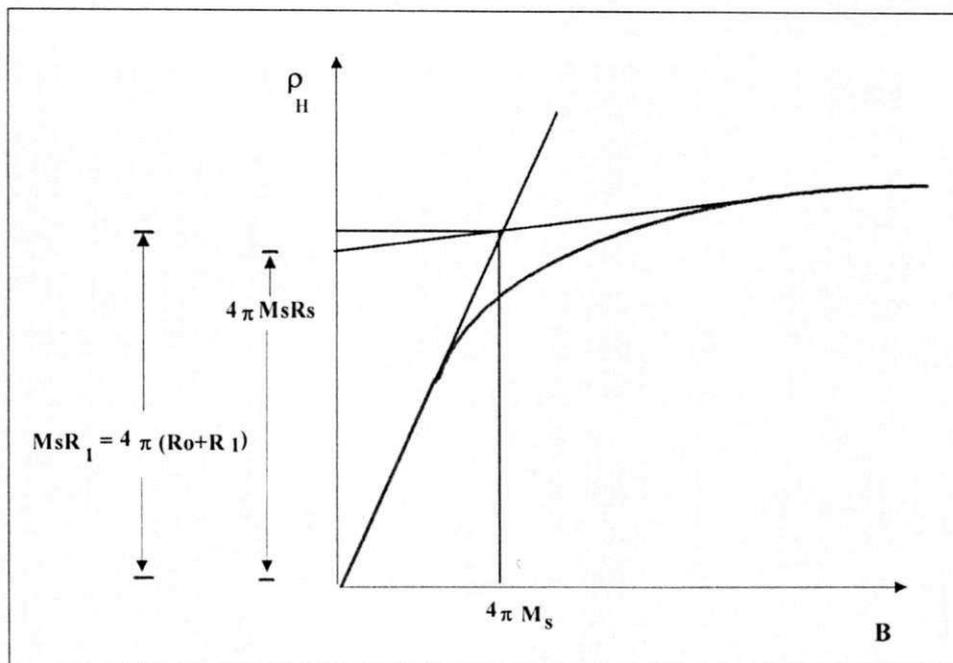


Figura 4.3 - Comportamento da resistividade Hall (ρ_H) em função da indução magnética B em um material que apresenta uma magnetização apreciável [69].

4.4 Medidas de efeito Hall

Os principais métodos experimentais para medir o efeito Hall em metais, podem ser divididos em dois grande grupos: aqueles que usam e os que não usam contatos elétricos na amostra durante o experimento. Os métodos mais comumente empregados utilizam contatos elétricos e podem ser subdividido em dois grupos, de acordo com o tipo de contato: métodos alternados e métodos contínuos.

Metodologias especiais foram desenvolvidas para medir o efeito Hall em situações bastante peculiares, tais como: em alta pressão, em amostras líquidas, e em supercondutores. Técnicas experimentais menos conhecidas, também têm sido adotadas para medidas em amostras com geometria bizarra e para medidas em baixas temperaturas [69].

4.4.1 Fontes de erro nas medidas de efeito Hall

Grosseiramente falando, o efeito Hall em um material é inversamente proporcional à densidade de corrente, de modo que, para um metal, o efeito é relativamente pequeno, gerando tensão da ordem de alguns microvolts de magnitude. Isso exige a utilização de equipamentos bastante sensíveis durante a medição.

A determinação do valor absoluto do coeficiente Hall requer que as dimensões da amostra sejam bem conhecidas. Um erro inerente nestas dimensões pode acarretar flutuações no valor da tensão Hall de alguns nanovolts. Para minimizar este erro é experimentalmente interessante tomar as medidas da tensão Hall em valores relativos, deixando a exatidão do resultado final limitada apenas pela resolução dos equipamentos de medição.

Além dos erros sistemático que envolvem a calibração e o desempenho dos aparelhos de medição, existem outras fontes de erros as quais são particularmente relevantes nas medidas de efeito Hall. Eles podem ser divididos basicamente em três tipos de erros:

1. Erros sistemáticos, devido aos efeitos termoelétricos.
2. Erros sistemáticos, devido à forma geométrica da amostra.
3. Erros sistemáticos, devido à falta de homogeneidade do campo magnético aplicado.

Os erros decorrentes dos efeitos termoelétricos acontecem quando um gradiente de temperatura, estabelecido na direção transversal da amostra, cria uma tensão termoelétrica que pode se somar à tensão Hall. Esse gradiente de temperatura é criado por um fluxo de calor longitudinal, que atravessa a amostra e tem origem no efeito Joule da corrente. Para minimizar esta fonte de erro, os contatos elétricos devem ser os mais finos possíveis e as medidas tomadas, preferencialmente, sob atmosferas especiais de Hélio puro. As medidas de efeito Hall em corrente contínua são mais sensíveis a este tipo de erro, do que as medidas obtidas com a utilização corrente alternada.

A segunda fonte de erros sistemáticos, apresentada acima, tem origem na má distribuição da corrente sobre a amostra, em decorrência da alta resistência dos contatos de corrente em relação a resistência da amostra. A solução, para amostras de qualquer geometria, é fazer a relação comprimento/largura da amostra atingir um valor maior que cinco e desenvolver um arranjo experimental que diminua a área dos contatos elétricos [69].

Os erros sistemáticos devidos à falta de homogeneidade do campo magnético aplicado, é a fonte de erros mais facilmente eliminada, bastando para isso posicionar corretamente a amostra dentro do campo magnético. A amostra deve ser colocada, numa posição tal que, o campo não varie em direção e nem em intensidade.

As medidas de Efeito Hall, sobre campos magnéticos variantes, apresentam problemas especiais associados às tensões espúrias, as quais aparecem durante as medições e podem ser erroneamente interpretadas como parte da tensão Hall. Estas fontes de erro podem ser divididas em duas categorias: aquelas devidas à presença de desalinhamentos nos contatos de tensão e aquelas decorrentes de vibrações mecânicas da amostra ou de algum componente na vizinhança dela.

Em um sistema usando uma corrente primária alternada, com um campo magnético constante, a tensão de desalinhamento é uma componente da tensão medida entre os contatos Hall, pontos A e B da Figura 4.2 (d). Um desalinhamento muito largo, provocará um aumento tão grande na tensão medida, que pode saturar o amplificador conectado ao circuito de medição. Assim, para se obter uma boa medição, é necessário minimizar o desalinhamento efetivo, através da utilização de um arranjo experimental mais adequado ou por meio de uma tensão de neutralização com fase ajustável.

Vibrações parasitas da amostra ou de componentes vizinhos, aumentam as tensões espúrias e são uma das fontes de erros mais características das medidas sob corrente alternada. No entanto, a solução deste problema é relativamente simples; basta que o arranjo experimental seja construído de forma suficientemente rígida para suportar as oscilações provocadas pela corrente.

Capítulo 5

Métodos e Técnicas Experimentais

5.1 Técnicas experimentais

Esta seção aborda os métodos e as técnicas experimentais empregados na obtenção dos resultados apresentados neste trabalho. Todas as medidas das propriedades, aqui estudadas, foram feitas utilizando equipamentos e instalações do Laboratório de Calorimetria e Propriedades de Transporte, do Departamento de Física da UFPE.

Basicamente, os efeitos medidos foram o Hall e a magnetoimpedância gigante nas direções longitudinal (GLMI) e transversal (GTMI) em fitas amorfas de $\text{Co}_{70,4}\text{Fe}_{4,6}\text{Si}_{15}\text{B}_{10}$. As condições das medidas variaram de acordo com os objetivos dos estudos efetuados.

Todas as amostras da liga amorfa $\text{Co}_{70,4}\text{Fe}_{4,6}\text{Si}_{15}\text{B}_{10}$ usadas nas investigações desse trabalho, foram obtidas por meio da técnica "*melt-spinning*", no Instituto de Física da USP, pela equipe coordenada pelo Dr. F. P. Missell.

5.1.1 Sistema para medidas da magnetoimpedância

As medidas de magnetoimpedância foram feitas usando o método das quatro pontas, cuja técnica consiste em colocar quatro contatos elétricos ao longo do comprimento da amostra; dois para passagem da corrente e dois para a tensão. A fixação destes contatos foi feita com tinta prata e em cada lado da amostra foi colocado um fio para condução de corrente e outro para tensão, como mostra a Figura 5.1. Essa técnica tem a vantagem de reduzir os efeitos da resistência dos contatos, permitindo que a queda de tensão entre eles seja a mínima possível. Outro procedimento

adicional, tomado para auxiliar a diminuição dessa resistência, foi a limpeza sistemática das amostras com uma solução de ácido nítrico. Dessa forma, a resistência dos contatos não ultrapassou $1,5\Omega$ mesmo para medidas que exigiram fios com comprimentos mais longos.

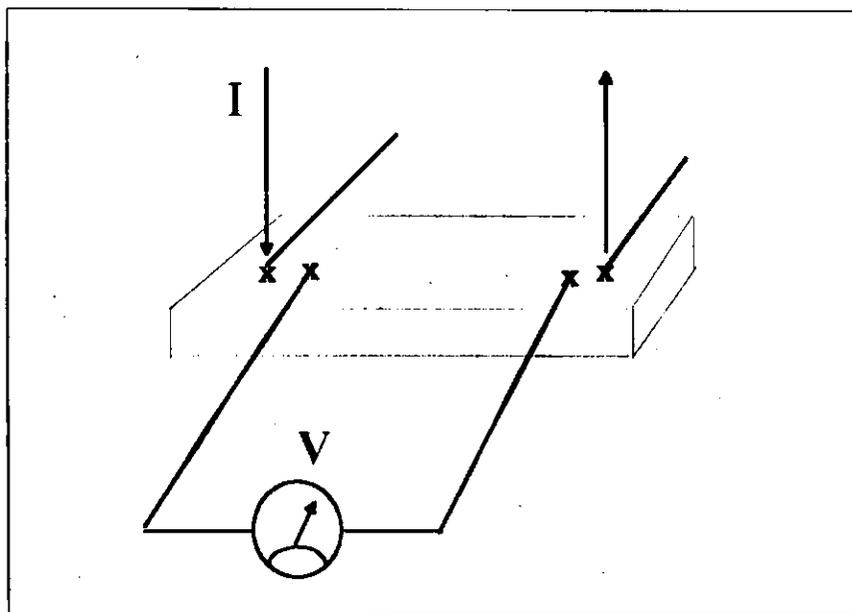


Figura 5.1- Esquema que mostra como são colocados os contatos de corrente e tensão numa amostra de fita.

A corrente alternada empregada nas medidas, foi obtida a partir de um gerador de tensão alternada do tipo HP MOD.4204A, colocado em série com um resistor de 580Ω . Um amplificador "lock-in" do tipo EG&G-PAR, modelo 5210, foi usado para ler a tensão sobre a amostra. O "lock-in" foi ajustado para permitir a leitura simultânea da magnitude da tensão e de sua fase em relação à corrente aplicada. O valor da impedância foi obtido dividindo a tensão alternada, lida através do "lock-in", pela corrente alternada que atravessa a amostra. Os valores da amplitude e da frequência da corrente foram, em cada medida, previamente definidos e ajustados no gerador de sinais.

O campo magnético externo, aplicado sobre amostra durante as medidas de magnetoimpedância na direção longitudinal, foi criado por um par de Bobinas de Helmholtz. As

bobinas foram posicionadas de forma a eliminar o efeito do campo magnético da Terra. Para as medidas de magnetoimpedância na direção transversal o campo magnético foi gerado por um eletro-ímã convencional, com capacidade para produzir campos de até $15kG$. Em ambos os tipos de medidas, uma fonte bipolar forneceu a corrente de alimentação dos eletro-ímãs e um gaussímetro fez a leitura do campo aplicado sobre as amostras de fita.

O processo de aquisição de dados foi feito via computador que, através de uma placa GPIB, comunicou-se simultaneamente com o "lock-in", com a fonte bipolar e com o gaussímetro. Usando um programa na linguagem "Asyst", o computador, em cada medida, informou à fonte bipolar o valor do campo que deveria ser gerado no eletro-ímã, recebeu do gaussímetro a leitura do valor do campo aplicado sobre a amostra e do "lock-in" o valor da leitura da tensão alternada criada sobre ela. Esse programa, além de gerenciar os equipamentos e coletar os dados, permitiu ao computador fazer os cálculos da impedância e desenhar na tela, em tempo real, a curva $GMI \times H$. Um esquema mostrando a disposição dos equipamentos utilizados nas medidas da GLMI e GTMI pode ser visto nas ilustrações (a) e (b) da Figura 5.2.

5.1.2 Sistema de medidas do efeito Hall

As medidas de efeito Hall foram feitas usando os mesmos equipamentos e metodologia empregados nas medidas da GTMI, Figura 5.2 (b). A configuração campo/corrente, aplicada sobre amostra durante a medição, também foi a mesma. A diferença experimental básica entre estes dois tipos de medidas, é que para o efeito Hall, a tensão lida é transversal à direção da corrente alternada aplicada, enquanto nas medidas da GTMI ela é paralela, como mostram as ilustrações (c) e (d) da Figura 4.2.

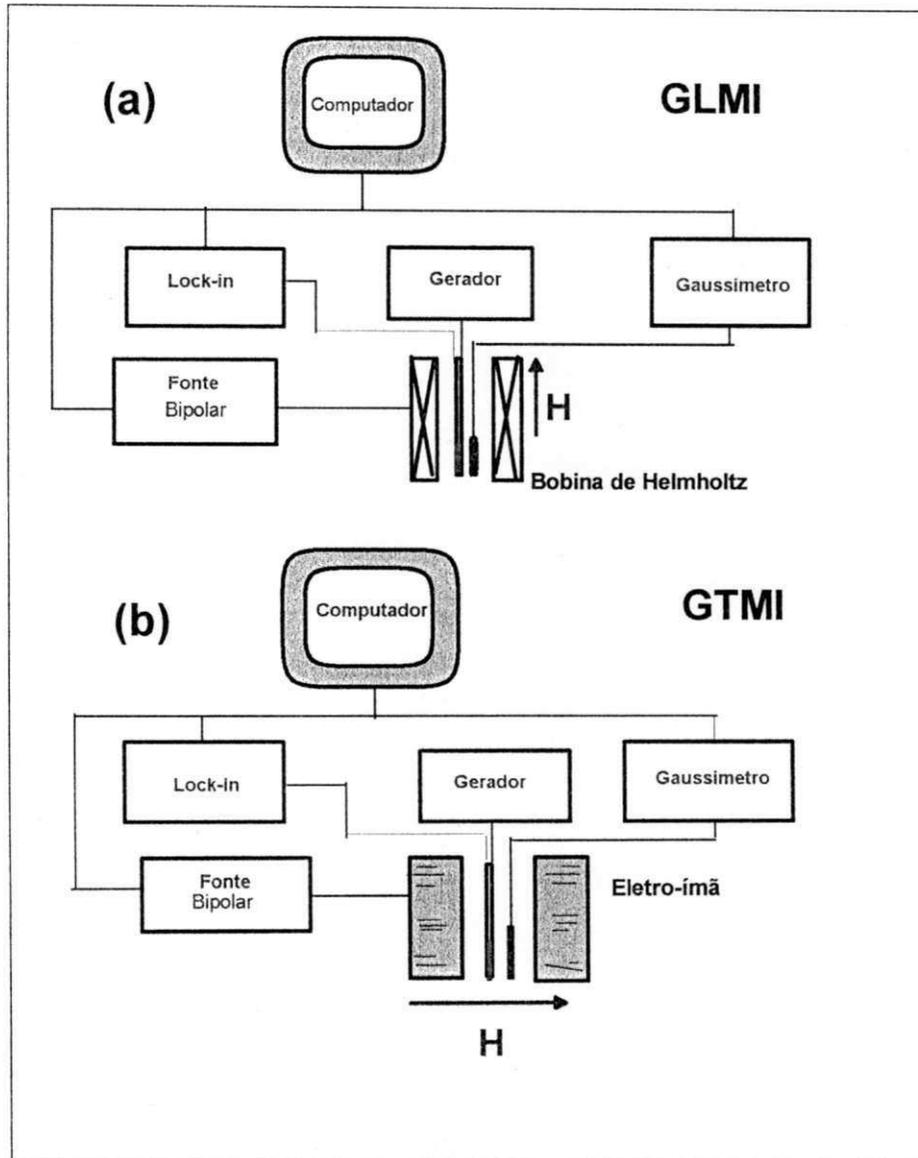


Figura 5.2 - Esquema mostrando o sistema usado para medir a magnetoimpedância longitudinal (a), e a magnetoimpedância transversal (b)

5.1.3 Sistema utilizado no tratamento térmico de recozimento

O tratamento térmico de recozimento foi feito usando um sistema composto por um forno resistivo comercial PAR, modelo 151, um controlador de temperatura da marca Oxford, modelo ITC4, um eletro-ímã alimentado por uma fonte bipolar e por uma fonte de corrente tipo HP MOD. 6274 B.

O forno construído de uma liga especial de aço inoxidável não magnética tem uma forma cilíndrica e é composto por duas câmaras: a interna onde a amostra foi colocada e a externa que tem a finalidade de isolar termicamente o sistema. As dimensões do forno são pequenas o que garante grandes variações de temperaturas em curto espaço de tempo, veja Figura 5.3 (b).

Inicialmente, depois de limpa, a amostra de fita foi coberta por folhas de mica e presa por meio de um suporte, na ponta de uma longa haste de aço inoxidável. Em seguida, o sistema haste/amostra foi introduzido no interior do forno numa posição predeterminada, de forma que, o campo magnético gerado pelo eletro-ímã fosse aplicado na direção perpendicular ao comprimento maior da amostra. O forno foi então vedado e uma bomba mecânica foi utilizada para realizar vácuo nas duas câmaras do forno. Logo após, a câmara interna foi preenchida com uma atmosfera de He para evitar a oxidação do forno e da amostra. O forno foi então acoplado ao controlador de temperatura e à fonte de corrente, sendo em seguida, inserido dentro do eletro-ímã a um campo de $2kG$. A leitura do campo magnético, aplicado sobre amostra, foi feita pelo gaussímetro que utiliza como detector de campo uma pequena ponta sensitiva do tipo Hall, a qual foi colocada dentro do eletro-ímã, numa posição paralela ao forno, bem próxima da amostra.

A leitura da temperatura no interior do forno foi feita por um controlador de temperatura tipo ITC4. O ITC4 é um equipamento inteligente, ou seja, se definida uma temperatura de referência, ele sozinho controla o envio e/ou retirada de potência para o forno, determinando a temperatura da amostra. No entanto, durante o tratamento térmico feito neste trabalho, a temperatura do forno foi controlada manualmente. A razão disto está na taxa de aquecimento necessária para que haja o recozimento efetivo da amostra. Quando a temperatura é controlada diretamente pelo ITC4, a taxa de aquecimento da amostra é muito lenta e para que o tratamento térmico da amostra seja bem feito, é necessário que o forno aqueça a uma taxa rápida, que dependendo das dimensões da amostra varia entre 10 a $20^{\circ}C/min$. Assim, para o tratamento

térmico de recozimento feito neste trabalho, a função do ITC4 foi de apenas medir e informar a temperatura da amostra durante todo o processo.

Deste modo, durante o processo de recozimento, a amostra de fita foi aquecida até uma temperatura de recozimento $T_{an} = 573K$ sob uma taxa de $10^0C/mir$, permanecendo nesta temperatura durante $15min$, sob um campo magnético constante de $2kOe$. O campo magnético permaneceu aplicado durante todo o processo de aquecimento e resfriamento da fita na direção perpendicular ao plano da amostra.

5.1.4 Sistema para medição da GMI em altas temperaturas

Nas medidas da GMI em altas temperaturas, utilizou-se o mesmo forno empregado no tratamento térmico de recozimento, o mesmo sistema utilizado para medir a magnetoimpedância na direção longitudinal à temperatura ambiente e o controlador de temperatura ITC4, conforme mostra a Figura 5.3 (a). No entanto, para estas medidas, a temperatura da amostra foi controlada diretamente pelo ITC4.

O primeiro procedimento tomado foi a montagem da amostra sobre a haste. Inicialmente, depois de limpa, a amostra foi colada sobre um pedaço de mica, o qual por sua vez já havia sido previamente fixado na ponta da haste. Em seguida, foram montados sobre a amostra os contatos de tensão e de corrente. Para fazer estes contatos foram empregados fios mais longos e com diâmetro bem maior que os utilizados nas medidas da GMI à temperatura ambiente. A razão deste procedimento é que, neste tipo de medida, a fiação dos contatos fica inteiramente confinada dentro do forno e precisa suportar os gradientes de temperatura impostos pelo processo. Minúsculos pingos de tinta de prata foram usados para soldar os fios de cobre sobre a amostra, tomando-se sempre o cuidado de evitar que a tinta colocada em cada contato escorresse, atingindo o contato vizinho. A amostra foi então recoberta com outra camada de mica e fixada à haste com a colocação do suporte de vedação. Logo em seguida, o sistema haste/amostra foi inserido dentro do forno, de modo que, o campo magnético gerado pelas bobinas de Helmholtz ficasse na direção paralela ao comprimento da amostra. O forno foi então vedado e o mesmo procedimento para realização de vácuo e troca de atmosfera, já explicados na seção 5.1.4, foi

repetido. Só depois, o forno foi conectado ao ITC4 e inserido dentro da bobina, para que o experimento pudesse ser iniciado.

Como já foi dito, exceto pela inclusão do ITC4, o sistema e a metodologia utilizados na medição da GLMI em altas temperaturas, foi o mesmo empregado nas medidas da GLMI à temperatura ambiente. A controle da temperatura foi feito diretamente pelo ITC4 que funcionou da seguinte maneira: a cada experimento, o ITC4 foi ajustado na temperatura desejada, a qual passou a ser a temperatura de referência interna do equipamento. Ao compará-la com a temperatura da câmara interna do forno, o ITC4 estabelecia o envio ou retirada de potência para forno, de modo que, depois de um certo tempo, o sistema estabilizava e o forno passava a ter a temperatura igual a da referência. Para conhecer a temperatura do forno, o controlador foi conectado a um termopar alojado na câmara interna do forno, onde a amostra foi colocada. E como essa câmara é pequena, pôde-se garantir que a temperatura lida na câmara é a mesma da amostra.

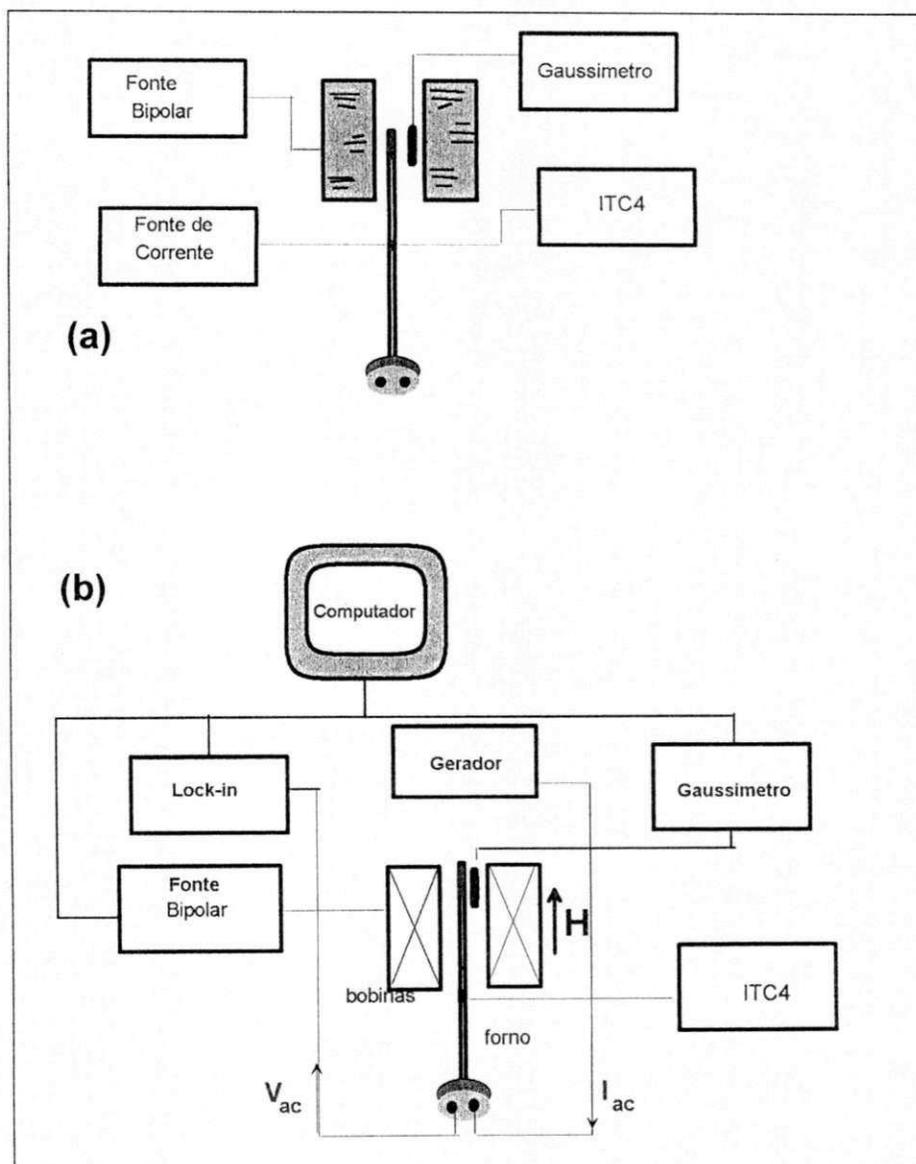


Figura 5.3 - Esquema mostrando o sistema usado para: (a) Fazer o tratamento térmico de recozimento da amostra de fita. (b) Fazer as medidas da GLMI em altas temperaturas.

Capítulo 6

Resultados Experimentais

6.1 Magnetoimpedância transversal gigante (GTMI)

Até o ano de 1996, todos os trabalhos publicados mostravam que a sensibilidade gigante da impedância de superfície com o campo, em alguns materiais magnéticos moles, acontecia apenas quando o campo magnético externo era aplicado na direção da maior dimensão da amostra, paralelo à corrente, e por isso chamada de magnetoimpedância longitudinal GLMI, Figura 6.1 (a). Uma outra configuração de campo e corrente foi testada para medir a GMI em fitas amorfas [36]. Nessa configuração o campo magnético foi aplicado na direção perpendicular à direção da corrente, mas no mesmo plano da amostra, Figura 6.1(b). O resultado da medida mostrou que, nestas condições, a impedância de superfície do material era muito pouco sensível às variações do campo magnético.

Foi nesse trabalho que surgiu a idéia de medir a magnetoimpedância em fitas amorfas de $\text{Co}_{70.4}\text{Fe}_{4.6}\text{Si}_{15}\text{B}_{10}$, usando uma configuração em que o campo magnético era aplicado perpendicularmente à corrente, mas fora do plano da amostra. O esquema ilustrando na Figura 6.1 (c) mostra essa configuração, que passou a ser chamada de magnetoimpedância transversal (GTMI).

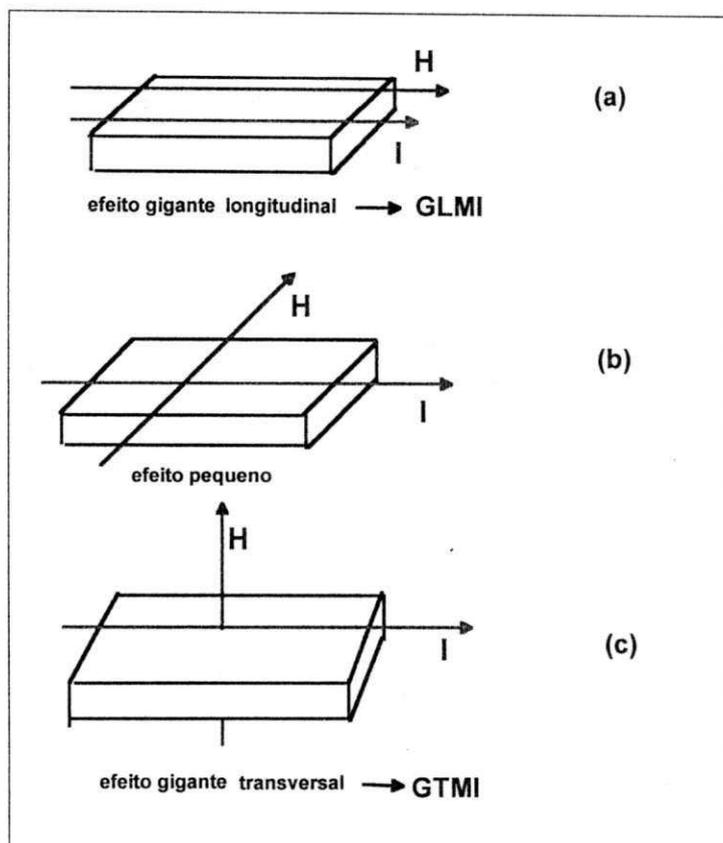


Figura 6.1 - O esquema mostra as diferentes configurações de campo e corrente que foram usadas para estudar a GMI de fitas: (a) configuração longitudinal, o campo externo é aplicado na direção paralela à corrente. (b) configuração perpendicular, o campo é aplicado na direção perpendicular à corrente mas no plano da fita. (c) configuração transversal, o campo é aplicado na direção perpendicular à corrente fora do plano da amostra.

6.1.1 Sinal e fase da GTMI

Nos primeiros estudos sobre a magnetoimpedância gigante transversal em fitas amorfas de $\text{Co}_{70,4}\text{Fe}_{4,6}\text{Si}_{15}\text{B}_{10}$, pedaços de fitas com 11mm de comprimento, 1mm de largura e 40μ de espessura foram usados como amostras em todos os experimentos. O sistema de medidas utilizado para observar a GTMI foi descrito na seção 5.1.1 do Capítulo 5 deste trabalho e os resultados obtidos foram publicados em [58]. As medidas preliminares da GTMI, surpreenderam a todos, não só pela amplitude do efeito, como também, pela ordem de grandeza do campo magnético para o qual aconteciam os picos do efeito.

Uma curva típica da $\text{GTMI} \times H$ pode ser observada na Figura 6.2 (b). Para a mesma amostra, a curva (a) da figura mostra o comportamento do efeito na direção longitudinal, aplicando uma corrente de mesma amplitude e frequência. Isto permite que se faça uma melhor comparação entre os dois efeitos, GTMI e GLMI. Como se pode ver, a curva da GTMI apresenta a mesma estrutura dupla de picos e mesma ordem de grandeza do efeito observados na GLMI. A diferença básica entre as duas curvas está no valor dos campos onde os picos ocorrem. Enquanto para GLMI esses campos são em torno de 1 a 10G , na GTMI os picos acontecem em campos de 250 a 500G .

A dependência da fase da magnetoimpedância transversal com o campo magnético, também foi verificada. A Figura 6.3 mostra que seu comportamento é semelhante ao observado para o sinal, apresentando estrutura dupla de picos, em campos da ordem de 10^2G .

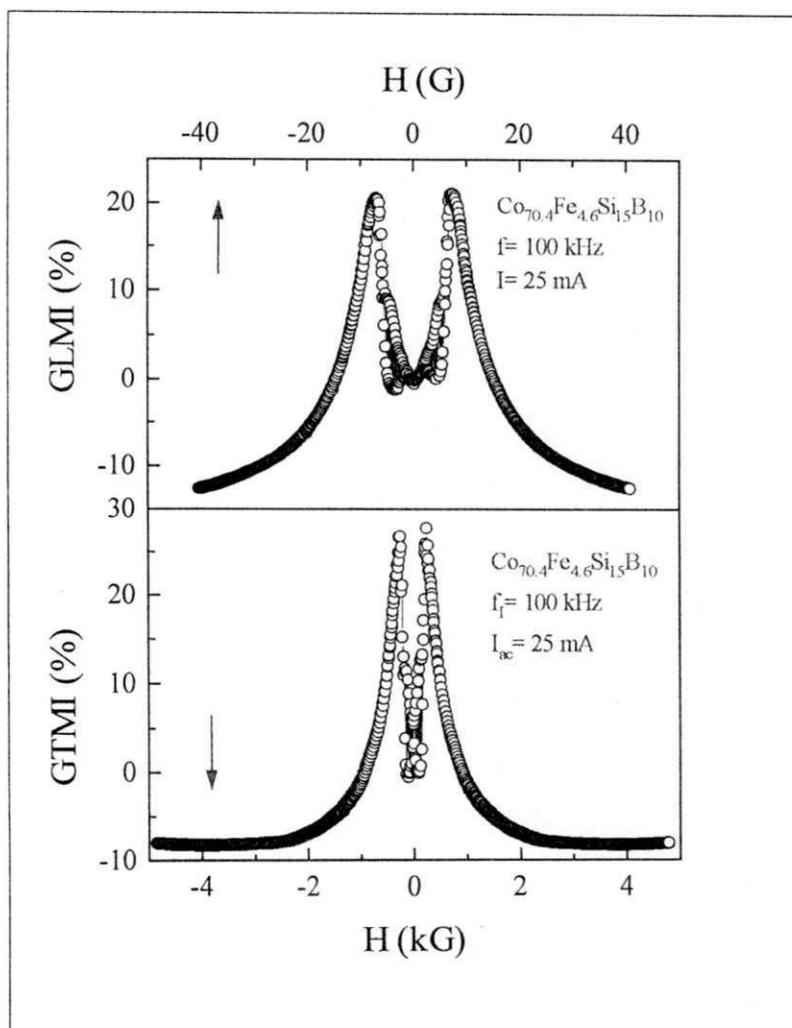


Figura 6.2 - Curvas da GMI em função do campo magnético medidas nas configurações: (a) longitudinal, (b) transversal. Ambas medidas foram feitas em fitas amorfas de $\text{Co}_{70.4}\text{Fe}_{4.6}\text{Si}_{15}\text{B}_{10}$, aplicando uma corrente de 10 mA numa frequência de 100 kHz . A amostra de fita usada foi tratada termicamente.

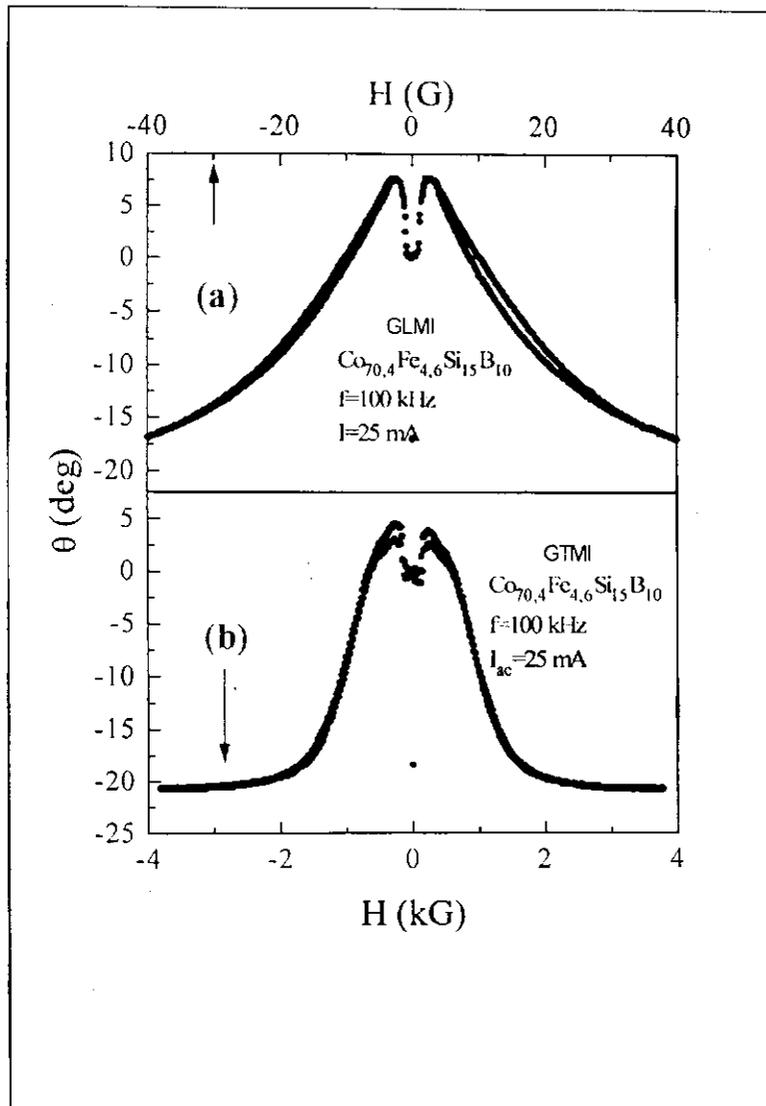


Figura 6.3 - Dependência da fase da GMI com o campo magnético nas configurações: (a) longitudinal, (b) transversal. Ambas medidas foram feitas em fitas amorfas de $\text{Co}_{70.4}\text{Fe}_{4.6}\text{Si}_{15}\text{B}_{10}$, aplicando uma corrente de 10 mA numa frequência de 100 kHz . A amostra de fita usada foi tratada termicamente.

6.1.2 Dependência com a amplitude e a frequência da corrente

Neste trabalho, também foi verificado o comportamento da magnetoimpedância transversal em relação à frequência e a amplitude da corrente alternada aplicadas. Este comportamento foi inicialmente investigado através de medidas da GTMI em função do campo para correntes com diferentes amplitudes e mesma frequência. Os valores das correntes aplicadas nos experimentos variaram no intervalo de $2,5mA \leq I_{ac} \leq 25mA$ e os resultados obtidos podem ser observados nas Figuras 6.4 e 6.5. Na Figura 6.4 são mostradas curvas da $GTMI \times H$ para três diferentes valores de corrente: (a) $25mA$, (b) $12,5mA$ e (c) $2,5mA$. Pôde-se observar então, que a amplitude do efeito era maior quanto maior fosse o valor da amplitude da corrente aplicada. Uma curva típica do comportamento da GTMI com a amplitude da corrente, pode ser vista na Figura 6.5, onde os valores máximos do efeito foram colocados em função de I_{ac} . De acordo com a curva principal, para o intervalo estudado, a GTMI cresceu com o aumento da amplitude da corrente. De forma contrária, como mostram as curvas menores superior e inferior da Figura 6.5, o valor do campo magnético onde ocorrem os picos, ou seja, o campo onde o efeito da GMI é máximo, diminui com o aumento do valor da corrente, tanto para medidas feitas na configuração transversal quanto na longitudinal.

Procedimento similar foi tomado para observar o comportamento da GTMI com a frequência da corrente f . Mediu-se a GTMI em função do campo, para valores de frequência variando no intervalo de $10kHz$ a $100kHz$. As Figuras 6.6 e 6.7 mostram o resultado desse estudo. Para o intervalo de frequências medido, o efeito da GTMI cresceu com a frequência da corrente aplicada. A Figura 6.7 faz também a comparação destes resultados experimentais com o modelo teórico descrito pela Equação 3.31 do capítulo 3 deste trabalho, o qual usa como parâmetros de ajuste $\tau = 2,23 \times 10^{-6}s$ e $\chi_0 = 34660,1$.

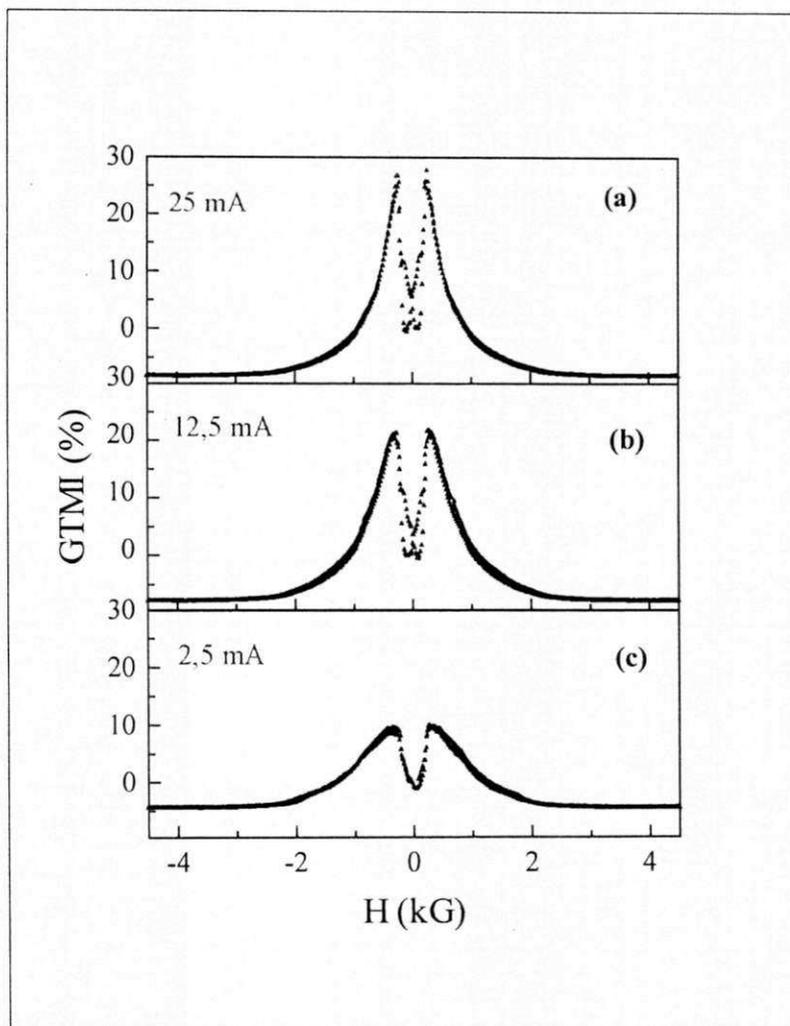


Figura 6.4 - Curva da $GTMI \times H$, para diferentes valores da amplitude da corrente I_{ac} : (a) $I_{ac} = 25mA$, (b) $I_{ac} = 12,5mA$, (c) $I_{ac} = 2,5mA$.

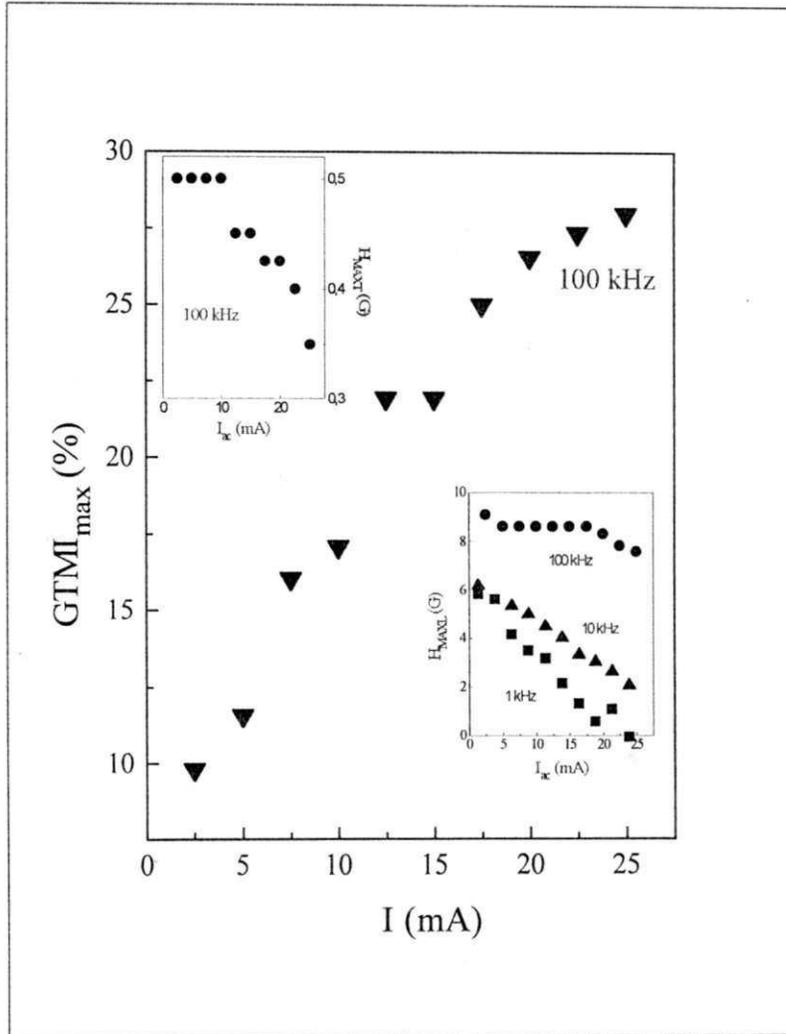


Figura 6.5 - Na curva central: valor máximo da GTMI em função da amplitude da corrente I_{ac} , para $f = 100kHz$. A curva menor superior mostra a dependência do campo magnético H_{MAXT} com I_{ac} , para GMI na direção transversal em $f = 100kHz$. Na curva menor inferior, a mesma dependência é observada para GMI longitudinal em três diferentes valores de freqüência da corrente.

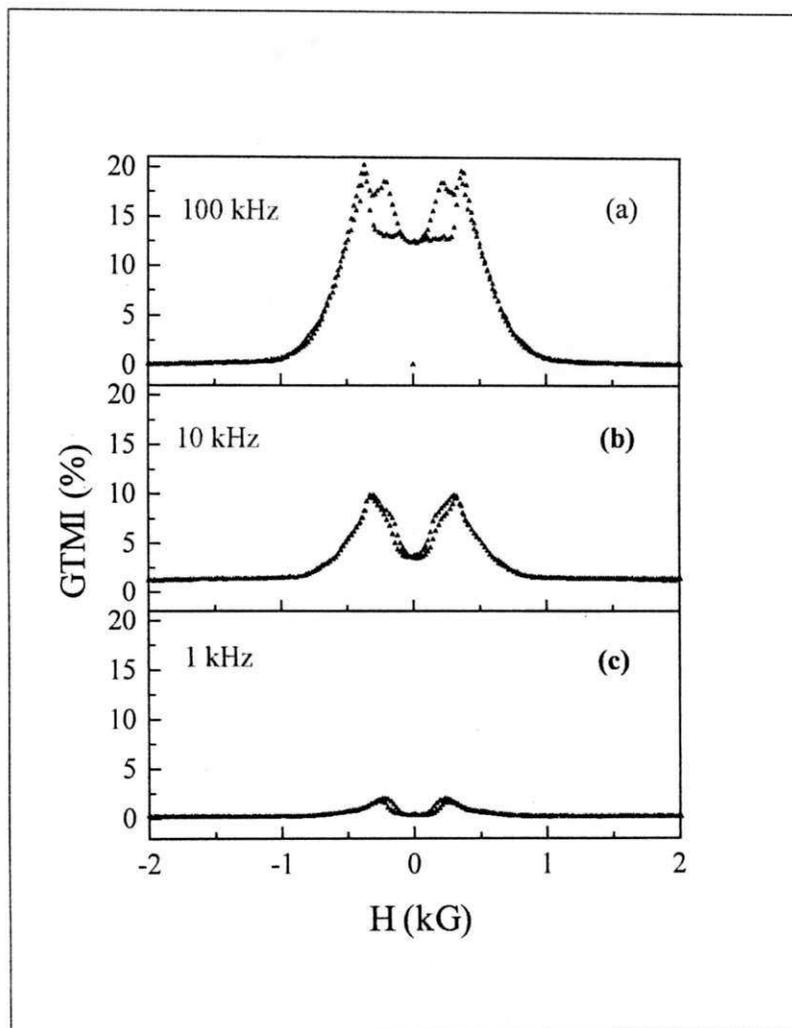


Figura 6.6 - Curva da $GTMI \times H$ para diferentes valores da frequência f da corrente aplicada:
 (a) $f=100kHz$, (b) $f=10kHz$, (c) $f=1kHz$.

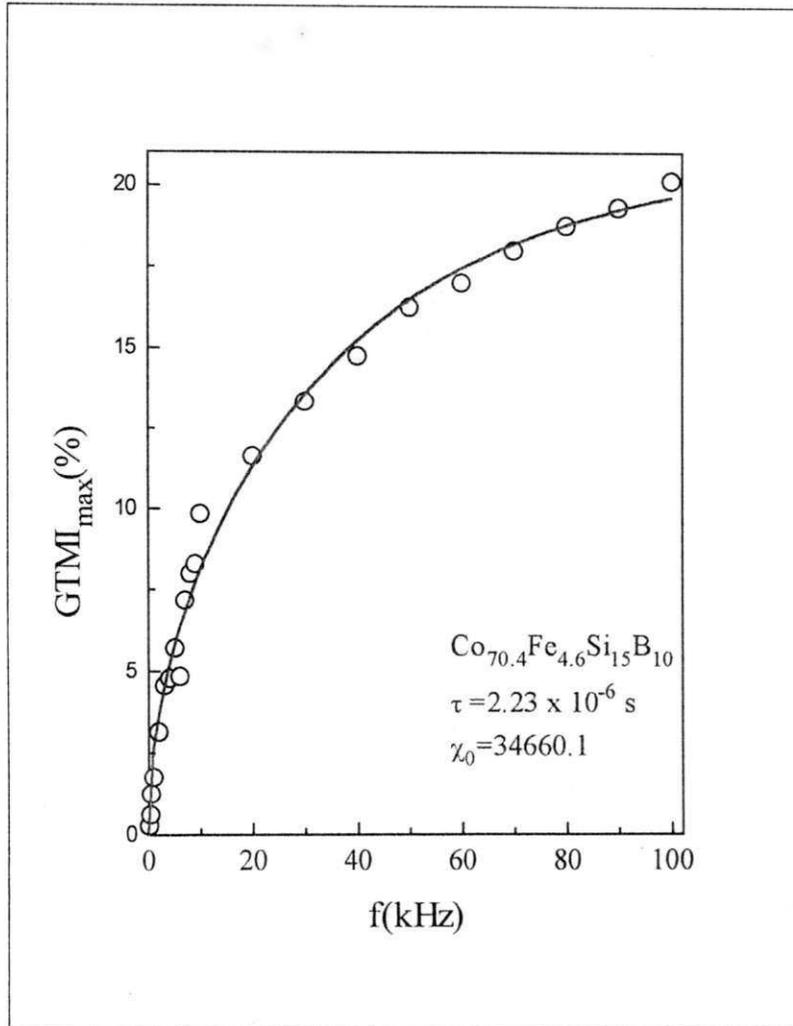


Figura 6.7 - Os círculos abertos representam os dados experimentais do valor máximo da GTMI em função da frequência, para medidas feitas utilizando uma corrente com amplitude de 25mA . A linha sólida mostra a curva teórica da GTMI em função da frequência, utilizando a Equação 3.31, cujos parâmetros de ajuste são $\tau = 2,23 \times 10^{-6}\text{s}$ e $\chi_0 = 34660,1$.

6.2 Otimização do efeito da GMI

Desde o início da descoberta do efeito da magnetoimpedância gigante [35], verificou-se a grande potencialidade de sua aplicação na construção de sensores de campo magnético [34,36]. A descoberta do efeito transversal em fitas amorfas de $\text{Co}_{70,4}\text{Fe}_{4,6}\text{Si}_{15}\text{B}_{10}$, ampliou ainda mais a possibilidade do uso desse material para este fim. Como consequência, o rumo das pesquisas desenvolvidas nesse trabalho seguiu em direção da otimização do efeito. As investigações neste sentido, partiram de estudos que verificaram a influência das variações do comprimento da fita e de sua temperatura sobre o efeito da GMI. Em outra etapa, buscando compreender melhor alguns resultados experimentais já obtidos [44,58], foi verificado o comportamento da GMI em relação ao aumento da amplitude da corrente aplicada, objetivando estabelecer os limites e condições do crescimento do efeito com I_{ac} .

6.2.1 Comprimento da amostra

De acordo com o modelo teórico apresentado no Capítulo 3 deste trabalho, a impedância da fita também depende das dimensões da amostra. A Equação 3.3 mostra que ela cresce com o aumento do comprimento da amostra. Em busca da confirmação destes resultados e da escolha do tamanho de fita mais adequado para a construção de sensores magnéticos, mediu-se a magnetoimpedância em função do comprimento da amostra.

As medidas foram feitas nas configurações longitudinal e transversal, em amostras de fita com comprimento variando entre $0,5 \leq L \leq 3,0 \text{ cm}$, empregando correntes de diferentes amplitudes e utilizando amostras sem qualquer tratamento térmico prévio.

Para a configuração longitudinal, os resultados obtidos são mostrados na Figura 6.8, onde se pode observar que a magnetoimpedância cresce com o comprimento da fita, independente do valor da corrente aplicada.

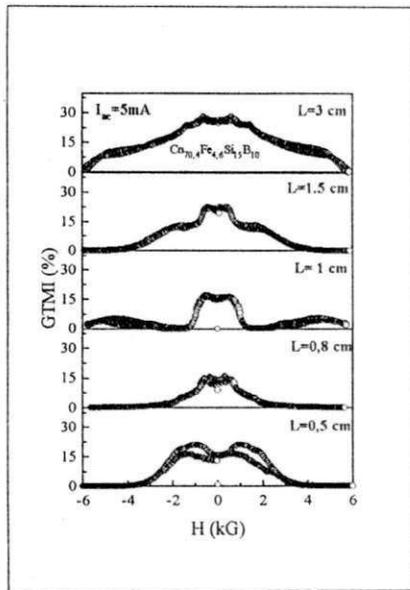
Para as medidas feitas na configuração transversal, a amplitude do efeito da magnetoimpedância em função do campo também cresce com o aumento do comprimento. No entanto, para as amostras com comprimento menores que $0,8 \text{ cm}$ e maiores que $1,5 \text{ cm}$, o espectro da curva se alarga, deixando de apresentar os picos característicos, veja a Figura 6.9.

Observando as curvas das amostras de comprimento $L = 3\text{cm}$ para qualquer valor de corrente, pode-se verificar que o campo de 6kG não foi suficiente para saturar a amostra.

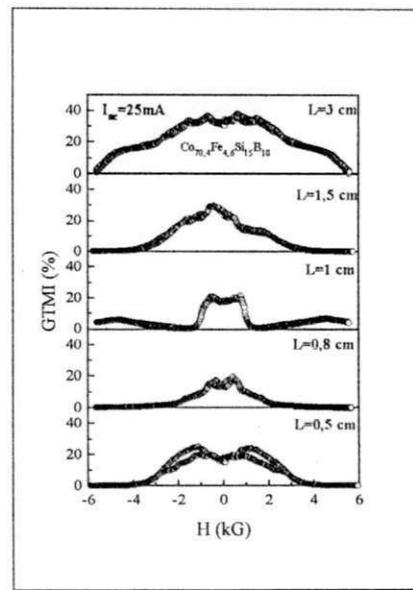
6.2.2 Temperatura

Reconhecidamente, um dos fatores que mais influencia a amplitude do efeito GMI é a escolha da temperatura de recozimento na qual uma amostra de material ferromagnético é tratada. Vários autores têm estudado o efeito da temperatura sobre a GMI em ligas amorfas de $\text{Co}_{70,4}\text{Fe}_{4,6}\text{Si}_{15}\text{B}_{10}$ e em outros materiais, só que, apenas para faixas de temperaturas próximas à temperatura de Curie desses sistemas [33,36,48,51,53].

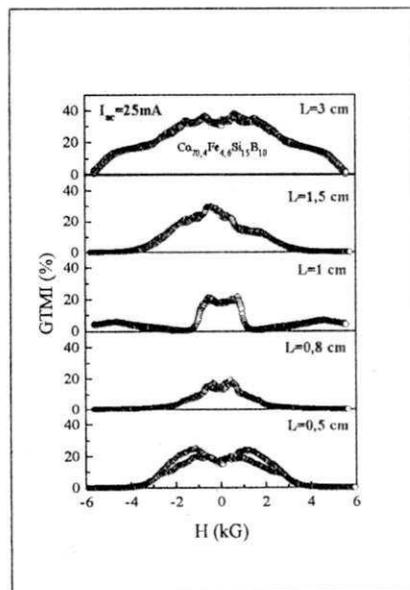
Neste trabalho, o comportamento da GMI com a variação da temperatura, foi investigado em fitas amorfas de $\text{Co}_{70,4}\text{Fe}_{4,6}\text{Si}_{15}\text{B}_{10}$, para o intervalo $297 \leq T \leq 433\text{K}$. A razão para esta investigação baseia-se no fato de por ser a GMI uma propriedade de transporte, espera-se que ela seja extremamente sensível às variações de temperatura. As medidas foram tomadas em dois tipos diferentes de amostras, de acordo com suas histórias termomagnéticas. No primeiro tipo, a amostra utilizada não passou por qualquer tipo de tratamento térmico prévio, e no outro, a amostra foi antes submetida a um tratamento de recozimento feito em campos de 2kG e a uma temperatura de 573K . Para melhor comparação dos resultados, as amostras utilizadas foram cortadas nas mesmas dimensões; ambas mediam 28cm de comprimento, $0,12\text{cm}$ de largura e $40\mu\text{m}$ de espessura. As medidas da GMI foram tomadas, aplicando nas amostras a mesma configuração de campo e corrente, ou seja, a GMI foi medida na configuração longitudinal com $f = 100\text{kHz}$ e $I_{ac} = 12\text{mA}$.



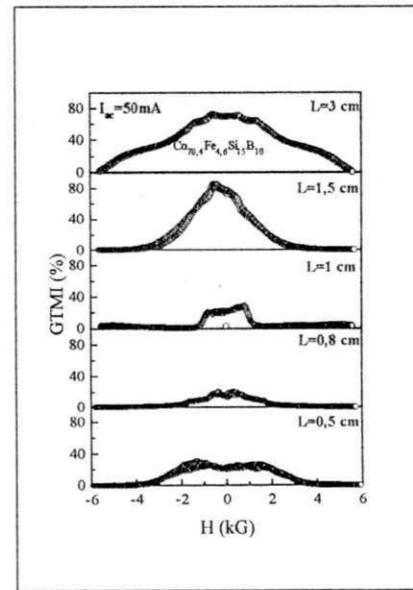
(a)



(b)



(c)



(d)

Figura 6.9 - Medidas da GTMI em função do campo magnético para amostras de vários comprimentos, sem tratamento térmico, para correntes de diferentes amplitudes e mesma frequência, $f=100\text{kHz}$: (a) 5mA , (b) 12mA , (c) 25mA , (d) 50mA .

O método utilizado para observar o efeito da temperatura sobre a GMI obedeceu as seguinte etapas: inicialmente, a amostra foi aquecida até uma certa temperatura e a GLMI foi medida. Em seguida, a amostra foi resfriada até a temperatura ambiente, e a GLMI foi novamente medida. Esse mesmo ciclo foi repetido para diferentes valores de temperatura, dentro do intervalo $297 \leq T \leq 433K$ variando T de dez em dez graus, como mostra a Figura 6.10. O tempo médio de duração gasto para completar cada ciclo foi de $120min$ e os equipamentos ficaram ligados continuamente durante todo o processo de medição. Assim, em função do próprio processo de medida, a corrente de $12mA$ permaneceu aplicada sobre a amostra, não só durante os 30 min necessários para fazer cada medição da GLMI, mas também, durante todo o ciclo de aquecimento e resfriamento da amostra. Os resultados experimentais obtidos nessas medidas são mostrados da Figura 6.17 a 6.40.

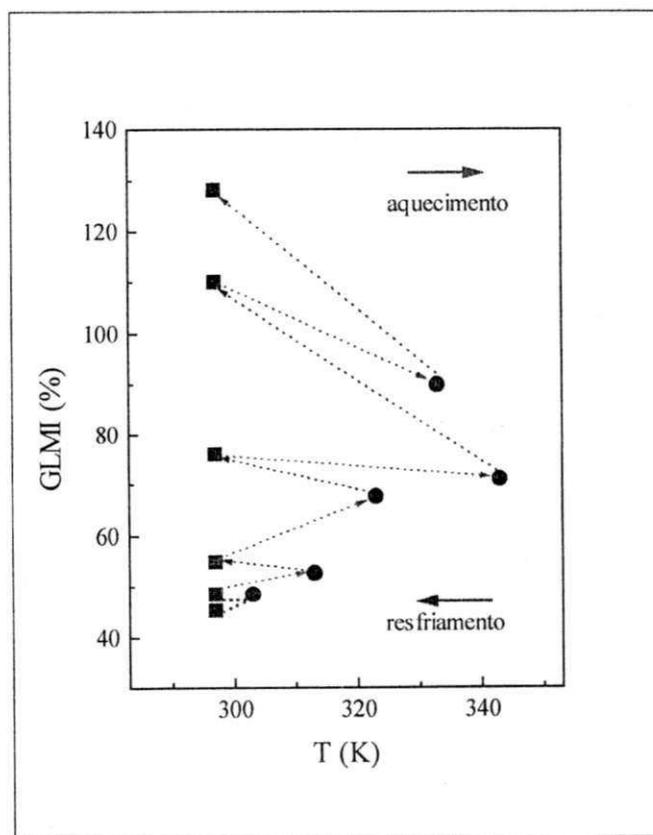


Figura 6.10 - Ilustração de como se processa o ciclo de medidas da GMI em diferentes temperaturas. Os quadrados representam as medidas da GMI feitas à temperatura ambiente. Os círculos representam as medidas da GMI feitas em diferentes temperaturas.

Para diferenciar os resultados da GLMI medidos em altas temperaturas (círculos), daqueles obtidos em temperatura ambiente (quadrados), após o resfriamento da amostra, chamou-se de T (em temperatura) a série de dados medida durante o aquecimento da amostra em diferentes valores de temperatura, e T_{un} (temperatura de recozimento) a série de dados obtidos à temperatura ambiente depois de cada aquecimento e resfriamento da amostra.

a) Resultados para amostras sem tratamento térmico prévio

A Figura 6.11 mostra o comportamento dos valores máximos da GLMI em função da temperatura, obtidos durante as medidas feitas em alta temperatura para amostra sem tratamento térmico prévio. Como se pode observar, a curva cresce apresentando um máximo em $T = 323K$, e a partir daí decresce com o aumento de T . Tomando como referência o primeiro ponto da curva da Figura 6.11, que é a GLMI medida a temperatura ambiente, antes do início dos ciclos de aquecimento e resfriamento, verificou-se um crescimento de 112% da GLMI para o intervalo de temperatura $303 \leq T \leq 323K$, e uma queda de 73,44% para $383 \leq T \leq 433K$. Lembrando que o cálculo da GMI é feito utilizando a Equação 3.1, a Figura 6.12 justifica este comportamento. Na faixa de temperatura $303 \leq T \leq 323K$ a GLMI cresceu porque houve um aumento de Z_{MAX} , ou seja, da impedância onde o pico da GLMI acontece ($H = H_{MAX}$). De forma contrária, para $383 \leq T \leq 433K$, Z_{MAX} diminuiu com T . Observando e comparando o espectro das curvas $GLMI \times H$ apresentadas na Figura 6.13, verificou-se que a elevação da temperatura provocou o crescimento da parte interna dessas curvas quando $303 \leq T \leq 323K$, e um decréscimo delas quando $T > 323K$. Nesta figura são apresentadas curvas da $GLMI \times H$ para três diferentes temperaturas: (a) $T = 323K$, (b) $T = 313K$ e (c) $T = 353K$.

O comportamento da fase do sinal da magnetoimpedância, também foi observado, e os resultados obtidos foram similares aos encontrados para o sinal como mostram as Figuras 6.14 e 6.15. θ_{MAX} , que é o valor da fase no pico, cresceu 77% para $297 \leq T \leq 323K$ e decresceu de 49% em $T > 343K$. Estes percentuais foram tomados em relação ao primeiro ponto da curva da Figura 6.14, que é valor de θ_{MAX} para GMI medida à temperatura ambiente antes da amostra ter sofrido qualquer aquecimento.

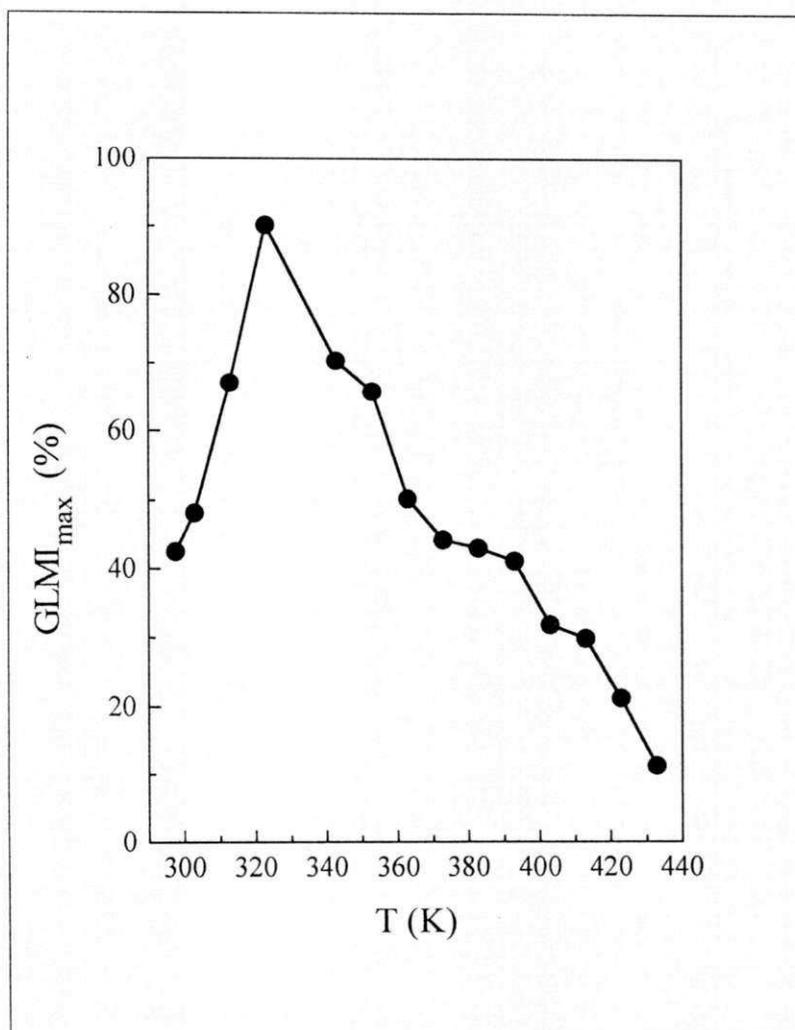


Figura 6.11 - Valores da GLMI de pico em cada temperatura T , para uma amostra de fita amorfa de $\text{Co}_{70,4}\text{Fe}_{4,6}\text{Si}_{15}\text{B}_{10}$ sem tratamento térmico prévio.

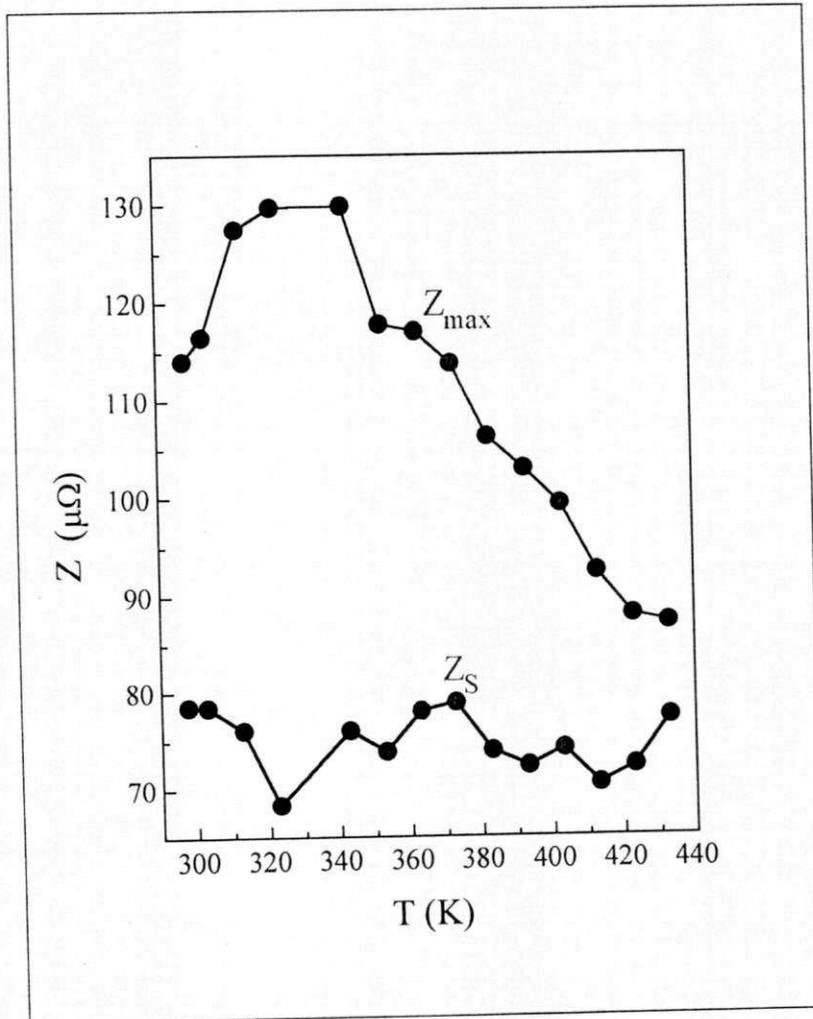


Figura 6.12 - Impedância de pico Z_{MAX} e impedância de saturação Z_S medidas em diferentes temperaturas T , para uma amostra de fita amorfa de $Co_{70,4}Fe_{4,6}Si_{15}B_{10}$ sem tratamento térmico prévio.

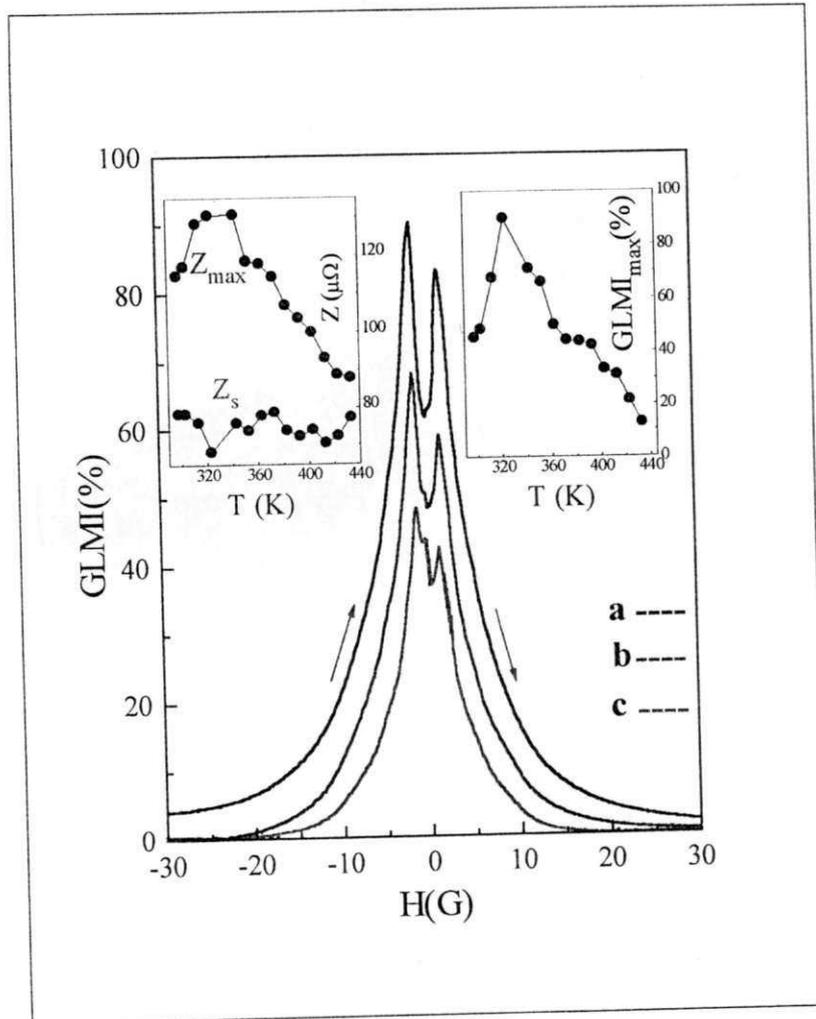


Figura 6.13 - Curvas $GLMI \times H$ para uma amostra de fita amorfa de $Co_{70.4}Fe_{4.6}Si_{15}B_{10}$ sem tratamento térmico prévio, tomadas em diferentes temperaturas: (a) $T = 323K$, (b) $T = 313K$, (c) $T = 353K$.

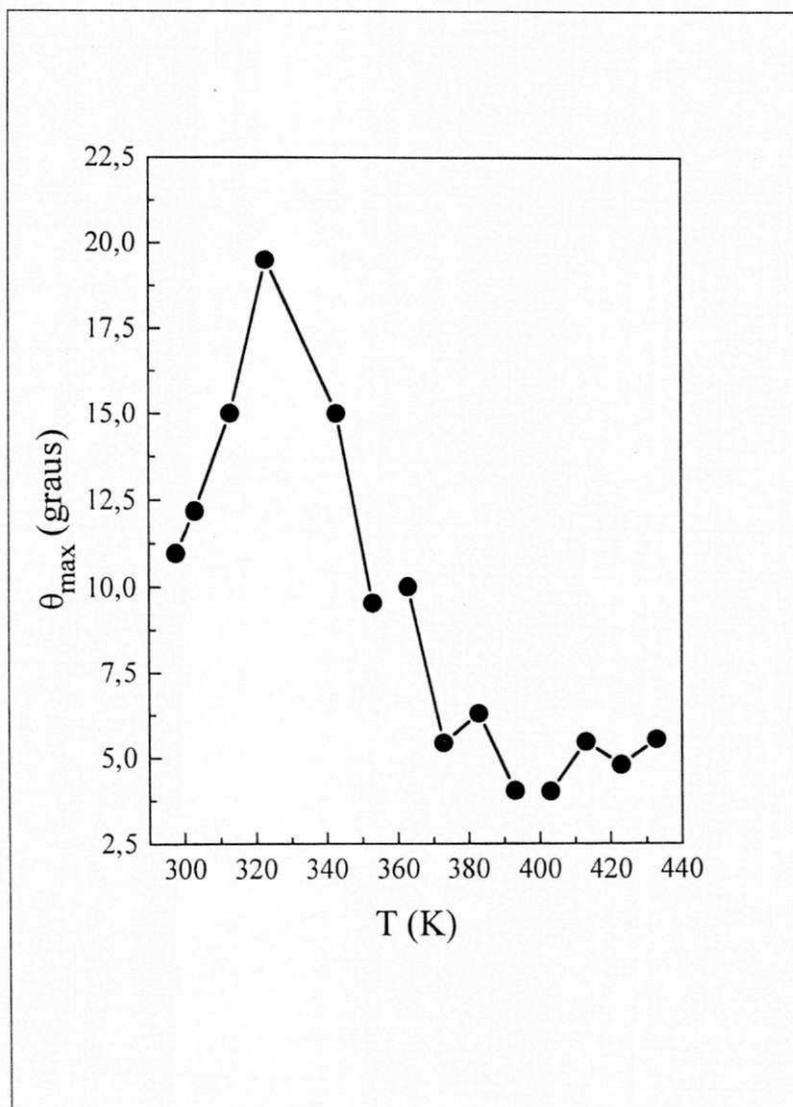


Figura 6.14 - Comportamento do valor de pico da fase da GLMI em função da temperatura T , para uma amostra de fita amorfa de $\text{Co}_{70,4}\text{Fe}_{4,6}\text{Si}_{15}\text{B}_{10}$ sem tratamento térmico prévio. θ_{MAX} é o valor da fase onde o pico acontece.

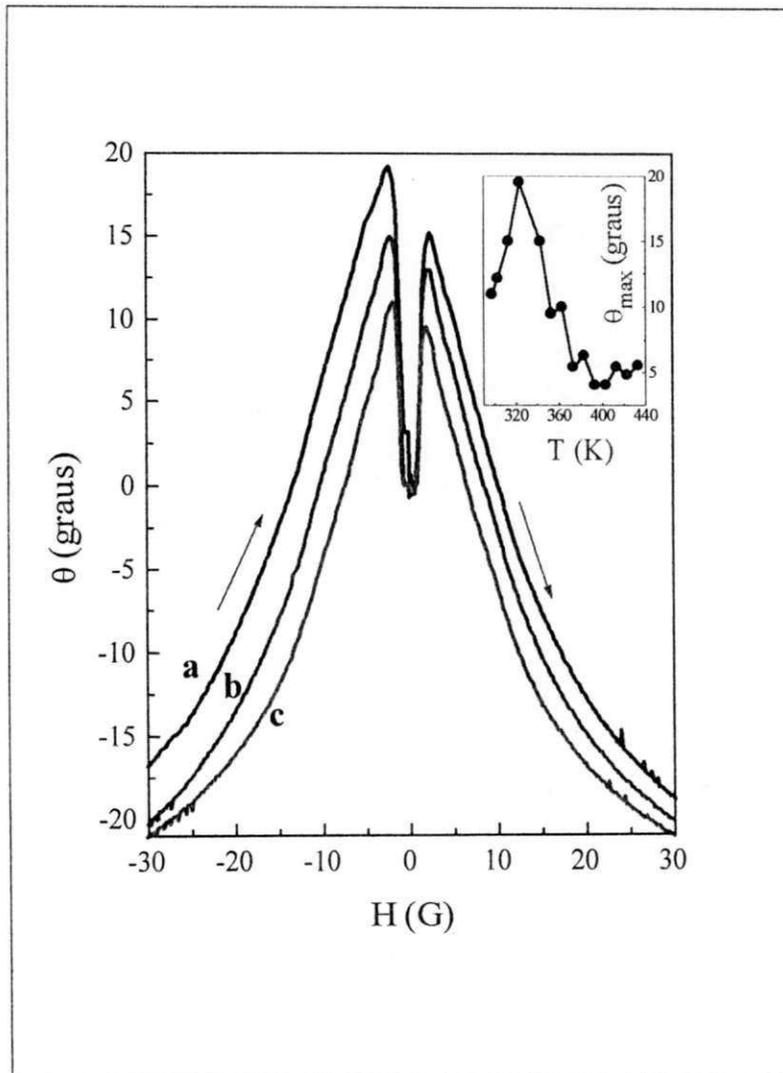


Figura 6.15 - Curvas da fase da GLMI em função do campo magnético, para uma amostra de fita amorfa de $\text{Co}_{70,4}\text{Fe}_{4,6}\text{Si}_{15}\text{B}_{10}$ sem tratamento térmico prévio, em três diferentes temperaturas: (a) $T=323\text{K}$, (b) $T=313\text{K}$, (c) $T=353\text{K}$.

Como mencionado anteriormente, foi também observado o comportamento da magnetoimpedância após cada ciclo de aquecimento e resfriamento da amostra. Para identificar e associar os resultados obtidos em cada ciclo, chamou-se T_{an} (temperatura de recozimento) a medida tomada após o resfriamento da amostra da temperatura T até a temperatura ambiente. Assim, por exemplo: $T_{an} = 313K$ corresponde a medida feita à temperatura ambiente após a amostra ter sido resfriada de $T = 313K$. Os resultados obtidos para GLMI medida nestas condições pode ser observado da Figura 6.16 a 6.20. A curva da Figura 6.16, mostra o comportamento da magnetoimpedância de pico em função temperatura de recozimento. O valor da GLMI cresceu 201% quando $303 \leq T_{an} \leq 343K$. Novamente a referência foi o primeiro ponto da curva, o qual corresponde ao valor da GLMI medida antes que a amostra tivesse sofrido qualquer aquecimento. Para temperaturas no intervalo de $353 \leq T_{an} \leq 433K$, a GLMI decresceu de 26% com o aumento de T_{an} . Observando as Figuras 6.17 e 6.18, verifica-se que o aumento da GLMI ocorreu em consequência da diminuição do valor da impedância de saturação Z_s , para $303 \leq T_{an} \leq 353K$, significando que, para esse intervalo de temperatura, o que cresceu no espectro da GLMI foi lado externo da curva da magnetoimpedância em função do campo, veja a Figura 6.18.

A fase máxima θ_{MAX} em função da temperatura de recozimento, apresenta um comportamento inicial um pouco diferente do observado para o sinal, veja as Figuras 6.19 e 6.18. Para valores de $T_{an} \leq 313K$ a fase máxima θ_{MAX} manteve-se praticamente insensível ao aumento de T_{an} , apresentando um pico em $T_{an} = 323K$, o qual acontece em uma temperatura diferente da do pico observado na curva da $GLMI_{MAX} \times T_{an}$. Para temperaturas mais altas a fase caiu com o aumento de T_{an} .

Finalmente, também foi observado o comportamento do campo onde ocorre o pico da GLMI em função da temperatura, tanto para o sinal propriamente dito (H_{MAX}), quanto para sua fase ($H_{Max\theta}$). As Figuras 6.21 e 6.22 mostram que, nas amostras sem tratamento térmico prévio, os valores dos campos onde os picos da GLMI acontecem decresceram com o aumento de T e de T_{an} , quando ambas estão acima de $323K$.

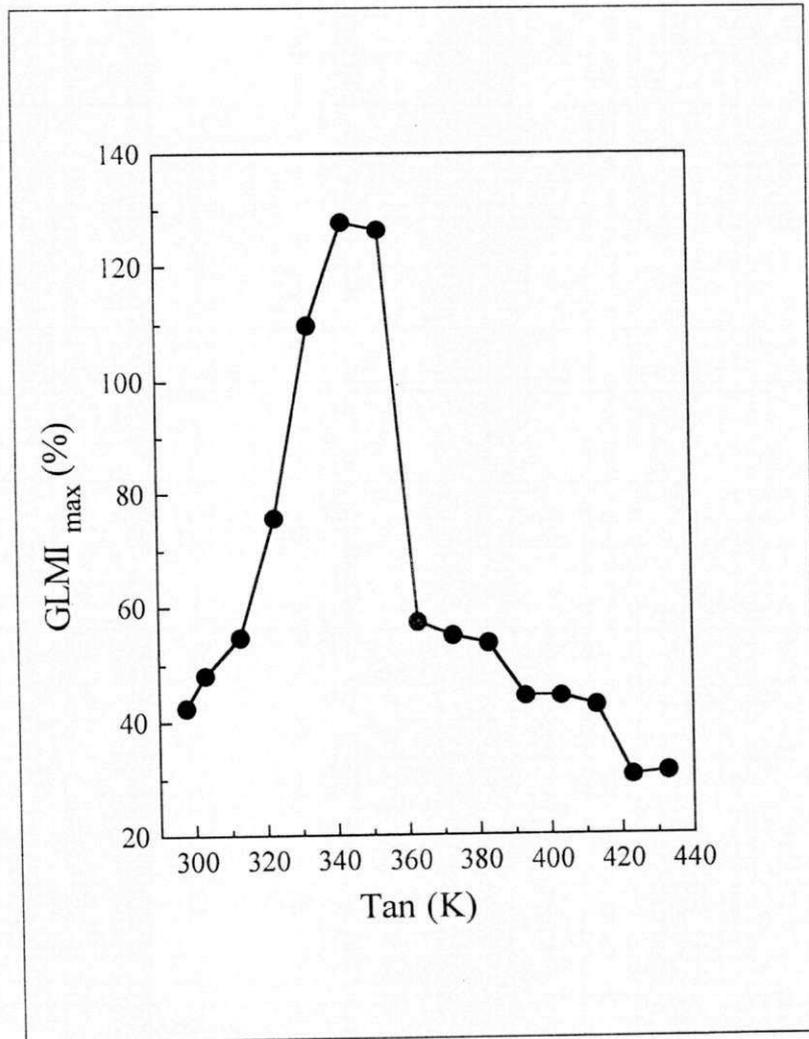


Figura 6.16 - Curva mostrando os valores da GLMI de pico em cada temperatura de recozimento T_{an} , para uma amostra de fita amorfa de $Co_{70,4}Fe_{4,6}Si_{15}B_{10}$ sem tratamento térmico prévio.

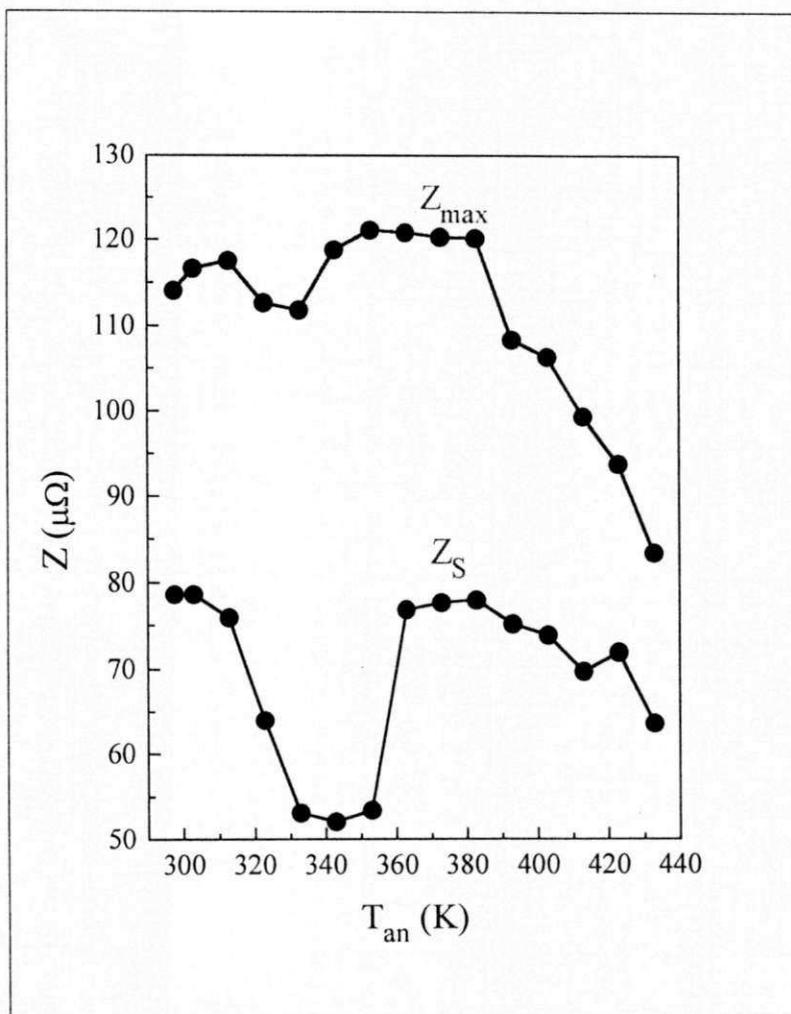


Figura 6.17 - Impedância de pico Z_{MAX} e impedância de saturação Z_S para diferentes temperaturas de recozimento T_{an} , para uma amostra de fita amorfa de $Co_{70,4}Fe_{4,6}Si_{15}B_{10}$ sem tratamento térmico prévio.

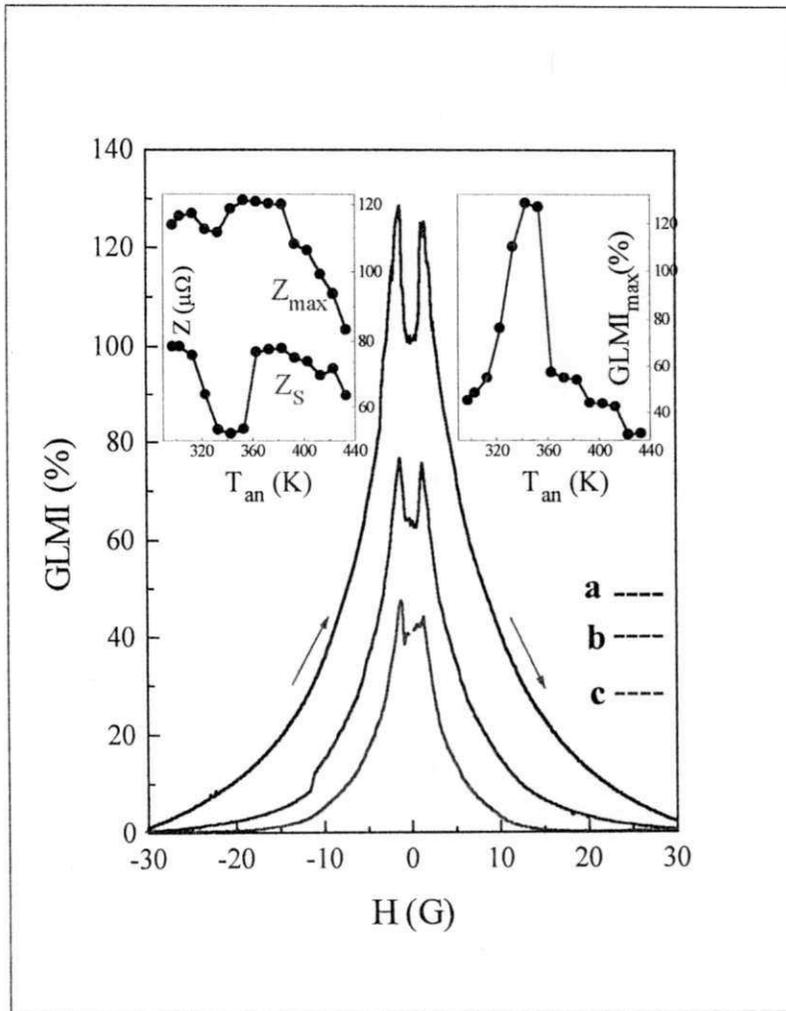


Figura 6.18 - Curvas $GLMI \times H$ para uma amostra de fita amorfa de $Co_{70.4}Fe_{4.6}Si_{15}B_{10}$ sem tratamento térmico prévio, tomadas em diferentes temperaturas de recozimento: (a) $T_{an} = 343K$, (b) $T = 323K$, (c) $T = 393K$.

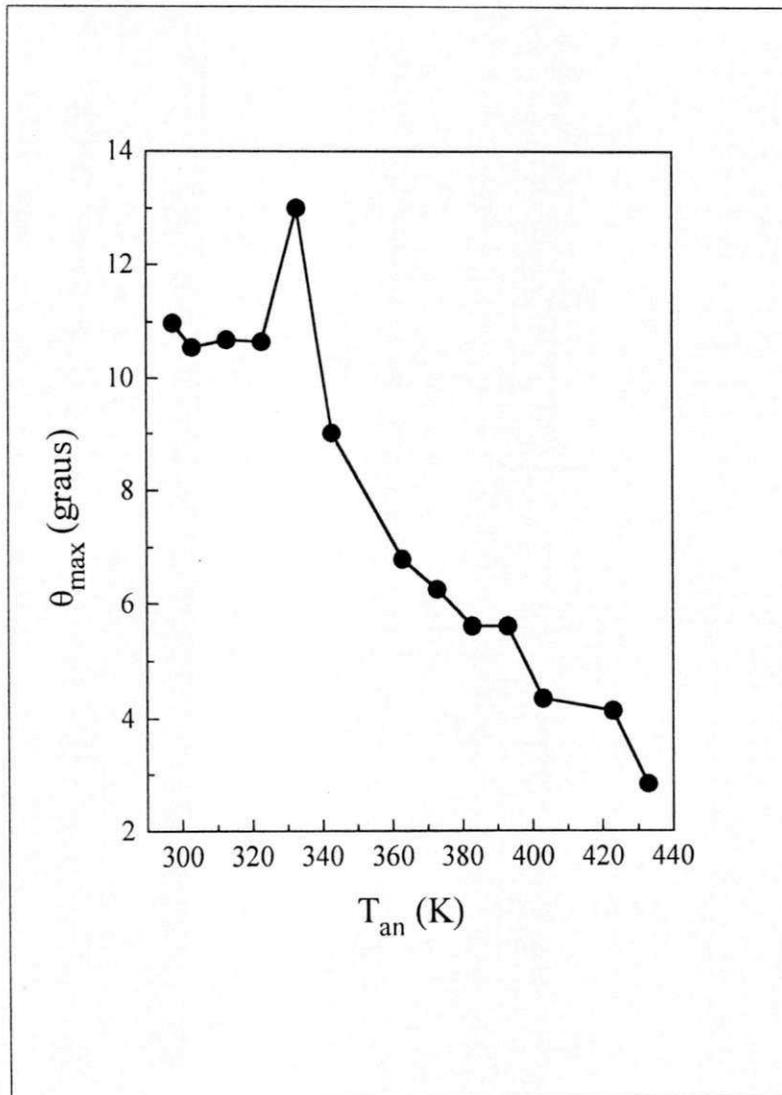


Figura 6.19 - Comportamento do valor da fase da GLMI em função da temperatura de recozimento T_{an} , para uma amostra de fita amorfa de $Co_{70,4}Fe_{4,6}Si_{15}B_{10}$ sem tratamento térmico prévio. θ_{MAX} é o valor da fase onde o pico acontece.

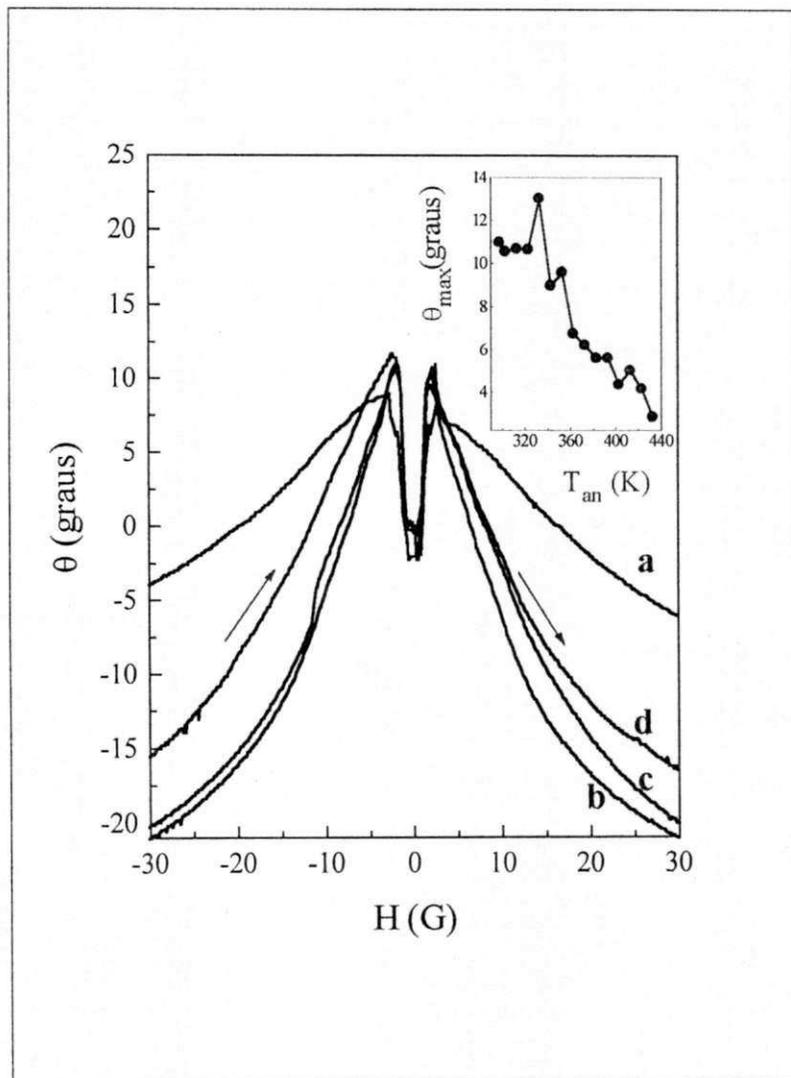


Figura 6.20 - Curvas da fase da GLMI em função do campo magnético, para uma amostra de fita amorfa de $\text{Co}_{70,4}\text{Fe}_{4,6}\text{Si}_{15}\text{B}_{10}$ sem tratamento térmico prévio, em quatro diferentes valores de temperatura de recozimento: (a) $T_{an}=303\text{K}$, (b) $T_{an}=313\text{K}$, (c) $T_{an}=323\text{K}$ e (d) $T_{an}=333\text{K}$.

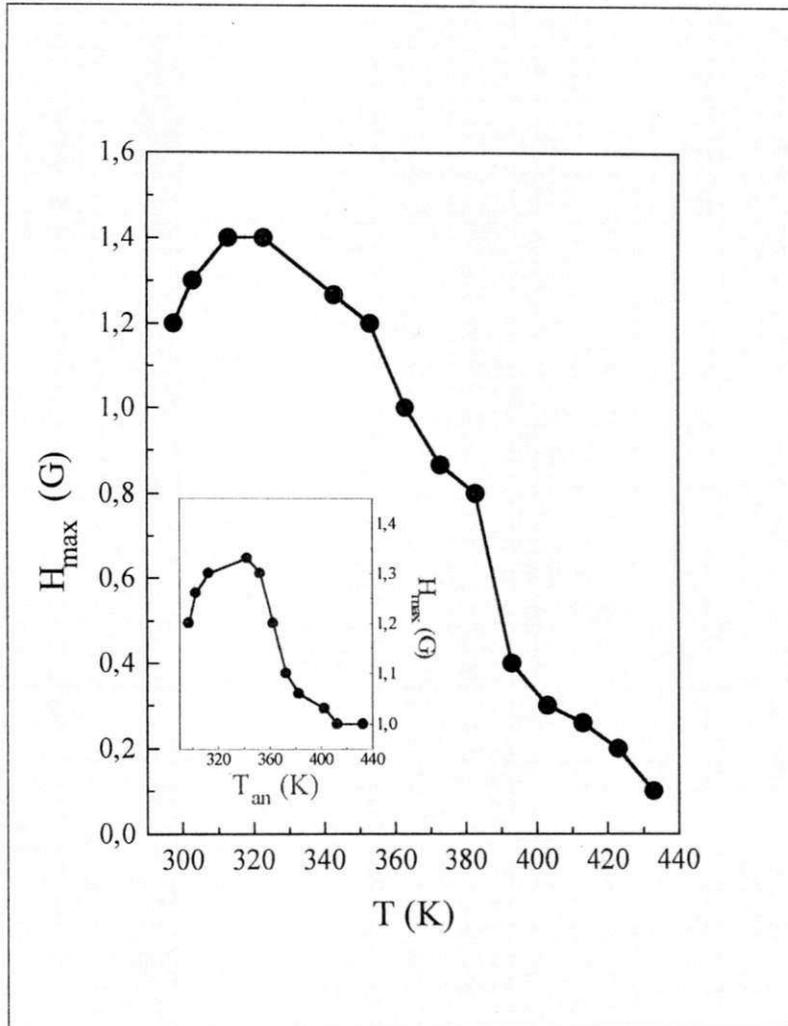


Figura 6.21 - Na curva maior é mostrado o comportamento do campo H_{MAX} com a temperatura de aquecimento T . Na curva menor é visto o comportamento do campo H_{MAX} em função da temperatura de recozimento T_{an} . H_{MAX} é o campo para o qual o pico do sinal da GLMI acontece. As medidas foram tomadas para uma fita amorfa de $Co_{70,4}Fe_{4,6}Si_{15}B_{10}$ sem tratamento térmico prévio.

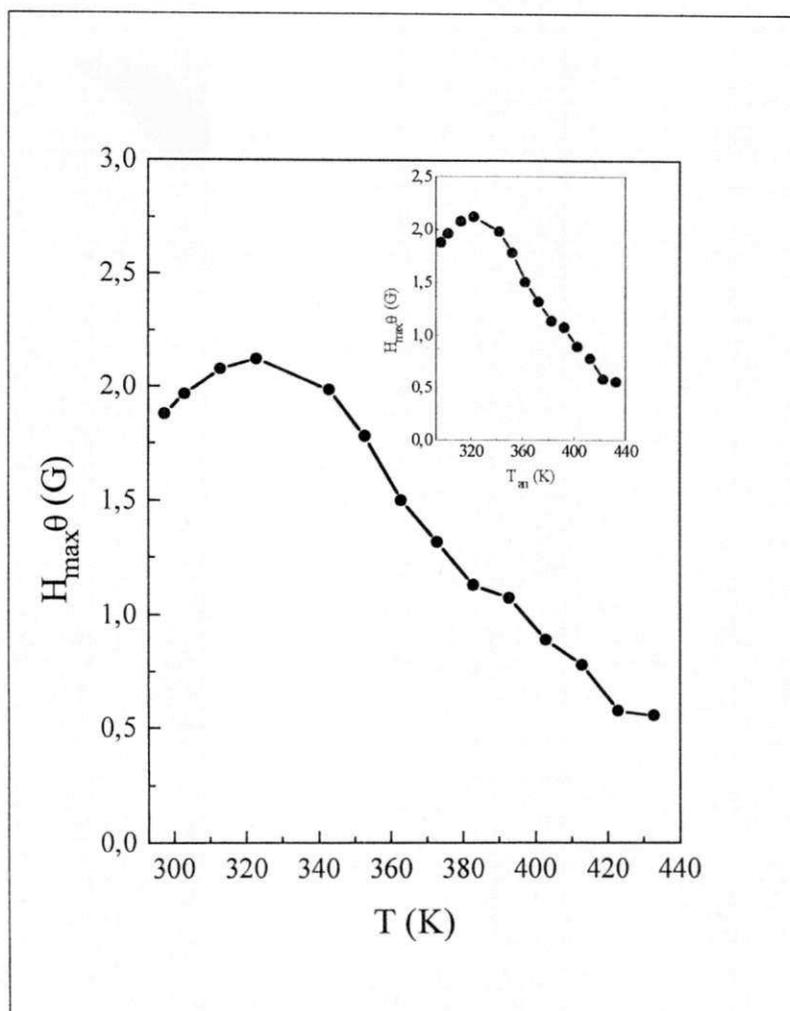


Figura 6.22 - Na curva maior é mostrado o comportamento do campo $H_{MAX\theta}$ com a temperatura de aquecimento T . Na curva menor é visto o comportamento do campo $H_{MAX\theta}$ em função da temperatura de recozimento T_{an} . $H_{MAX\theta}$ é o campo onde o pico da fase da GMLI acontece. As medidas foram tomadas para uma fita amorfa de $Co_{70,4}Fe_{4,6}Si_{15}B_{10}$ sem tratamento térmico prévio.

b) Em amostra submetida a um tratamento térmico prévio

Os resultados que serão mostrados a seguir, foram obtidos para uma amostra de fita previamente recozida. O recozimento da amostra foi feito a uma temperatura de $573K$, sob um campo de $2kOe$, empregando os equipamento descritos na seção 5.1.3 do Capítulo 5 deste trabalho. Os procedimentos experimentais utilizados no estudo do efeito da temperatura sobre a magnetoimpedância de fitas submetidas a um tratamento térmico prévio, foram os mesmos empregados para fitas sem tratamento térmico prévio. Deste modo, as medidas da GLMI em função de T e de T_{an} foram tomadas, obedecendo os mesmos ciclos de aquecimento e resfriamento já discutidos no início desta seção. Também, os percentuais de aumento e queda das grandezas investigadas foram sempre calculados em relação aos valores obtidos para GLMI medida à temperatura ambiente, antes do início dos ciclos, o que corresponde ao primeiro ponto das curvas experimentais mostradas e discutidas nas figuras desta seção.

A Figura 6.23 mostra o comportamento dos valores máximos do sinal da magnetoimpedância, medido em altas temperaturas. Como se pode observar na região de temperatura entre $303 \leq T \leq 333K$ há um pequeno crescimento no sinal da GLMI, que em $T = 333K$ atingem 10% do valor do sinal medido à temperatura ambiente. Para temperaturas mais altas, a GLMI decresce com o aumento de T , sofrendo uma queda de pouco mais de 37% em relação ao mesmo referencial quando $T = 433K$. A Figura 6.24 mostra que o aumento sofrido pela GLMI resultou de um discreto aumento na impedância de pico (Z_{MAX}) quando $323 \leq T \leq 343K$. Esse resultado pode ser confirmado observando o espectro das curvas $GLMI \times H$ mostradas na Figura 6.25, para três diferentes valores de temperatura: (a) $T = 333K$, (b) $T = 323K$, (c) $T = 353K$.

O comportamento da fase da magnetoimpedância com a temperatura T pode ser observado nas Figuras 6.26 e 6.27. A curva $\theta_{MAX} \times T$ mostra que o valor da fase é praticamente constante até $T \leq 338K$. A partir daí, θ começa a decrescer, chegando a cair 35% em relação ao seu valor medido à temperatura ambiente quando $T = 433K$.

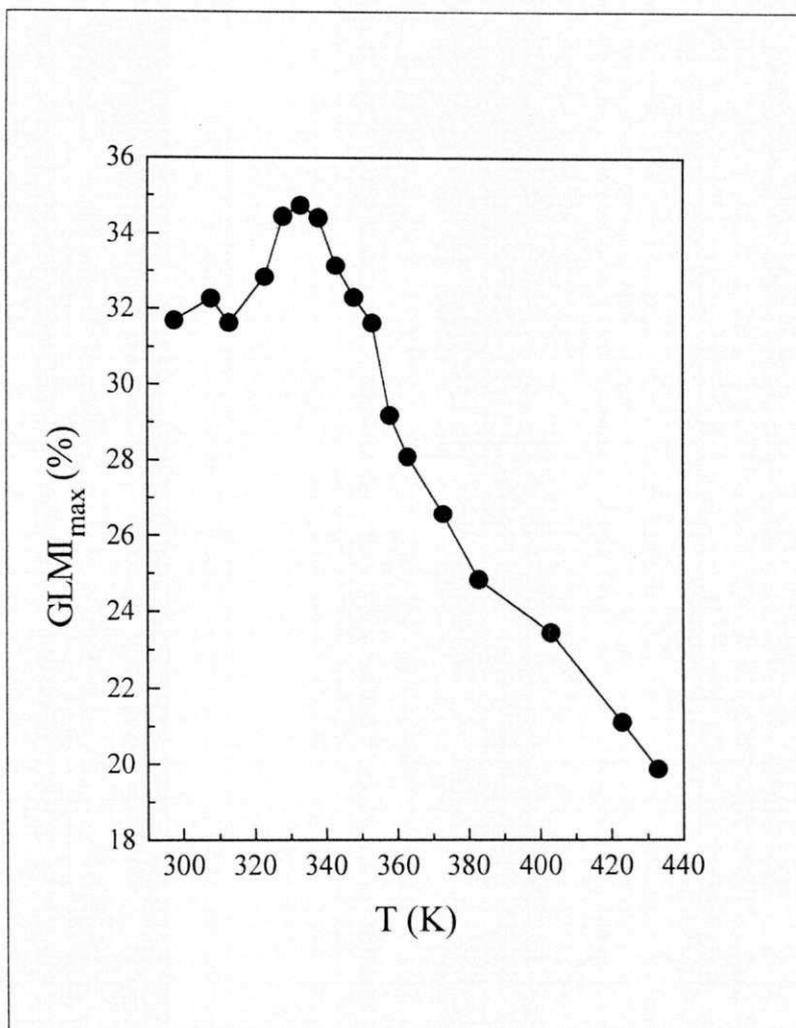


Figura 6.23 - Valores de pico da GLMI em função da temperatura, para uma amostra de fita amorfa de $\text{Co}_{70.4}\text{Fe}_{4.6}\text{Si}_5\text{B}_{10}$, submetida a um tratamento térmico de recozimento prévio.

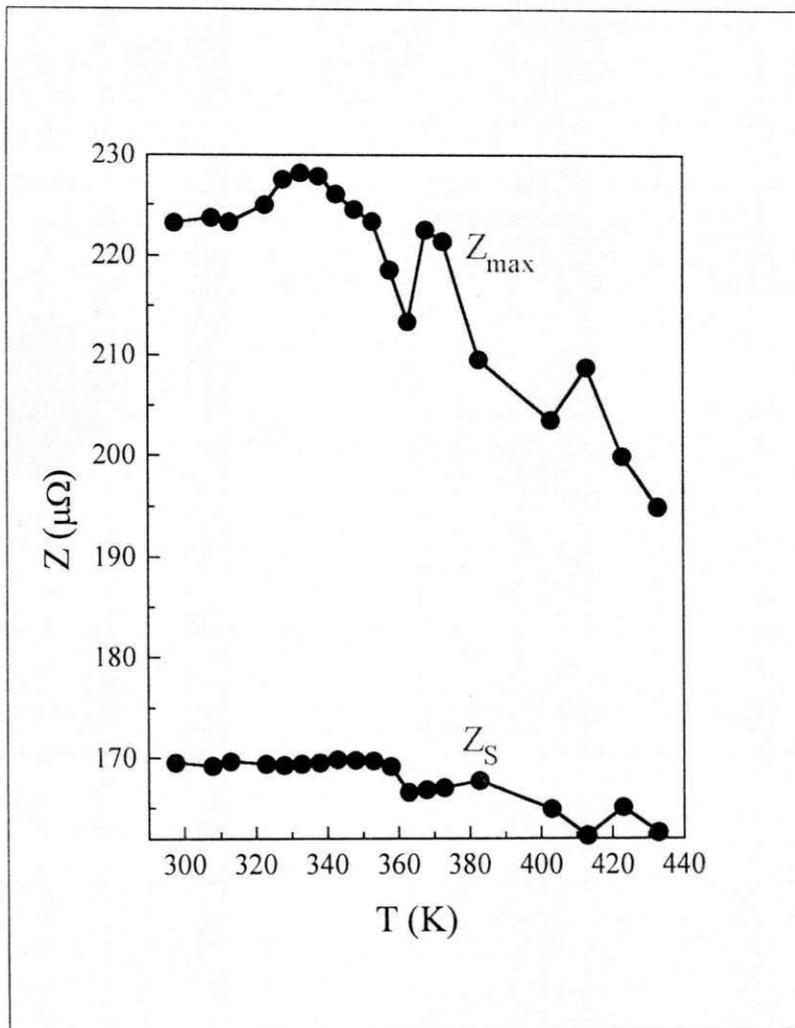


Figura 6.24 - Curvas das impedâncias de pico Z_{MAX} e de saturação Z_S em função da temperatura para uma amostra de fita amorfa de $Co_{70,4}Fe_{4,6}Si_5B_{10}$, submetida a um tratamento térmico de recozimento prévio.

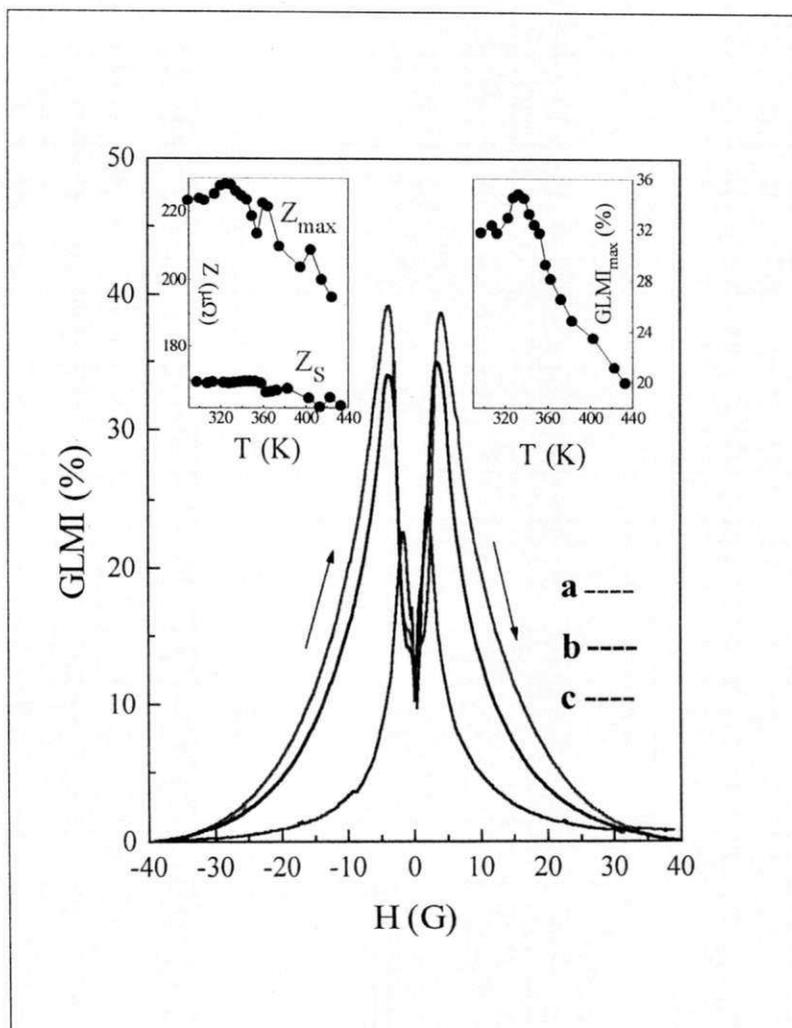


Figura 6.25 - Curvas da GLMI em função do campo magnético, para uma amostra de fita amorfa de $\text{Co}_{70,4}\text{Fe}_{4,6}\text{Si}_5\text{B}_{10}$ submetida a um tratamento térmico de recozimento prévio, em três diferentes temperaturas: (a) $T=333\text{K}$, (b) $T=323\text{K}$, (a) $T=353\text{K}$.

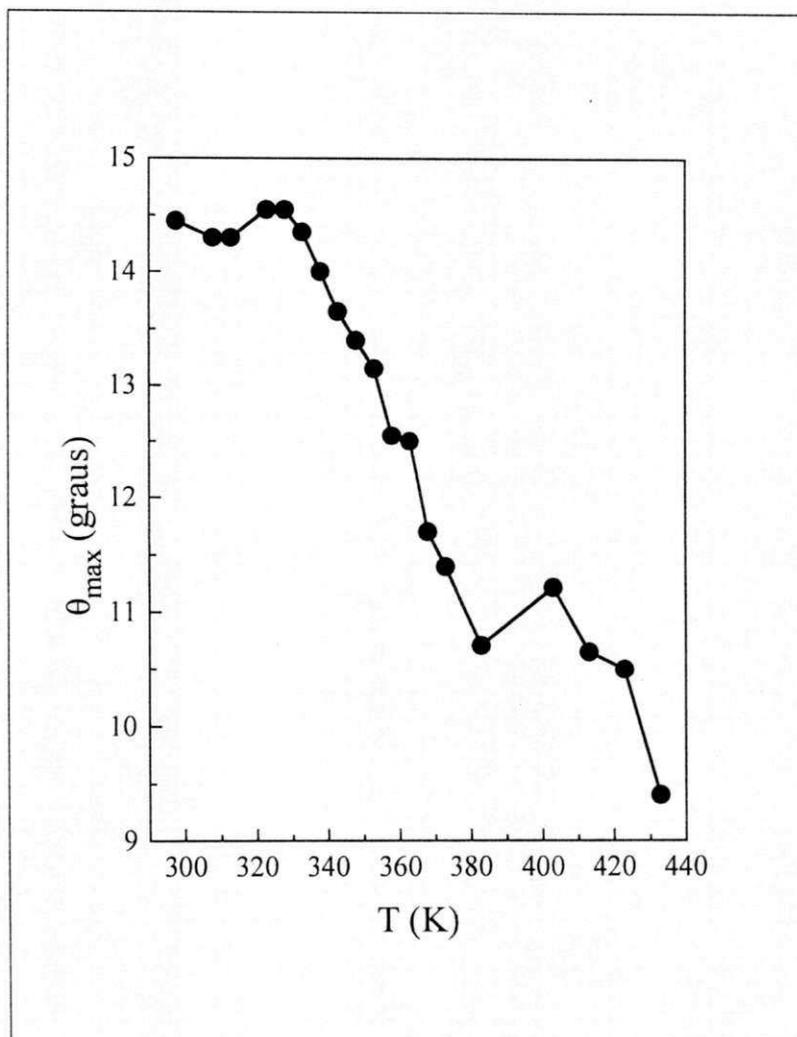


Figura 6.26 - Curva mostrando o comportamento da fase da magnetoimpedância com a temperatura para uma amostra de fita amorfa de $\text{Co}_{70,4}\text{Fe}_{4,6}\text{Si}_5\text{B}_{10}$, submetida a um tratamento térmico de recozimento prévio. θ_{MAX} é a fase onde o pico da GLMI acontece.

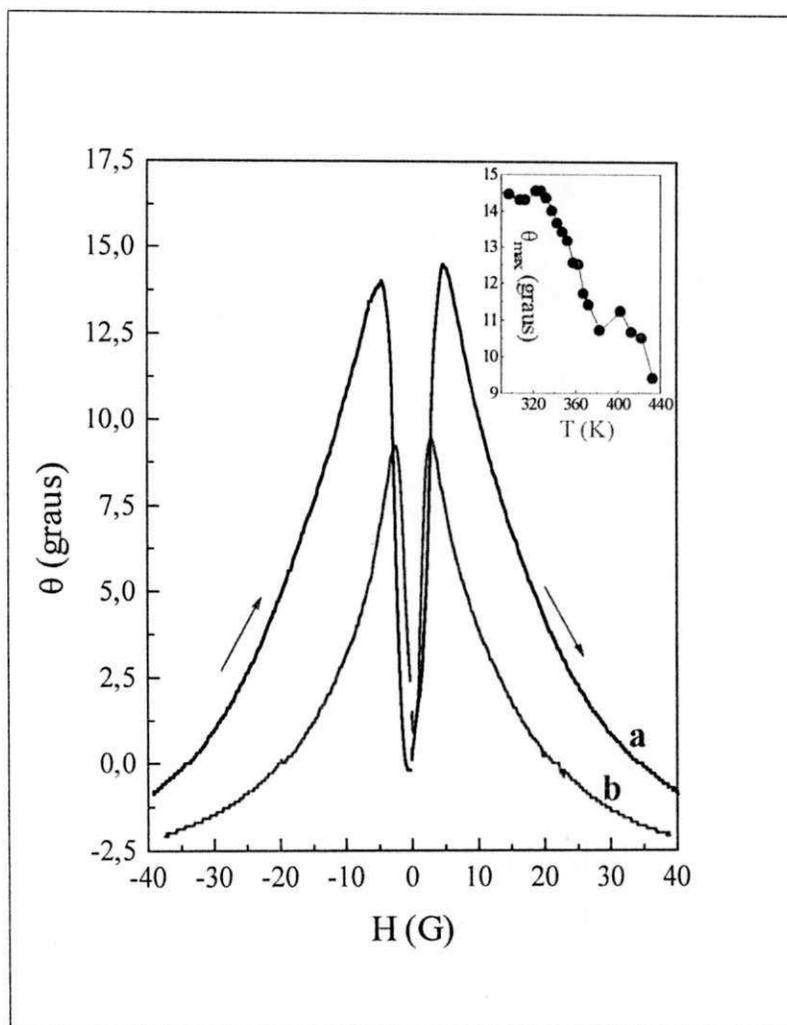


Figura 6.27 - Curvas da fase da GLMI em função do campo magnético, para uma amostra de fita amorfa de $\text{Co}_{70,4}\text{Fe}_{4,6}\text{Si}_5\text{B}_{10}$ submetida a um tratamento térmico de recozimento prévio, tomadas em duas diferentes de temperaturas: (a) $T=338\text{K}$, (b) $T=297\text{K}$.

Para as medidas feitas em T_{an} , ou seja, estando a amostra na temperatura ambiente após cada ciclo em T , a curva da $GLMI_{MAX} \times T_{an}$ apresenta um máximo em $T = 338K$, como mostra a Figura 6.28. Nesse caso, o sinal da GLMI cresceu 14% em relação seu valor à temperatura ambiente, antes da amostra ter sido submetida aos ciclos de aquecimento e resfriamento. A partir dessa temperatura, o sinal cai com o aumento de T_{an} , sofrendo uma queda de 29% em relação ao valor inicial, quando $T \geq 393K$. Esse comportamento resultou da variação da impedância máxima Z_{MAX} com a temperatura de recozimento T_{an} , como mostram as Figuras 6.29 e 6.30.

As Figuras 6.31 e 6.32 mostram comportamento da fase no pico da magnetoimpedância em função da temperatura de recozimento. Pode-se observar que ela é praticamente constante no intervalo de $297 \leq T_{an} \leq 353K$, caindo em seguida com o aumento da temperatura de recozimento, chegando a ser 23% menor que seu valor inicial quando $T_{an} = 433K$.

As curvas da Figura 6.33 mostram o comportamento do campo onde ocorrem os valores máximos ou picos da GLMI em função das temperaturas T e T_{an} . Para as medidas em alta temperatura T , H_{MAX} diminui com o aumento da temperatura. Enquanto que, para as medidas feitas após cada ciclo de aquecimento e resfriamento, H_{MAX} cresce com o aumento da temperatura de recozimento T_{an} . Comportamento similar foi observado para os campos da fase ($H_{MAX}\theta$), ou seja, para os campos onde os picos da fase acontecem, com mostram as curvas da Figura 6.34.

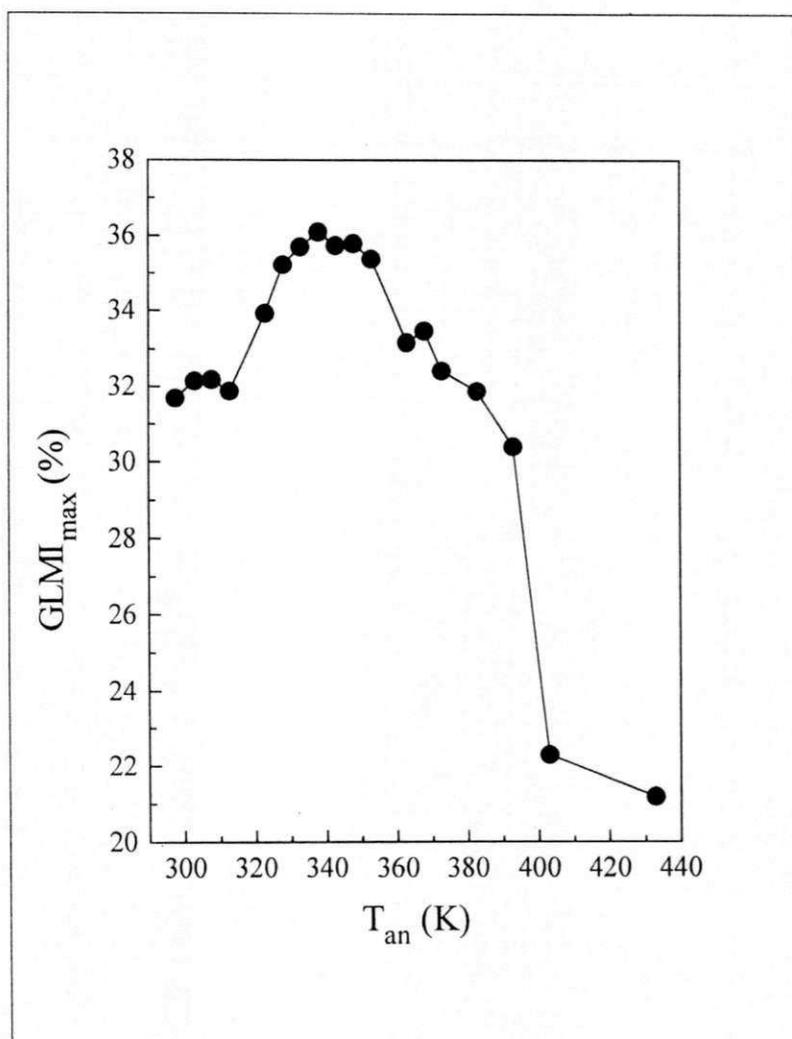


Figura 6.28 - Curva mostrando os valores de pico da GLMI em função da temperatura de recozimento, para uma amostra de fita amorfa de $Co_{70,4}Fe_{4,6}Si_5B_{10}$, submetida a um tratamento térmico de recozimento prévio.

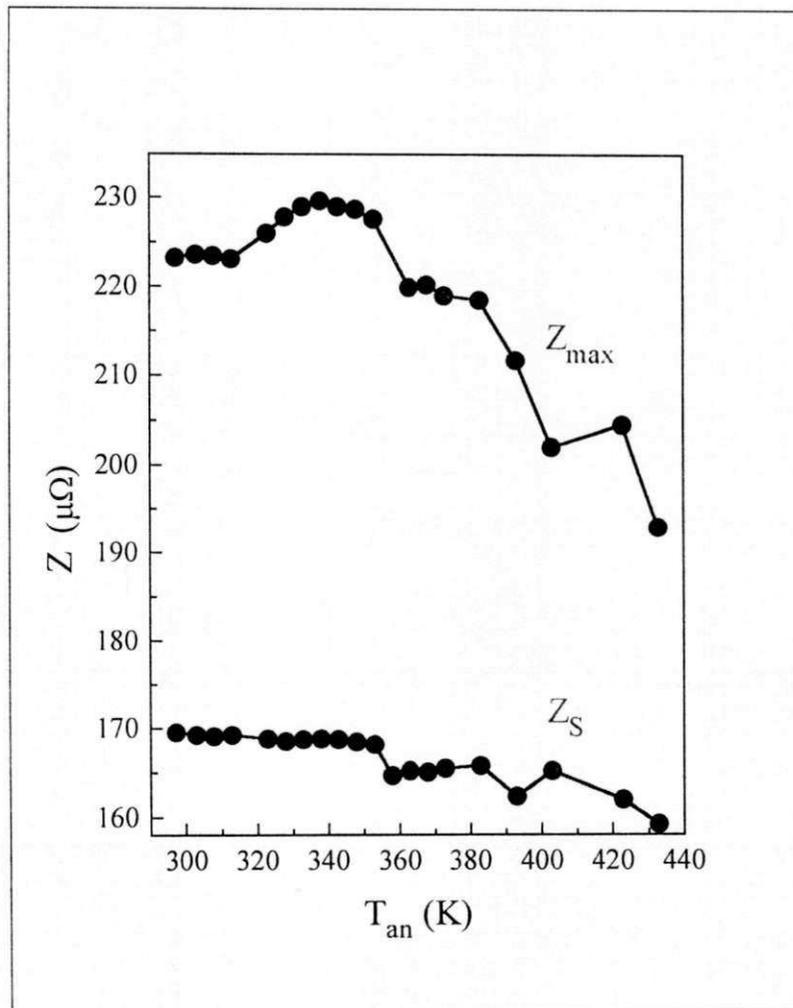


Figura 6.29 - Curvas das impedâncias de pico Z_{MAX} e de saturação Z_S em função da temperatura de recozimento, para uma amostra de fita amorfa de $Co_{70,4}Fe_{4,6}Si_5B_{10}$, submetida a um tratamento térmico de recozimento prévio.

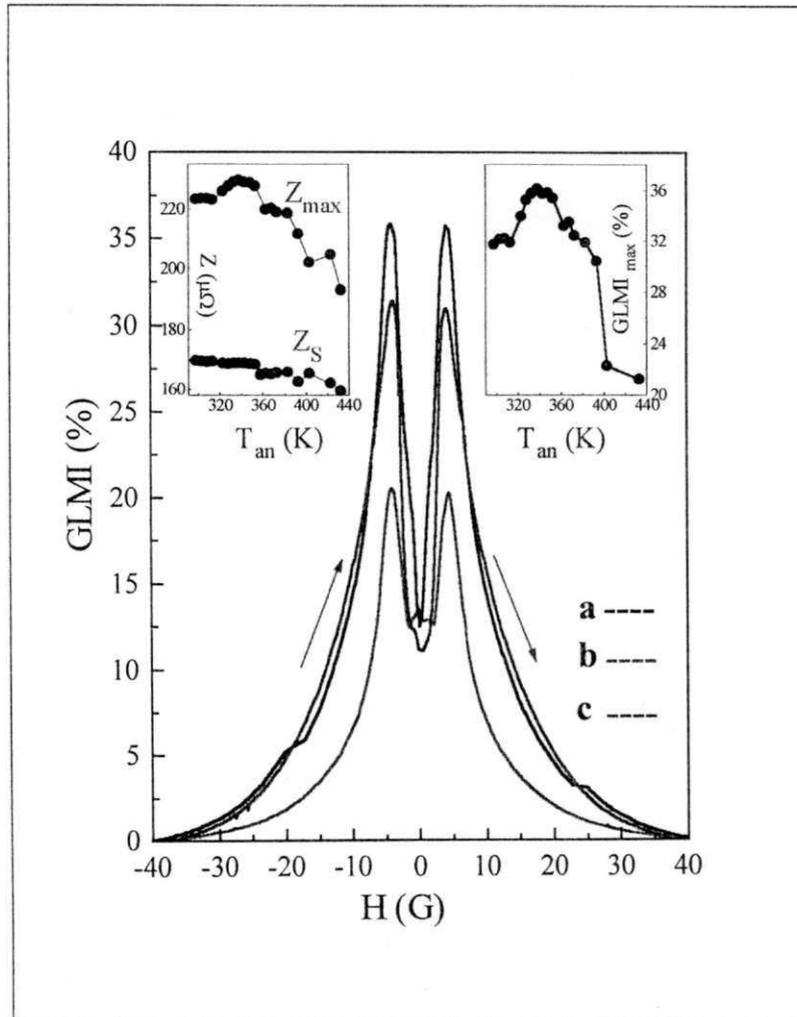


Figura 6.30 - Curvas da GLMI em função do campo magnético, para uma amostra de fita amorfa de $\text{Co}_{70.4}\text{Fe}_{4.6}\text{Si}_5\text{B}_{10}$ submetida a um tratamento térmico de recozimento prévio, em três diferentes temperaturas de recozimento: (a) $T_{an} = 338\text{K}$, (b) $T_{an} = 297\text{K}$, (a) $T_{an} = 433\text{K}$.

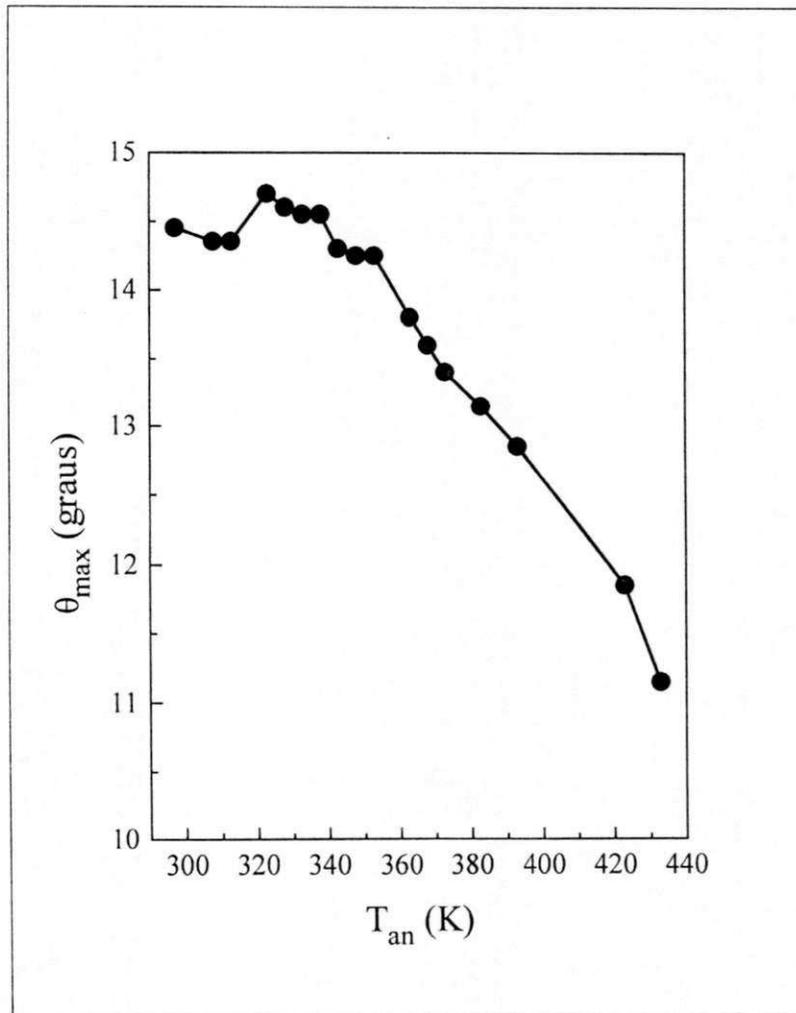


Figura 6.31 - Comportamento da fase no pico da GLMI em função da temperatura de recozimento T_{an} , para uma amostra de fita amorfa de $Co_{70,4}Fe_{4,6}Si_5B_{10}$ submetida a um tratamento térmico de recozimento prévio.

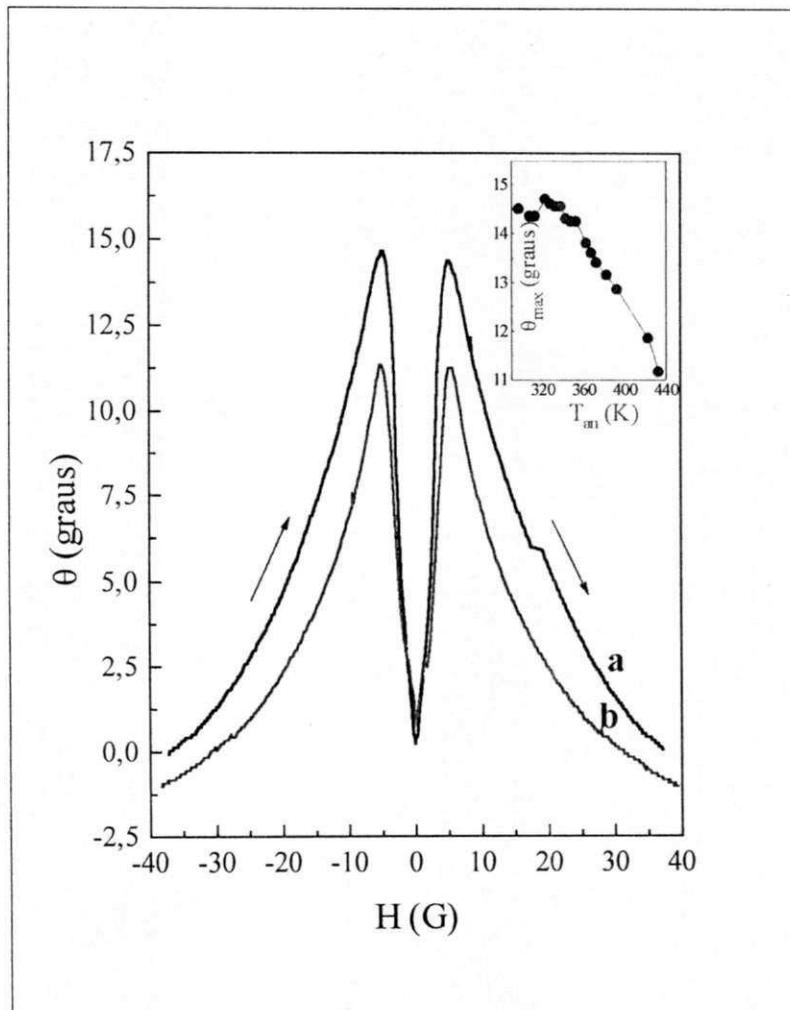


Figura 6.32 - Curvas da fase da GLMI em função do campo magnético, para uma amostra de fita amorfa de $Co_{70,4}Fe_{4,6}Si_5B_{10}$ submetida a um tratamento térmico de recozimento prévio, em duas diferentes temperaturas de recozimento: (a) $T_{an} = 323K$, (b) $T_{an} = 433K$.

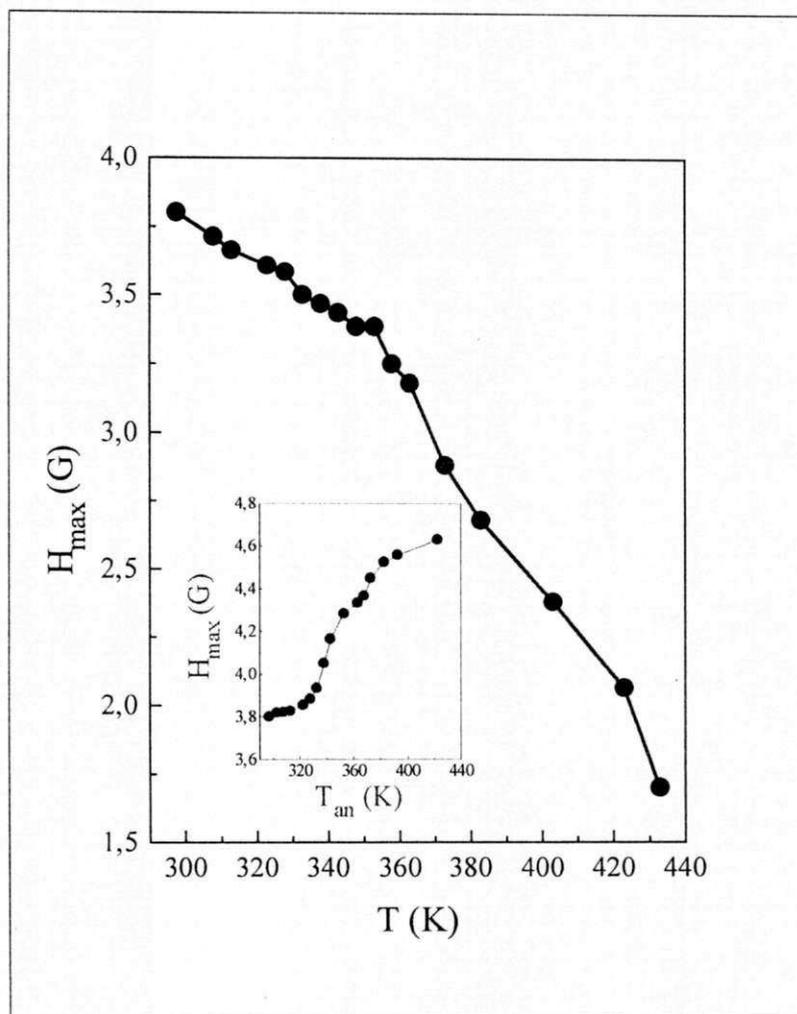


Figura 6.33 - A curva principal mostra o comportamento do campo H_{MAX} , para o qual o pico do sinal da GLMI ocorre, em função da temperatura T . No curva menor, este mesmo campo é colocado em função da temperatura de recozimento T_{an} .

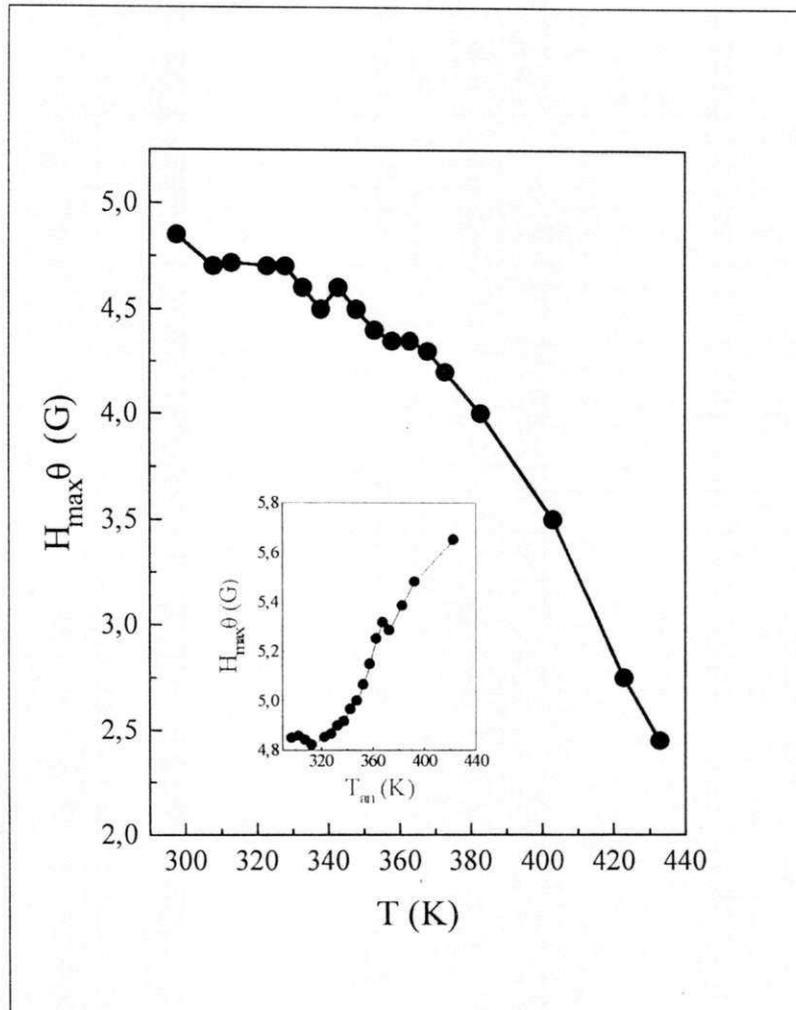


Figura 6.34 - A curva principal mostra o comportamento do campo $H_{MAX\theta}$, para o qual ocorre o máximo da fase da GLMI, em função da temperatura T . Na figura menor este campo é colocado em função da temperatura de recozimento T_{an} .

6.2.3 Amplitude da corrente

Os efeitos da aplicação de uma corrente sobre a estrutura de domínios e conseqüentemente, sobre as propriedades magnéticas de fitas metálicas amorfas, são extremamente interessantes, tanto do ponto de vista científico, quanto tecnológico. Esses efeitos dependem da orientação e magnitude da anisotropia magnética da fita [71].

Exceto para vizinhanças das bordas da fita, o campo produzido pela corrente aplicada (I_{ac}) é essencialmente transversal e varia linearmente com a distância a partir do plano central da fita, atingido o valor $h_{ac} = I/2\varepsilon$ na sua superfície [39]. Esse campo é contrariamente direcionado nas faces opostas da fita. Quando a anisotropia magnética inicial e a estrutura de domínios da fita são transversais à direção da corrente aplicada h_{ac} desloca as paredes na direção da corrente, alargando os domínios na superfície da fita e produzindo paredes curvas, como mostram as ilustrações (a) e (b) da Figura 6.35. Acima de um certo valor crítico de corrente, essas paredes curvadas desaparecem e é criada uma parede de domínio única, a partir do plano médio da fita como mostra a ilustração (c) da Figura 6.35. Com isso, a magnetização na superfície da fita é saturada, diminuindo a permeabilidade transversal [72].

Neste trabalho, tem sido mostrado que, independente da configuração de campo e corrente empregada na medição da magnetoimpedância, a amplitude do efeito cresce com o aumento da amplitude da corrente alternada e este crescimento resulta do aumento da permeabilidade transversal com h_{ac} . No entanto, de acordo o que foi apresentado acima, pode-se prever que o aumento do efeito da GMI com a corrente, aconteça até que I_{ac} atinja um certo valor crítico I_c , a partir do qual o campo h_{ac} satura e a permeabilidade transversal cai.

Para verificar tais afirmações e identificar qual o valor de saturação da corrente I_{ac} em fitas amorfas de $\text{Co}_{70,4}\text{Fe}_{1,6}\text{Si}_{15}\text{B}_{10}$ com $40\mu\text{m}$ de espessura, este trabalho mediu a GLMI aplicando correntes com amplitude variando no intervalo entre $0,5 \leq I_{ac} \leq 80\text{mA}$. As medidas foram feitas numa amostra com 30mm de comprimento e $1,2\text{mm}$ de largura. Para todo o intervalo de corrente estudado, a frequência foi mantida a um valor constante de 100kHz . Os resultados experimentais dessas medidas podem ser verificados na Figura 6.36. Como se pode observar, houve um aumento de aproximadamente 157% na GLMI para $0,5 \leq I_{ac} \leq 55\text{mA}$. No intervalo de $55 \leq I_{ac} \leq 65\text{mA}$ o valor da GLMI manteve-se praticamente constante,

atingindo assim o regime de saturação. Para valores de $I_{ac} > 65mA$ a GLMI caiu com o aumento da amplitude da corrente.

Outra fato observado foi o comportamento Ohmico da impedância da fita amorfa de $Co_{70,4}Fe_{4,6}Si_{15}B_{10}$, que pode ser visto na Figura 6.37 através da curva $Z_S \times I_{ac}$ para valores de corrente variando de $0,5 \leq I_{ac} \leq 85mA$.

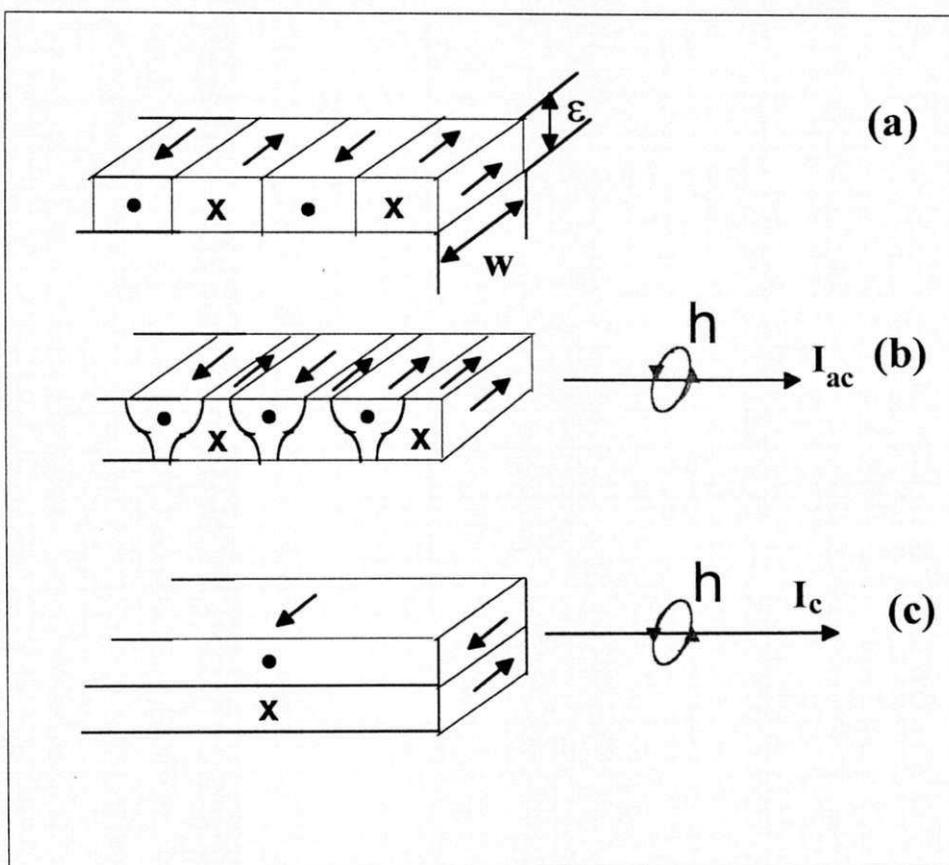


Figura 6.35 - Efeito da amplitude da corrente aplicada I_{ac} sobre a magnetização em fitas metálicas amorfas com anisotropia transversal: (a) sem corrente, (b) com corrente I_{ac} , (c) com corrente crítica I_c .

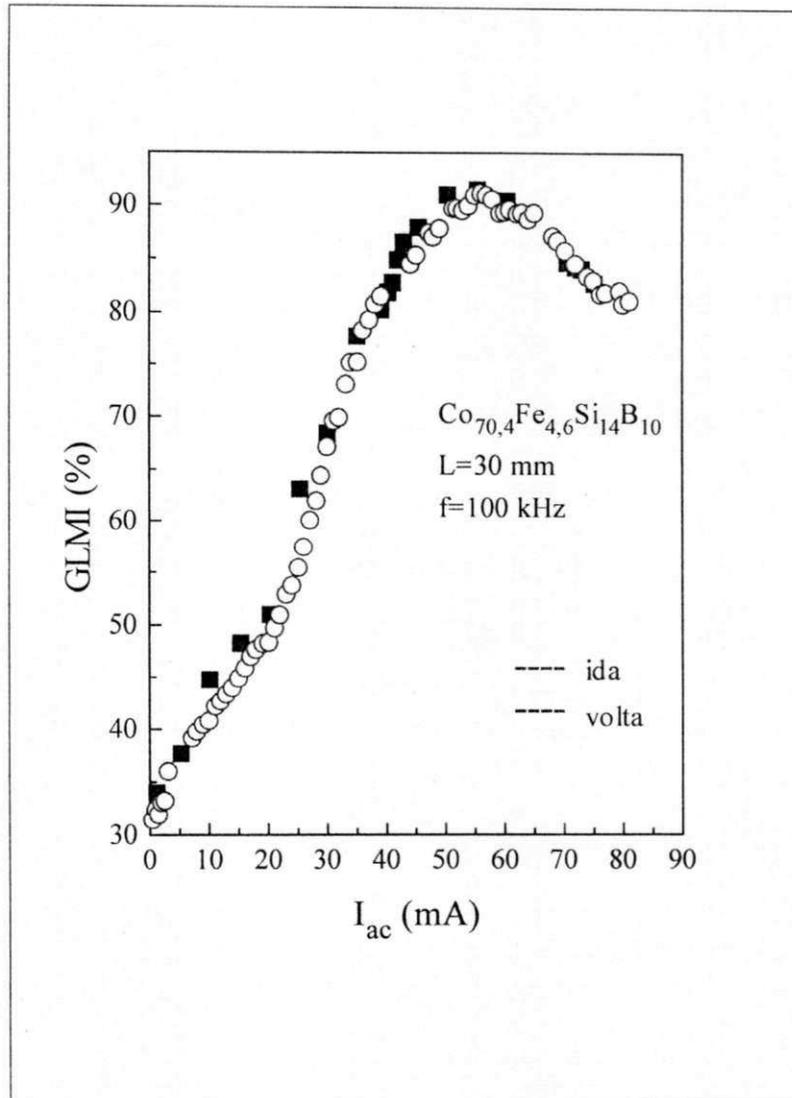


Figura 6.36 - Curva da GLMI em função da amplitude da corrente I_{ac} . As medidas foram tomadas à temperatura ambiente, aplicando uma frequência de 100kHz , numa amostra de fita amorfa de $\text{Co}_{70.4}\text{Fe}_{4.6}\text{Si}_{15}\text{B}_{10}$ com de 30mm de comprimento.

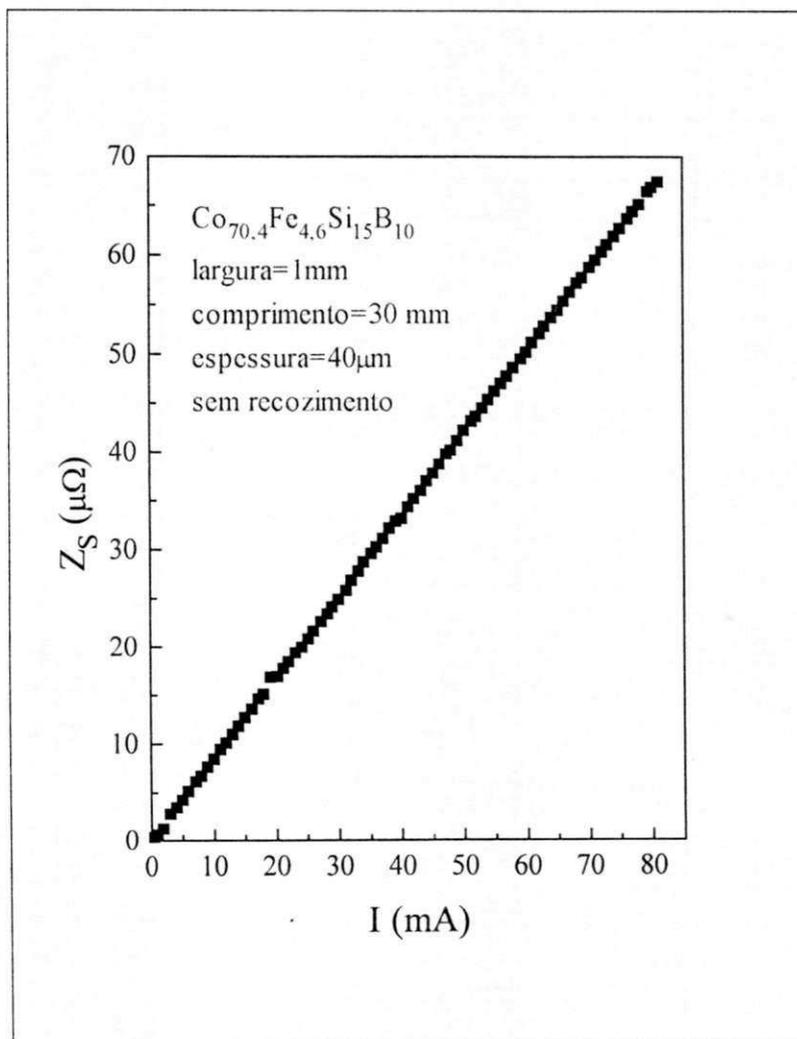


Figura 6.37 - Curva da impedância de saturação em função da amplitude da corrente alternada I_{ac} , para uma amostra de fita amorfa de $\text{Co}_{70.4}\text{Fe}_{4.6}\text{Si}_{15}\text{B}_{10}$.

6.3 Medidas do efeito Hall

Neste trabalho, também foram feitas medidas de efeito Hall em fitas amorfas de $\text{Co}_{70,4}\text{Fe}_{4,6}\text{Si}_{15}\text{B}_{10}$. A técnica utilizada na medição, descrita na seção 5.1.2 do Capítulo 5, foi similar à empregada para medir a magnetoimpedância na configuração transversal, com exceção da posição dos contatos de corrente e tensão sobre a amostra de fita.

Foi com base em tal similaridade, que surgiu a idéia de investigar se os mecanismos responsáveis pelo efeito da magnetoimpedância gigante transversal também influenciariam o comportamento do efeito Hall das fitas amorfas em estudo. Para tal, foram utilizadas nas medidas fitas com comprimento de 11mm , largura de $1,2\text{mm}$ e espessura de $40\ \mu\text{m}$, recozidas durante 15min à uma temperatura de 587K , sob campo magnético de 2kOe , aplicado transversalmente.

A resistividade Hall em função do campo magnético aplicado, foi medida varrendo o campo entre $-15 \leq H \leq 15\text{kOe}$. As medidas foram tomadas para correntes com amplitude de 12mA e a freqüências variando entre 10Hz e 100kHz . A Figura 6.38 mostra os principais resultados obtido para essas medidas. Para freqüências acima de 1kHz , a curva da resistividade Hall em função do campo magnético, apresentou um pico em $H \approx 500\text{Oe}$. Verificou-se então, que a amplitude desse pico cresceu com o valor da freqüência da corrente alternada aplicada na amostra, o que pode ser comprovado comparando as três curvas $\rho_H \times H$ mostradas na Figura 6.38. O campo onde ocorreram os picos nestas curvas, tem a mesma ordem de grandeza dos campos onde aparecem os picos das curvas da $\text{GTMI} \times H$, verificar seção 6.1.1.

Com base na existência destes picos dependentes da freqüência, tal como aconteceu para GMI, sugerimos um modelo fenomenológico que relaciona a tensão Hall ao comprimento de penetração da corrente δ .

Para uma fita de largura l , o campo Hall pode ser definido por:

$$E_H = \frac{V_H}{l}, \quad (6.1)$$

sendo V_H a tensão Hall. Este campo elétrico está relacionado ao campo magnético aplicado H , pela expressão:

$$E_H = R_H \frac{I_{ac}}{l \epsilon} H, \quad (6.2)$$

sendo R_H o coeficiente Hall, I_{ac} a corrente aplicada, H o campo magnético aplicado, l e ε a largura e espessura da fita respectivamente.

Igualando as Equações 6.1 e 6.2 obtém-se a seguinte expressão para tensão Hall:

$$V_H = R_H \frac{I_{ac}}{\varepsilon} H. \quad (6.3)$$

Admitindo que a corrente I_{ac} não penetra completamente por toda espessura da fita, esta expressão para tensão Hall pode ser reescrita como:

$$V_H = R_H \frac{I_{ac}}{\varepsilon_{eff}} H. \quad (6.4)$$

ε_{eff} é, a exemplo do que acontece para GMI, a espessura efetiva da amostra de fita para a qual a corrente I_{ac} está distribuída e se relaciona a profundidade de penetração da corrente δ através da expressão:

$$\varepsilon_{eff} = 2\delta \left(1 - e^{-\frac{\varepsilon}{2\delta}} \right) \quad (6.5)$$

Como, para a fita amorfa de $\text{Co}_{70,4}\text{Fe}_{4,6}\text{Si}_{15}\text{B}_{10}$ em estudo, o comprimento de penetração da corrente depende da permeabilidade transversal da fita e de frequência da corrente aplicada, veja Equação 3.1, pode-se esperar que exista uma relação entre os picos observados no espectro das curvas da $GTMI \times H$ e os mostrados nas curvas $\rho_H \times H$ para as fitas estudadas neste trabalho.

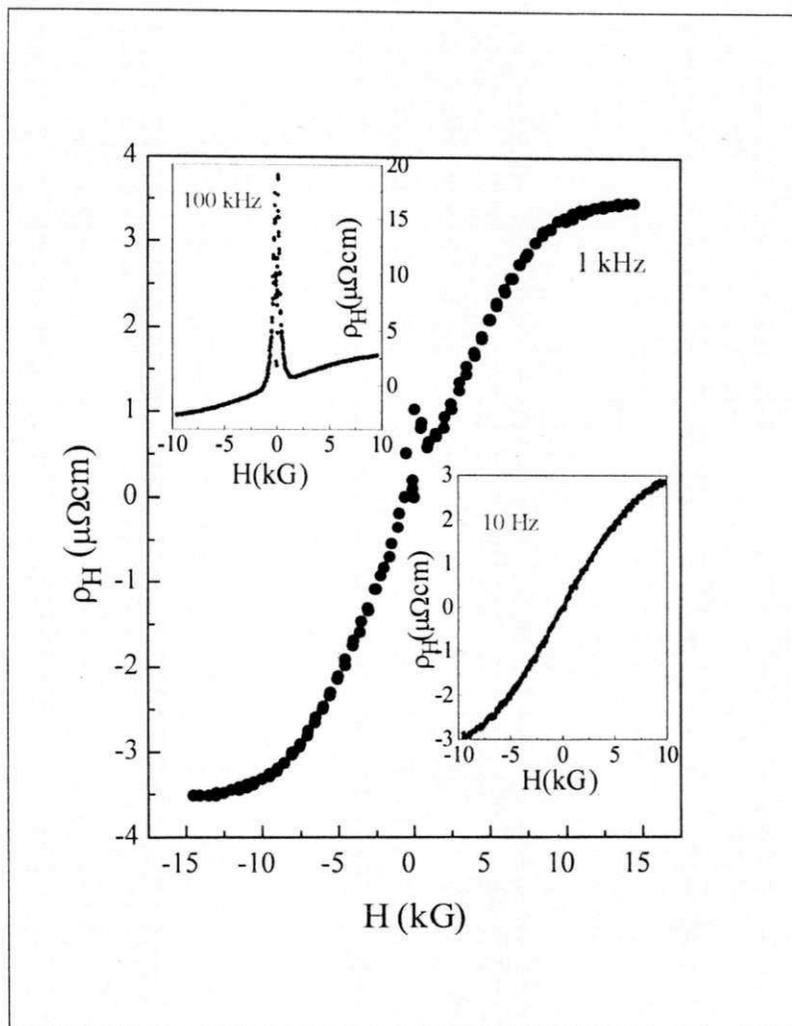


Figura 6.38 - Dependência da resistividade Hall com a intensidade de campo magnético para $I_{ac} = 12\text{mA}$ e $f = 1\text{kHz}$, numa fita amorfa de $\text{Co}_{70.4}\text{Fe}_{4.6}\text{Si}_{15}\text{B}_{10}$. Nas curvas menores a mesma dependência é mostrada aplicando uma corrente de mesma amplitude e diferentes frequências: para da esquerda $f = 100\text{kHz}$, para a da direita $f = 10\text{Hz}$.

Capítulo 7

Microfone GMI

7.1 Introdução

O desenvolvimento recente da micro tecnologia na produção de discos rígidos de alta densidade, sistemas para controle de robôs, testes não-destrutivos (NDT) e várias medições industriais e de outros ambientes, passam obrigatoriamente pelos avanços tecnológicos obtidos com a construção de sensores magnéticos cada vez menores, com alta sensibilidade, resposta rápida e estabilidade em alta temperatura. Para tal, atualmente, têm-se usado elementos sensitivos dos tipos Hall (baseados no efeito Hall), GMR (baseado no efeito da magnetoresistência gigante), e FGS (sensores de fluxo magnético feitos com filmes finos) entre outros. Nesse contexto, a recente descoberta do efeito da magnetoimpedância gigante (GMI) em fitas, fios e filmes finos, com magnetostricção nula e alta permeabilidade, promete revolucionar a tecnologia de micro sensores.

A proposta deste trabalho de doutorado, teve como objetivo principal estudar e caracterizar a GMI e o Efeito Hall em fitas amorfas de $\text{Co}_{70,4}\text{Fe}_{4,6}\text{Si}_{15}\text{B}_{10}$, mas também, buscou-se uma nova aplicação tecnológica para tal estudo. Isto foi feito com a construção de um sensor magnético de pressão, especificamente um microfone, cujo princípio de transdução é baseado no efeito da magnetoimpedância gigante de tais fitas.

Este capítulo, que tem uma formatação a parte dos demais, trás inicialmente uma revisão geral sobre sensores magnético que culmina com os mais recentes trabalhos sobre sensores do tipo GMI, publicados até a presente data por vários grupos de pesquisa. Em seguida, também é feita uma revisão sobre microfones em geral, cujo conteúdo aborda, para os principais tipos de microfone, o princípio de funcionamento, as características principais e aplicações. Finalizando, será mostrado em detalhes o microfone GMI desenvolvido neste trabalho.

7.2 Revisão geral sobre sensores magnéticos

7.2.1 A tecnologia de sensores magnéticos

Os sensores magnéticos vêm sendo amplamente empregados no controle e análises de vários tipos de funções em diversas áreas. Isso principalmente, devido à sua alta sensibilidade, rapidez e baixo custo. Comparada a outras tecnologias, a de sensores magnéticos apresenta grandes vantagens em relação às outras, tais como: a facilidade de construção e manutenção, e a extrema segurança.

Há muitas maneiras de um sensor detectar um campo magnético e a grande maioria delas está baseada na correlação íntima entre fenômenos magnéticos e elétricos. No entanto, a faixa de sensibilidade de um sensor magnético não depende apenas do conceito empregado em sua construção, mas também, é bastante influenciada pela tecnologia da leitura eletrônica. Em termos do elemento sensor, a faixa de sensibilidade depende principalmente da frequência de resposta, do tamanho e da potência, parâmetros que definem qual modelo de sensor é mais adequado a uma dada aplicação.

Os sensores magnéticos, mais comumente utilizados hoje em dia, estão listados na Tabela 7.1. As linhas cheias marcam a faixa de sensibilidade para cada tipo de sensor. As linhas pontilhadas representam as projeções do comportamento dessas faixas com base nos melhoramentos futuros, previstos em recentes pesquisas na área.

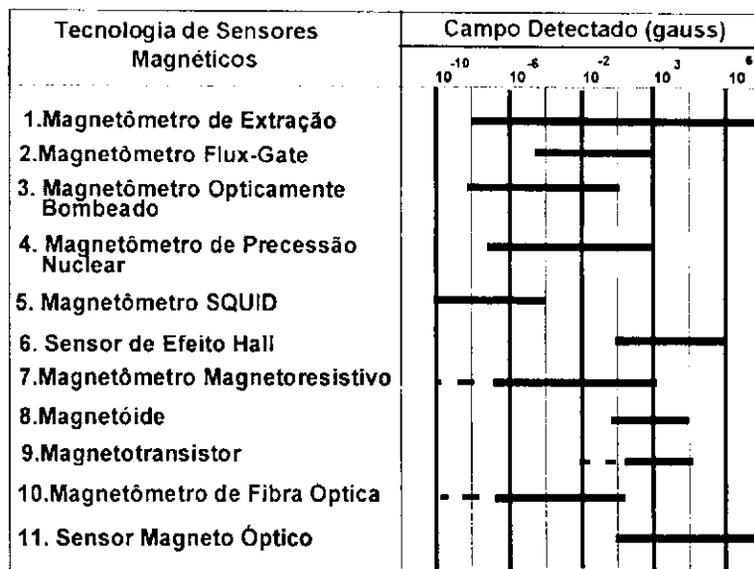


Tabela 7.1 - Esta tabela mostra as tecnologias mais comuns de sensores magnéticos e em que faixa de campo cada uma pode ser empregada. As linhas pontilhadas representam as previsões futuras dos limites dessas faixas de campo [71].

7.2.2 Magnetômetro de extração

O princípio de funcionamento deste sensor baseia-se na Lei de Indução de Faraday, ou seja, quando o fluxo magnético através de uma bobina condutora varia, surge uma tensão induzida cujo valor é proporcional à taxa da variação do fluxo magnético. Essa variação de fluxo magnético pode ocorrer, quando a bobina é colocada em um campo magnético variante com o tempo, ou quando a bobina é deslocada sobre um gradiente de campo magnético.

Normalmente, uma haste de um material ferromagnético, com alta permeabilidade magnética, é inserida dentro da bobina para congregar o campo magnético em volta e aumentar o fluxo magnético. A Figura 7.1 ilustra o funcionamento deste tipo de sensor.

A sensibilidade do magnetômetro de extração, depende da permeabilidade do material do núcleo, da área e do número de voltas da bobina, e da taxa de variação do fluxo magnético através dela.

A frequência de resposta do sensor é delimitada pela razão entre a indutância e a resistência da bobina, o que determina o tempo de dissipação da corrente induzida quando o campo magnético é retirado. Em alguns casos, a capacitância entre os enrolamentos também pode limitar a frequência de resposta. Na prática, entretanto, o circuito eletrônico que lê a tensão de saída também pode ser um fator limitante tanto para a sensibilidade, quanto para frequência de saída do sensor.

Sensores desse tipo podem detectar campos da ordem de $10^{-6}G$, não possuindo limite superior de sensibilidade. A faixa de frequência útil é tipicamente da ordem de $1Hz$ a $1MHz$, o que depende fundamentalmente da razão entre a indutância e a resistência da bobina. O comprimento desses sensores varia normalmente entre 5 e $120cm$, e operam utilizando potência de 1 a $10mW$, a qual é basicamente consumida pela eletrônica que faz a leitura de saída [71].

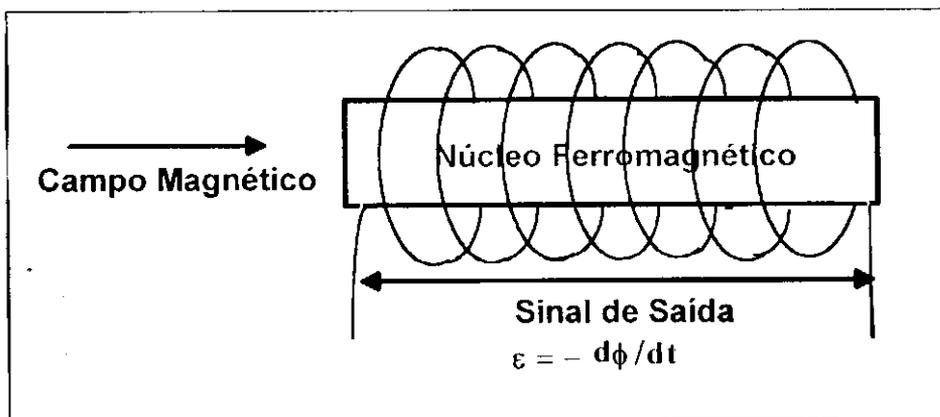


Figura 7.1 – Magnetômetro de extração.

7.2.3 Magnetômetro Flux-Gate

O magnetômetro "Flux-Gate", ilustrado na Figura 5.2, consiste de um material ferromagnético envolvido por duas bobinas. Ele explora a indução magnética juntamente com a histerese existente em todos os materiais ferromagnéticos.

Quando uma corrente senoidal é aplicada em uma das bobinas, o núcleo vai sendo magnetizado até atingir a saturação. Como o núcleo caminha para saturação, a sua relutância aumenta dificultando a passagem do campo magnético externo, que passa a ser repellido, o que é sentido pela segunda bobina. Quando o núcleo começa a sair da saturação, pela redução da corrente na bobina motriz, o campo magnético externo é novamente atraído pelo núcleo, o que é novamente sentido pela segunda bobina. Assim, a atração alternada à repulsão, causam cortes no fluxo magnético que atravessa a segunda bobina. A tensão de saída na bobina sensitiva possui o mesmo número de harmônicos da frequência de excitação. Para leitura de saída, o sinal do segundo harmônico é extraído e retificado, de modo que a tensão lida, é proporcional ao campo magnético externo.

A sensibilidade deste sensor depende da forma da curva de histerese do núcleo. Para uma máxima sensibilidade a curva $B \times H$ deve ser a mais quadrada possível para produzir uma força eletromotriz mais alta. A faixa de sensibilidade é de 10^{-6} a $10^2 G$. Menores potências de consumo são encontradas em núcleos feitos de materiais com baixa coercitividade e alta valor de saturação. A frequência de resposta é limitada pela excitação do campo e pelo tempo de resposta do material ferromagnético. O valor máximo da frequência fica em torno de $10 kHz$. O magnetômetro "Flux-Gate", assemelha-se com o magnetômetro de Extração nas dimensões, mas consome cinco vezes mais potência. No entanto, é mais preciso na leitura de campos constantes [71].

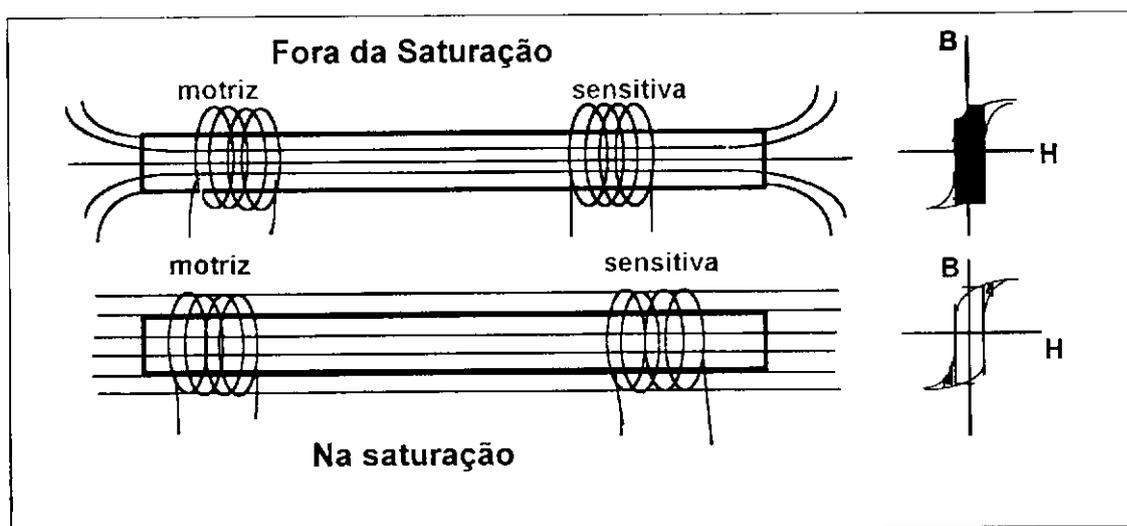


Figura 7.2 – Esquema de operação do magnetômetro "Flux-Gate".

7.2.4 Magnetômetro opticamente bombeado

O magnetômetro opticamente bombeado, mostrado na Figura 7.3, é baseado no efeito Zeeman. Em 1896, Peter Zeeman mostrou que algumas das linhas espectrais características dos átomos são quebradas quando eles são colocados em um campo magnético; uma linha espectral torna-se um grupo de linhas com comprimentos de onda ligeiramente diferentes. A quebra é particularmente pronunciada em elementos alcalinos, tais como o césio.

O magnetômetro opticamente bombeado explora três diferentes estados de energia disponíveis para o césio: dois estados de menor energia que estão muito próximos e um estado de muito mais alta energia. A diferença de energia entre os menores estados corresponde a uma linha espectral de rádio-freqüência, a transição entre o de maior e um de menor energia corresponde a uma linha espectral na região óptica.

A diferença de energia entre os dois menores estados, é devida a diferença na orientação dos eixos dos spins dos elétrons. Um eixo do spin de um elétron pode ter apenas duas orientações com relação a um campo magnético externo, paralela ou antiparalela, e uma precisa de mais energia que a outra. Os estados de menor energia diferem entre si porque o momento angular do spin de um deles é uma unidade de quantum maior que o do outro. Contrariamente, o valor do momento angular de spin para o estado de maior energia é sempre igual ao valor de um dos estados de menor energia.

Assim, quando o vapor de césio é opticamente bombeado, por um feixe de luz circularmente polarizada, fótons são absorvidos pelos elétrons de menor estado de energia, que têm momento angular diferente daqueles elétrons em maior estado de energia. Com esta absorção o feixe de luz é diminuído e estes elétrons passam a estar no maior estado de energia, enquanto outros caem para os níveis de energia mais baixos. Cada vez que um elétron faz esta transição, há a probabilidade de que ele caia no estado de menor energia e não absorva mais a luz. Depois de um certo tempo, quase todos os elétrons estarão nesta condição e é dito que o vapor está completamente bombeado, ficando relativamente transparente à luz.

Então, se um campo de rádio-freqüência for aplicado paralelamente a trajetória do feixe de luz, os elétrons do vapor sofrem um "flip" mudando seu momento angular. O efeito provoca uma movimentação de elétrons entre os níveis de energia mais baixos, desfazendo o bombeamento, e como resultado o vapor passa a absorver luz novamente. A combinação da

rádio-freqüência com o efeito óptico provoca uma ressonância e é essa ressonância que o magnetômetro opticamente bombeado emprega para medir o campo desejado.

A energia necessária para o “flip” dos spins dos elétrons e conseqüentemente a rádio-freqüência, dependem da intensidade do campo magnético. Assim, para este magnetômetro a freqüência serve como medida do campo magnético. Diferente dos outros magnetômetros, os quais medem apenas a componente de campo situada ao longo do eixo sensitivo, o magnetômetro opticamente bombeado faz medições qualquer que seja orientação do campo magnético aplicado.

A sensibilidade do magnetômetro opticamente bombeado é determinada pelo circuito eletrônico que faz a leitura. Tipicamente, usando vapor de césio ou hélio, a sensibilidade é de 700kHz/G para o césio e $2,8\text{MHz/G}$ para o hélio, o que permite a leitura de campos magnéticos da ordem de 10^{-8}G a 1G . Este sensor, no entanto é relativamente largo possuindo uma potência de consumo também alta [71].

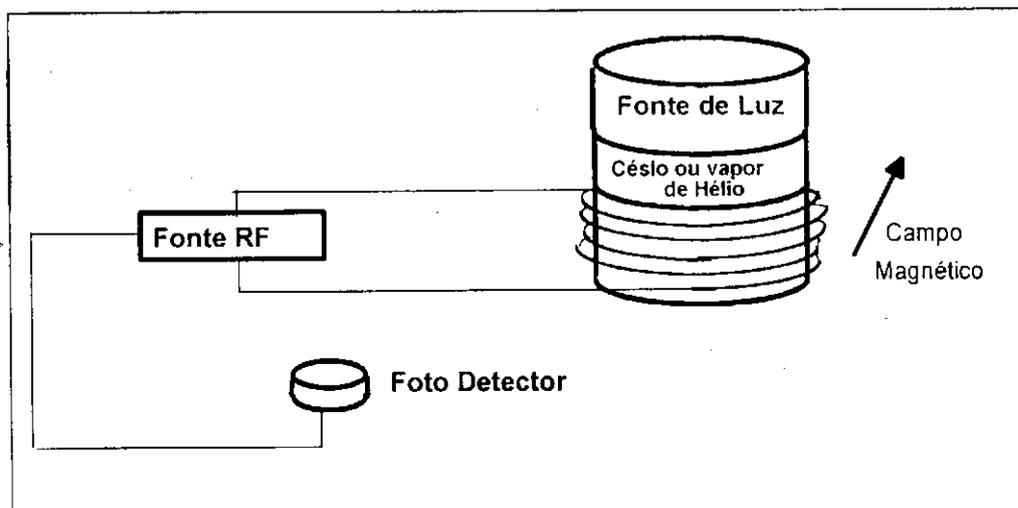


Figura 7.3 – Esquema mostrando um magnetômetro opticamente bombeado.

7.2.5 Magnetômetro de precessão nuclear

Este tipo de magnetômetro baseia-se na resposta do núcleo de átomos de um hidrocarboneto fluido a um campo magnético. Os prótons no núcleo de um átomo podem ser visto como pequenos dipolos magnéticos, que podem temporariamente se alinhar a um campo magnético uniforme criado por uma corrente em uma bobina. Quando a corrente polarizante é ligada, os prótons começam a precessionar em torno do campo magnético. Quando o eixo do spin de um próton está desalinhado com o campo magnético aplicado, ele precessiona em torno do campo. A taxa de precessão é chamada de frequência de precessão e depende da intensidade do campo magnético, que é detectada por um sinal elétrico induzido em uma bobina, como mostra a Figura 7.4.

O magnetômetro de precessão nuclear, assim como o opticamente bombeado, mede campos magnéticos totais com uma sensibilidade da ordem de 10^{-7} a 1G. A faixa de frequência em que opera, depende da taxa de relaxação dos spins do hidrocarboneto fluido [71].

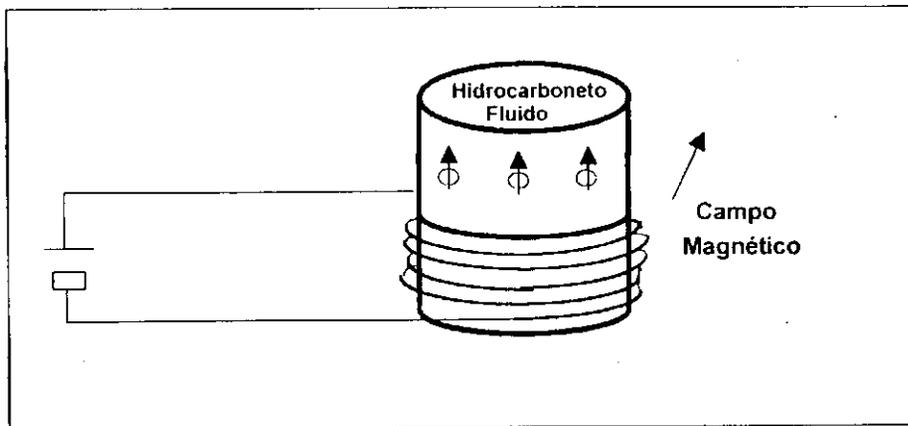


Figura 7.4 – Esquema de um magnetômetro de precessão nuclear

7.2.6 Magnetômetro SQUID

O SQUID (*superconducting quantum interference devise*), é o instrumento mais sensível para medição de campos magnéticos. Ilustrado na Figura 7.5, ele baseia-se na extraordinária interação existente entre a corrente elétrica e o campo magnético, observados

em certos materiais resfriados abaixo da temperatura de transição supercondutora. Nesta temperatura, estes materiais tornam-se supercondutores, perdendo toda e qualquer resistência ao fluxo de corrente elétrica.

Quando as linha de fluxo magnético permeiam um anel feito de material supercondutor, uma corrente elétrica é induzida no anel. Na ausência de qualquer perturbação, a corrente persistirá no anel. A magnitude da corrente induzida é um sensível indicador da densidade de fluxo, de tal modo que, o anel pode responder a variações de campo correspondentes a uma fração da unidade do quantum de fluxo magnético. [71]

O princípio utilizado para medir a corrente sobre o anel supercondutor, foi descoberto em 1962 por Brian D. Josephson, quando previu o comportamento da corrente num anel supercondutor interrompido por uma fina camada de isolante. [68,71]. Ele descobriu que uma supercorrente pode fluir através do isolante, mas ela é uma função oscilante da intensidade do campo magnético. Em outras palavras, quando o campo aumenta, a supercorrente primeiro aumenta até um valor de pico, depois ela cai para zero, e então aumenta novamente e assim por diante.

No SQUID, a variação periódica é utilizada para medir a corrente no interior do anel supercondutor e conseqüentemente, o campo magnético do ambiente. O anel é indutivamente acoplado a um circuito de rádio-freqüência que alimenta um campo de polarização conhecido e serve também como detector do sinal de saída da corrente. Variações na corrente do anel alteram a freqüência ressonante do circuito e como resultado, o sinal de saída muda periódicamente de acordo com a variação do campo medido, ou seja, contando-se o número de máximos que a corrente atravessa pode-se determinar o fluxo final. O circuito de rádio-freqüência também é empregado para ajustar o campo de polarização, afim de compensar as variações provadas pelo campo externo. Este ajuste contínuo do campo de polarização, permite ao SQUID fazer medidas diferenciais de campo magnético.

A sensibilidade de um SQUID varia de 10^{-10} a $10^{-4}G$. As dimensões do sensor SQUID são muito pequenas, mas como opera em baixas temperaturas, utilizando hélio líquido para o resfriamento das bobinas supercondutoras, o equipamento como um todo é muito volumoso e pesado. O consumo de potência é de alguns watts, devido basicamente a eletrônica do circuito de rádio-freqüência. [71]

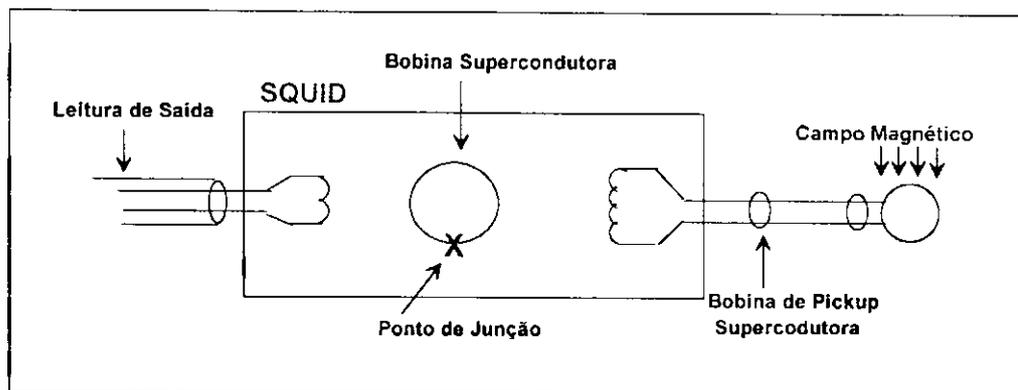


Figura 7.5 –Componentes básicos de um magnetômetro “SQUID”. Um gradiômetro é formado com duas espiras sobre a bobina de *pickup*.

7.2.7 Sensor de efeito Hall

O sensor de efeito Hall, mostrado na Figura 7.6, resulta do surgimento de uma tensão denominada tensão Hall, que aparece em certos materiais, quando sobre eles passa uma corrente e é aplicado um campo magnético perpendicular a esta corrente. O surgimento desta tensão está associada à Força de Lorentz, que aparece quando os portadores de carga se movimentam através de um campo magnético. O efeito Hall é muito pequeno em condutores metálicos, mas pode ser bastante grande em semicondutores.

Sensores Hall mais comuns são geralmente feitos com Si e têm uma sensibilidade na faixa de 10 a $10^5 G$. Os sensores Hall mais sensíveis são feitos de antimoneto de índio e detectam campos de até $10^{-3} G$. Estes tipos de sensores medem campos constantes ou variações; seu limite de frequência fica em torno de 1MHz. Suas dimensões são pequenas, da ordem de $0,6 cm^2$, e podem operar numa larga faixa de temperatura [1].

Atualmente, novos materiais vêm sendo empregados como elemento Hall e usados principalmente em projetos de armazenamento de dados, tais como motores Hall em discos rígidos [74]. Tais materiais são filmes finos ferromagnéticos, que apresentam um alto efeito Hall extraordinário¹. Devido a sua maior concentração de portadores de carga, os filmes finos permitem a construção de sensores Hall operando em uma faixa mais larga de frequência [75,76].

¹Efeito Hall associado ao campo de magnetização do material.

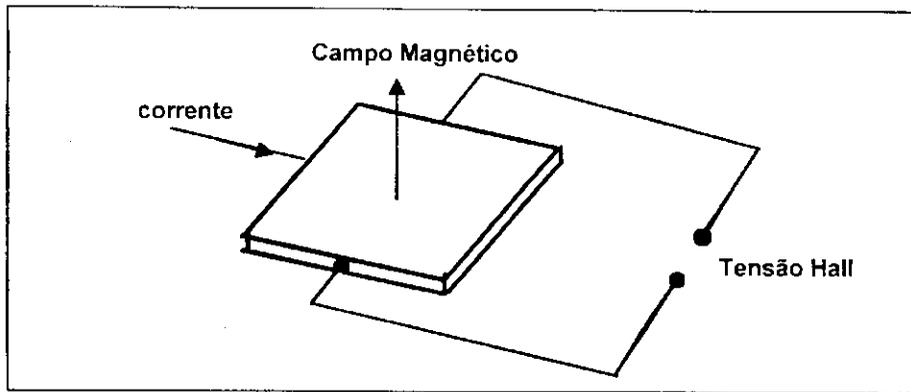


Figura 7.6 – O sensor Hall.

7.2.8 Magnetodiôdo

O magnetodiôdo é essencialmente um diodo semiconductor, ou uma junção pn , como ilustra a Figura 7.7. Num magnetodiôdo, a região p é separada da região n por uma área de silício puro. Acima do silício há uma camada de dióxido de silício e abaixo o substrato de safira, onde o sensor é construído. Se um metal de contato for colocado na região p é criado um potencial positivo, e na região n um negativo. Buracos no material p e elétrons no material n , são então injetados no silício não dopado. A corrente total é a soma da corrente de buracos com a corrente de elétrons, pois portadores de cargas opostas são movidos em direções opostas.

Alguns portadores, particularmente aqueles próximos da interface entre o silício e o dióxido de silício, ou próximos da interface entre o silício e a safira, recombinam-se. As perdas de portadores de carga aumentam a resistência do material. Na ausência de campo magnético, a recombinação em ambas interfaces contribui para aumentar a resistência.

Quando um campo magnético é aplicado na direção perpendicular ao avanço dos portadores, ele provoca a deflexão dos mesmos para cima ou para baixo, dependendo da direção do campo. Tanto os buracos quanto os elétrons são defletidos na mesma direção, pois eles se deslocam fazendo um percurso de direção oposta entre si. Portadores de cargas próximos da interface entre o silício e a safira, têm maior tendência a se combinarem do que

aqueles localizados na interface, entre o silício e o dióxido. Assim, se o campo magnético deflete as cargas para baixo, a resistência do material é maior que a normal; se a deflexão for para cima, a resistência é menor que a normal.

A resposta de um magnetodiôdo, a um campo magnético, é dez vezes maior que a resposta de um sensor Hall e sua aplicação pode ser ampliada, quanto mais aprimorada for a tecnologia empregada na produção do silício e de sua deposição sobre substratos isolantes [71].

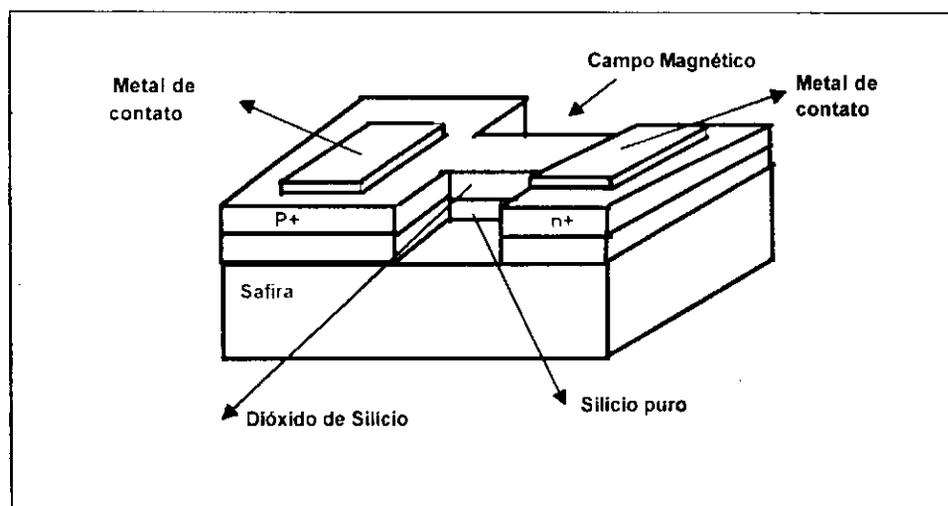


Figura 7.7 – Esquema de um Magnetodiôdo

7.2.9 Magnetotransistor

Como o magnetodiôdo, o magnetotransistor é uma versão de um transistor *npn*. Ele consiste de um emissor *n*, separado de um coletor *p*, por uma base *n*. A diferença é que há dois coletores em vez de um, como mostra a Figura 7.8. Na ausência de campo magnético, um número igual de portadores de cargas chega aos coletores, mas se houver um campo magnético aplicado perpendicularmente a direção da trajetória dos portadores, eles defletirão para um dos dois coletores. Dependendo da direção do campo aplicado, os portadores irão para o coletor da direita ou para o coletor da esquerda. As tensões nos coletores alimentam um amplificador diferencial, cuja saída é proporcional ao campo magnético medido.

Dois diferentes efeitos são usados no magnetotransistor para detecção dos campos: o efeito Hall, e o efeito Suhl. No efeito Hall, já discutido anteriormente, a força de Lorentz é compensada por um campo elétrico que é sentido pelos coletores. O efeito Suhl, toma lugar quando a força de Lorentz não é compensada. Um campo magnético externo causa uma variação na trajetória de movimento dos portadores, resultando numa variação na distribuição de corrente que é detectada entre as saídas dos coletores. Embora ambos os efeitos ocorram simultaneamente, é possível desenvolver um projeto, em que um dos dois efeitos seja predominante. Tais projetos têm evoluído bastante e os magnetotransistores são hoje cem vezes mais sensíveis que os sensores Hall [71].

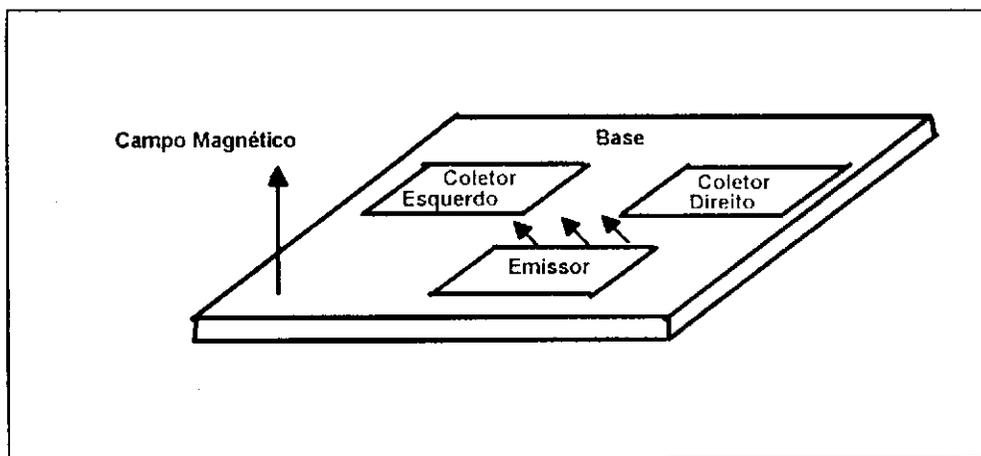


Figura 7.8 –Um magnetotransistor sente o campo magnético por meio da corrente fluindo através de um transistor versão *npn*.

7.2.10 Magnetômetro de fibra óptica

Este tipo de sensor é relativamente novo e ainda se encontra em fase de desenvolvimento. Ele emprega duas fibras que são arranjadas para formar um interferômetro Mach-Zender. Como mostra a Figura 7.9, a luz vinda do laser passa dentro das duas fibras, percorrendo todo seu comprimento, até atingir um fotodetector no fim de cada uma. Uma das fibras é envolvida por um material magnetostrictivo e é chamada fibra sensitiva. Quando um

campo magnético externo é aplicado, o material magnetostrictivo é magnetizado e o comprimento da fibra envolvida varia. O feixe de luz que atravessa a fibra sensitiva fica ligeiramente fora de fase com a do feixe de luz que atravessa a outra fibra, chamada de fibra de referência. A interferência das duas ondas de luz, cria um padrão de luz nos fotodetectores que depende da diferença de fase entre os feixes nas duas fibras.

Variações extremamente pequenas no comprimento de curso das fibras, da ordem de $10^{-13}m$, tem sido detectadas com este tipo de interferômetro. Este dispositivo é incomparavelmente sensível à orientação das linhas de campo, por isso é usado para medir a curvatura das linhas, assim com a intensidade do campo magnético.

O sensor de fibra óptica tem um limite de sensibilidade que varia de 10^{-7} a 10 G e pode ser empregado para detectar campos constantes ou flutuantes, em frequências abaixo de $60kHz$. Seu tamanho, geralmente entre 9 a $10cm$ de comprimento e 2 a $3cm$ de largura, depende da sensibilidade desejada [71].

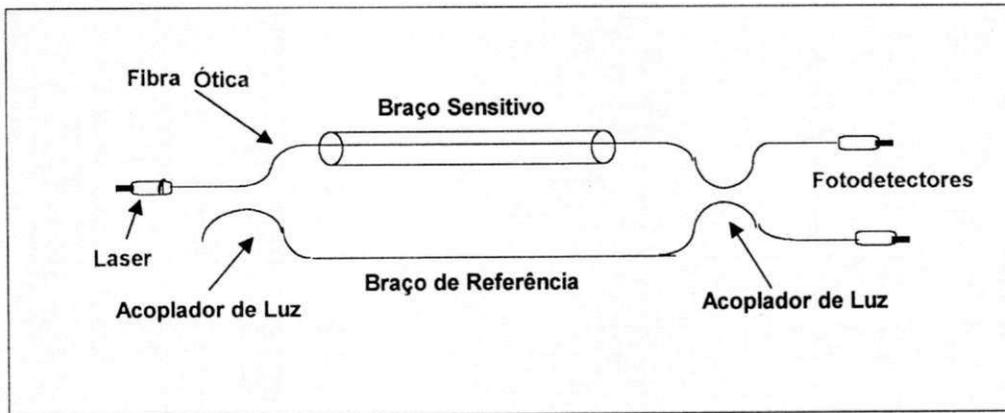


Figura 7.9 – Esquema de um magnetômetro de fibra.

7.2.11 Sensor magneto-óptico

O sensor magneto-óptico, mostrado na Figura 7.10, baseia-se num efeito descoberto por Faraday, que envolve a rotação da polarização da luz quando esta percorre um material magnético. Uma onda de luz polarizada é composta por duas ondas circularmente polarizadas; uma no sentido horário e a outra no antihorário. A rotação da polarização é provocada pela mudança relativa das fases das ondas circulares horária e antihorária. O efeito Faraday resulta de uma variação no índice de refração de um cristal, dependendo se a precessão de seus elétrons em torno de um campo magnético longitudinal, está ou não no mesmo sentido da rotação do campo elétrico de uma onda de luz circularmente polarizada. Um diagrama é usado para comparar este efeito entre os materiais, onde é definida a constante de Verdet, cuja unidade é o ângulo de rotação por unidade de campo magnético, aplicado na direção do comprimento do material.

Materiais com constante de Verdet bastante alta, da ordem de $200 - 400 \text{ min}/(G.cm)$, são bastante adequados para construção de memórias magneto-ópticas [71]. No entanto, a maior vantagem dos sensores magneto-ópticos em relação aos sensores magnéticos, é a rapidez no tempo de resposta. Sensores com resposta em gigahertz, têm sido fabricados.

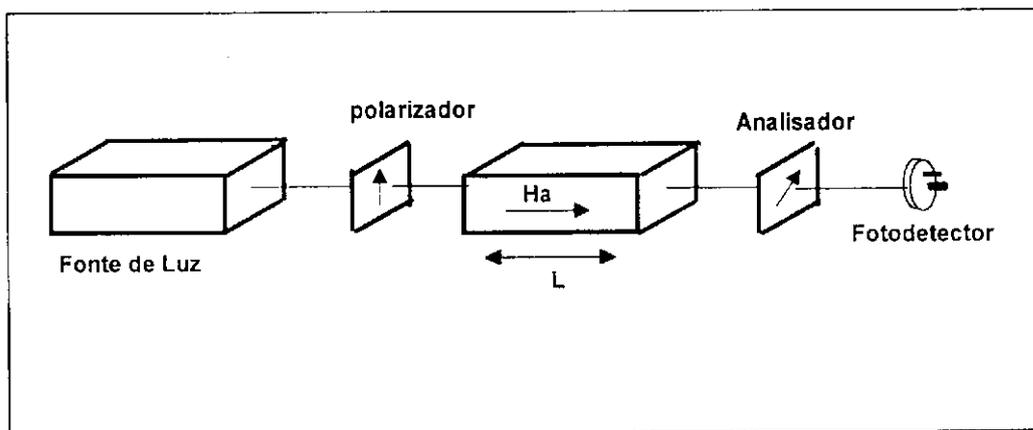


Figura 7.10 – Sensor magneto-óptico.

7.2.12 Sensores magnetoresistivos

Este sensor é baseado no efeito magnetoresistivo, que aparece em metais e semicondutores. Magnetoresistência é um fenômeno pelo qual, a resistência elétrica de um material varia linearmente com a aplicação de um campo magnético.

Alguns materiais, em forma de fitas ou filmes finos, podem ter uma orientação magnética preferencial, tal que, pode-se passar uma corrente na direção da magnetização. Se um campo magnético externo for então aplicado perpendicularmente à corrente, a direção do vetor magnetização dentro do material pode girar acompanhando a direção do campo magnético. O ângulo, através do qual, os momentos são girados, depende da amplitude do campo magnético externo aplicado. A resistência elétrica do material decresce à medida que a direção da magnetização muda em relação à direção que a corrente flui. Isto acontece porque os elétrons de condução que se movem na direção da magnetização, têm uma probabilidade maior de colidirem. A resistência varia aproximadamente com o quadrado do cosseno do ângulo, através do qual, a direção de magnetização é girada. Deste modo, a variação da resistência elétrica destes materiais passa a ser, também, uma medida do campo magnético aplicado. A Figura 7.11 ilustra o efeito da magnetoresistência.

Os elementos magnetoresistivos (MR) têm sido muito usados como cabeçotes de leitura e micro sensores magnéticos [77]. Entretanto, a aplicação do elemento MR em discos magnéticos de alta densidade está com os dias contados. Isso, devido a sua baixa razão sinal/ruído, de 2 ~ 3 % para campos de 20 ~ 40G (em torno de 0,1% G^{-1}) [74]. No entanto, a magnetoresistência gigante (GMR), observada pela primeira vez em 1988 [28], tem mostrado ser a grande promessa para o futuro dos cabeçotes de leitura magnéticos, já que, é caracterizada por uma alta razão magnetoresistiva, em torno de 1% G^{-1} . Desde sua descoberta, a GMR tem sido amplamente estudada [78, 79, 80], tanto na caracterização do efeito em vários tipos de materiais, como no conhecimento dos mecanismos básicos responsáveis por sua existência, já que são diferentes daqueles que descrevem a magnetoresistência convencional [80]. A GMR é vista em materiais magnéticos granulares e em multicamadas. [20,81,82].

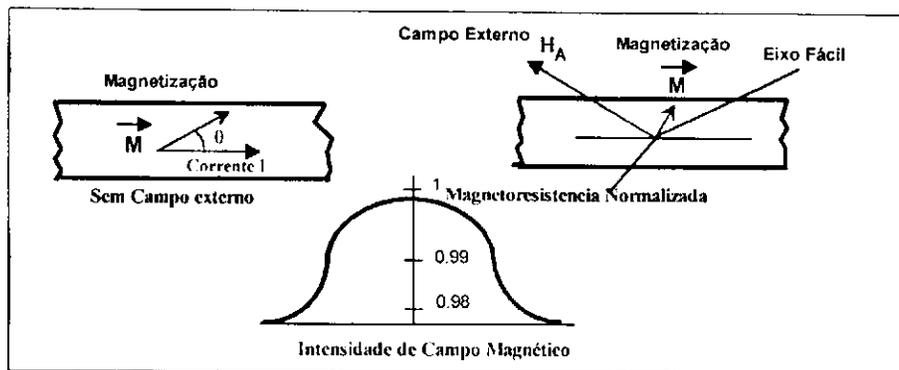


Figura 7.11- Efeito magnetoresistivo numa fita de filme fino.

7.2.13 Sensores GMI

Os sensores GMI (magnetoimpedância gigante) são assim chamados por se basearem em um efeito gigantesco que ocorre na variação da impedância com um campo magnético, em alguns tipos de materiais. O efeito da magnetoimpedância em ligas ferromagnéticas moles, com magnetostricção nula, mostrou ser um método muito rápido e sensível para medir campos magnéticos [36,38], permitindo a construção de sensores com resposta muito rápida e alta sensibilidade. Como já discutido em capítulos anteriores, o efeito GMI em materiais confeccionados na forma de fitas, filmes e fios, é baseado na dependência da impedância com a profundidade de penetração da corrente dentro do material, e conseqüentemente, com a permeabilidade transversal alternada, a qual pode ser muito sensível a um campo magnético externo aplicado. Tipicamente, a magnetoimpedância aumenta com a frequência da corrente alternada, apresentando um máximo em frequências para as quais a profundidade de penetração da corrente é pequena e decrescendo quando a permeabilidade em alta frequência se torna pequena. Outro tipo de material, que apresenta grandes variações na GMI, e tem sido aplicado na construção de sensores magnéticos, são os sanduíches de filmes finos e as multicamadas [83,84].

O primeiro grupo a desenvolver sensores GMI foi do *Departamento de Engenharia Elétrica da Universidade de Nagoya* em conjunto com o *NTT Interdisciplinary Research Laboratories*, ambas instituições japonesas. Os primeiros sensores desenvolvidos por esse

grupo, utilizaram com elemento sensitivo, multicamadas de $\text{Ni}_{83}\text{Fe}_{17} / \text{SiO}_2$ [17,83], e fios amorfos de $\text{Co}_{72,5}\text{Si}_{12,5}\text{B}_{15}$ [85,89].

O sensor, cujo cabeçote foi feito com multicamadas ou sanduíches de filmes finos magnéticos de $\text{Ni}_{83}\text{Fe}_{17} / \text{SiO}_2$, depositados acima e abaixo de uma camada condutora de Cu, é mostrado na Figura 7.12. Foi chamado pelos autores de sensor HFMI (magnetoimpedância em alta freqüência). O eixo fácil do filme magnético tem a direção da largura da camada magnética (w_m) e o campo magnético externo, é aplicado ao longo da direção do comprimento da camada magnética (l_m). Quando a corrente alternada alimenta o condutor através de I_1 e I_2 , um campo magnético de alta freqüência é refletido e/ou absorvido pelas camadas magnéticas, gerando a magnetoimpedância.. A impedância total, no cabeçote é descrita como:

$$Z_{total} = Z_0 + Z_{mag}$$

$$Z_{mag} \propto f \times \mu_t$$

onde Z_0 é a impedância devida apenas ao filme condutor de Cu, Z_{mag} é a impedância relacionada com a permeabilidade transversal (μ_t) dos filmes magnéticos de $\text{Ni}_{83}\text{Fe}_{17} / \text{SiO}_2$ e f é a freqüência da corrente alternada. Z_{total} pode variar muito, porque a permeabilidade transversal dos filmes magnéticos varia expressivamente com o campo magnético externo aplicado (H_{ext}). O sensor HFMI percebe a variação do H_{ext} , quando a amplitude da tensão de pico a pico, entre V_1 e V_2 , varia. A sensibilidade deste sensor, foi encontrada como sendo da ordem de 14%/G, quando o comprimento do filme magnético é de $100\mu m$ e a freqüência da corrente aplicada é de 1.0 a 1.05GHz, ou 20% /G em $l_m = 1000\mu m$ e f variando de 700 a 800MHz. No entanto, para ter linearidade, o sensor HFMI precisou de um campo magnético constante de polarização, criado por uma corrente de polarização contínua, aplicada sobre o filme condutor.

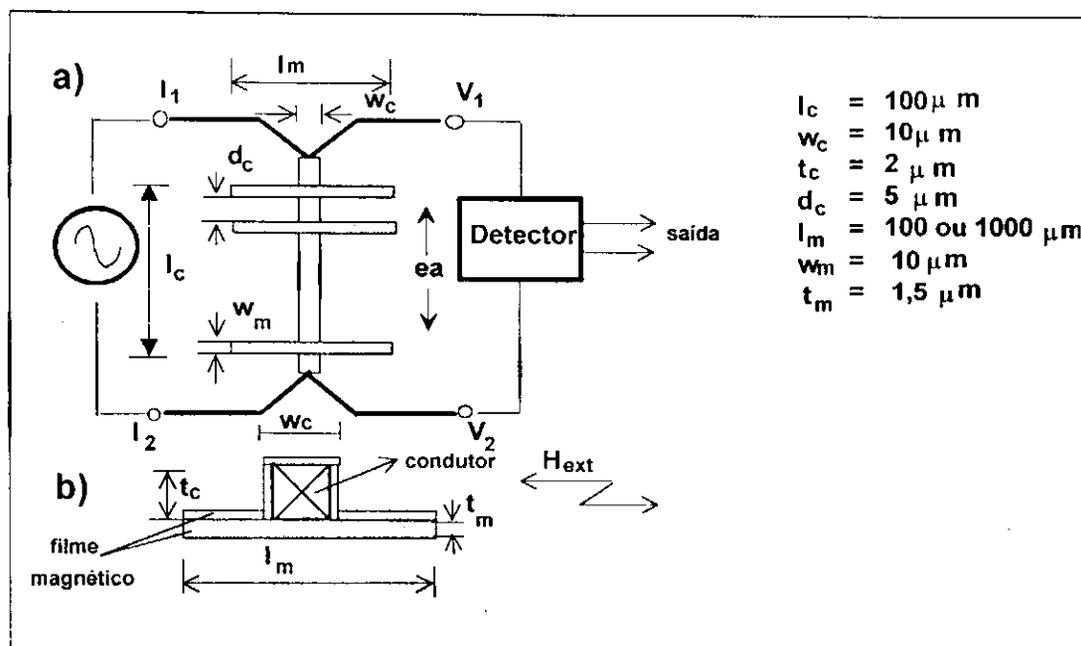


Figura 7.12 – Diagrama esquemático do sensor HFMI e do sistema de medidas. (a) no plano, (b) seção transversal [84].

O outro sensor desenvolvido, foi um sensor de corrente capaz de medir correntes de grande amplitude e altas frequências. Para tal, foi construído um cabeçote GMI feito de um fio amorfo de $Co_{72,5}Si_{12,5}B_{15}$, sem qualquer tratamento térmico. A Figura 7.13 mostra a configuração do circuito utilizado. Uma alta linearidade e frequência de corte da ordem de $300kHz$ foram obtidas, quando o oscilador operou com uma frequência de $10MHz$ [85]. Segundo os autores, este sensor, por ter alta estabilidade térmica, pode ser utilizado como sensor de corrente secundária em motores de indução, colocando o cabeçote GMI próximo do anel final do motor, onde a temperatura atinge valores maiores que $100^{\circ}C$ durante a operação de carga. Também, de acordo com os autores, ele pode detectar correntes maiores que $2000A$ em sistemas de controle de inversão, desde que, o elemento GMI esteja posicionado com uma inclinação de 80° em relação ao campo externo.

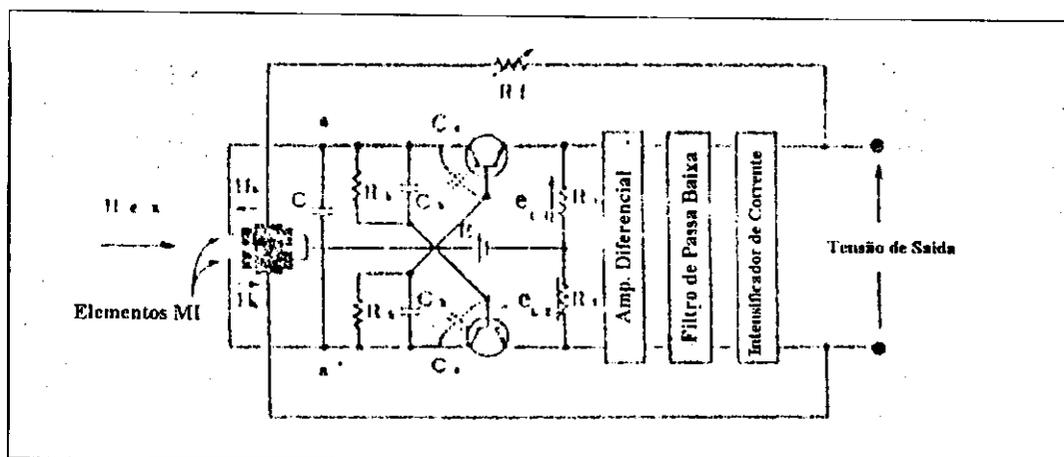


Figura 7.13 – Circuito de um sensor de campo usando um cabeçote GMI multivibrador ressonante e um filtro de passa-baixa (LPF) [85].

A partir de 1995, com a entrada de Panina no grupo, sensores mais eficientes foram desenvolvidos. A diferença básica, foi a otimização do efeito da GMI, conseguida com a aplicação de alguns técnicas que modificavam o fluxo magnético no interior dos fios amorfos de CoFeSiB. Esta otimização passou basicamente pela aplicação de três diferentes práticas: o tratamento térmico de recozimento dos fios amorfos ; a aplicação de torção nos fios; utilização de uma corrente elétrica contínua de polarização [86, 87, 88].

O tratamento térmico de recozimento, como já discutido em capítulos anteriores, alivia as tensões internas decorrentes do processo solidificação dos materiais, melhorando sua permeabilidade magnética e como resultado, há um aumento significativo do efeito da GMI. A aplicação de uma corrente contínua, chamada corrente de polarização, somada à corrente alternada, normalmente empregada nas medidas de magnetoimpedância, provoca uma assimetria na curva da GMI, fato observado tanto em experimentos com fios [86] como com fitas [62], como mostram as Figuras 7.14 e 7.15. Em ambos os casos concluiu-se que, dependendo da direção relativa entre a corrente de polarização e o campo magnético externo aplicado (H_{ext}), a assimetria faz crescer a inclinação das curvas GMI, aumentando o potencial de utilização deste efeito na construção de sensores magnéticos. Nos fios, a torção desloca o ponto de máximo da curva GMI como mostra a Figura 7.16. A torção cria no fio uma anisotropia helicoidal, que altera o comportamento da permeabilidade magnética com H_{ext} , gerando uma curva GMI em forma de V e com maior inclinação. Segundo Kitoh e outros

[88], a aplicação da torção na amostra mostrada na Figura 7.16, aumentou a taxa da variação da GMI com o campo de 18% no fio esticado para 55% no fio torcido.

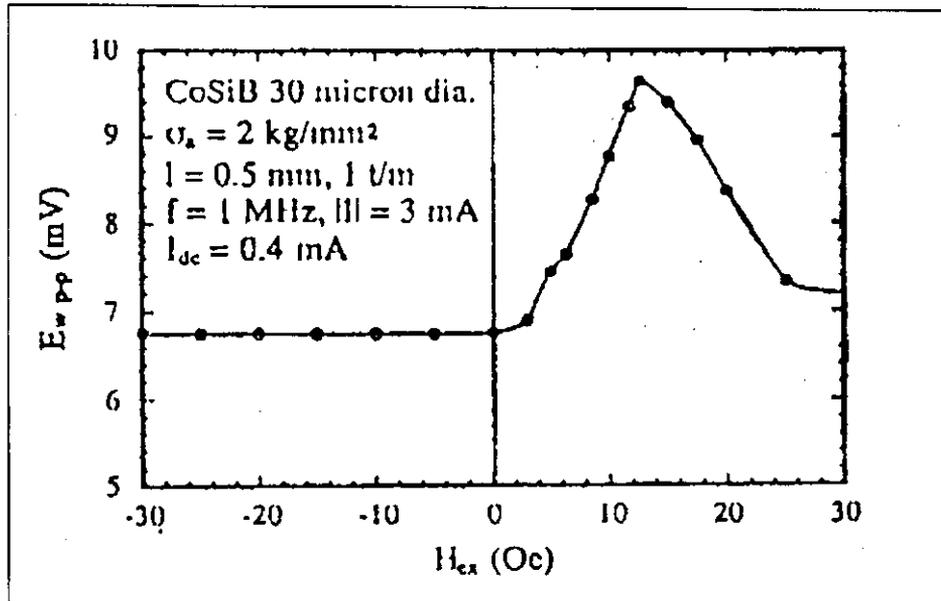


Figura 7.14- Assimetria da curva GMI em fios amorfos de CoSiB [75].

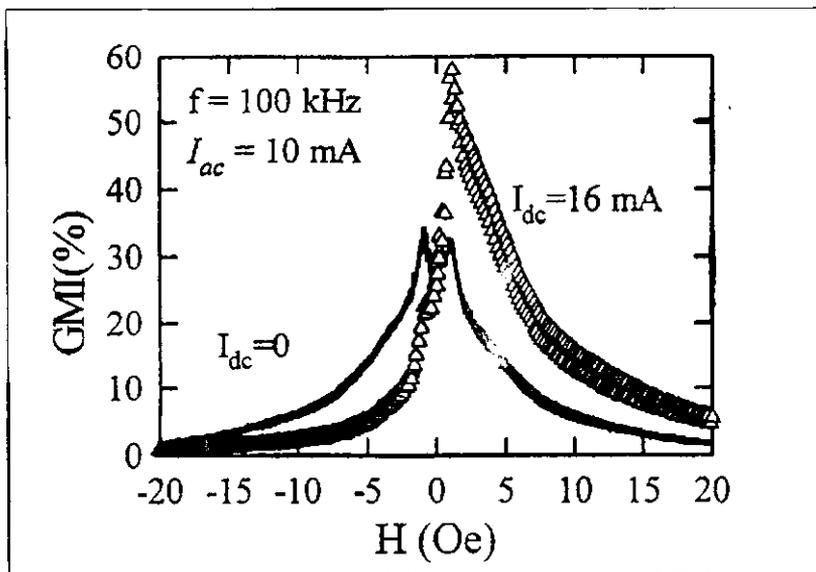


Figura 7.15 – Para fitas amorfizadas de CoFeSiB; Em linha sólida: curva da GMI sem aplicação da corrente contínua de polarização. Em triângulos abertos: curva da GMI quando aplicada uma corrente de polarização $I_{dc}=16mA$. A largura da linha sólida é devida à histerese [62].

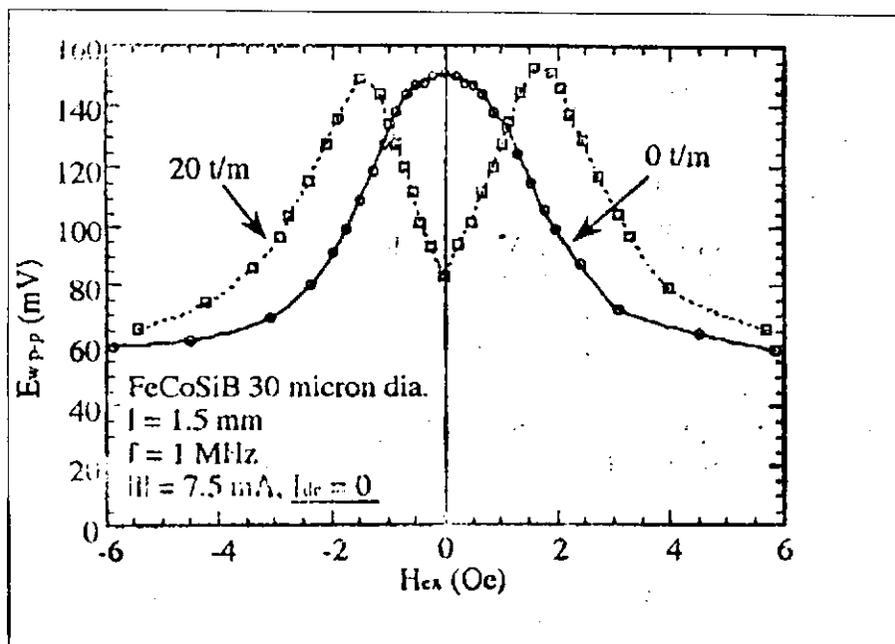


Figura 7.16- Comportamento da curva GMI de um fio amorfo de CoFeSiB antes e depois da torção [87].

Destas forma, utilizando estas técnicas, o grupo da *Departamento de Engenharia Elétrica da Universidade de Nagoya*, em conjunto com o *NTT Interdisciplinary Research Laboratories*, desenvolveram micro cabeçotes magnético para aplicação em matrizes giratórias [86,91], sensores magnéticos de posição [74], sensor para detecção de furos e defeitos em chapas de aço muito finas [74] e sensor de corrente [90]. Em termos de projeto, a construção destes sensores varia muito pouco, como resultado das pesquisas, o grupo passou a utilizar dois fios na construção dos cabeçotes dos sensores, como mostra a Figura 7.17. Como se pôde observar, a configuração básica do circuito e do cabeçote magnético de todos os sensores desenvolvidos por este grupo é a mesma mostrada na Figura 7.13, modificada apenas pela inclusão de alguns componentes, que delimitam a faixa de frequência em que o sistema deve trabalhar.

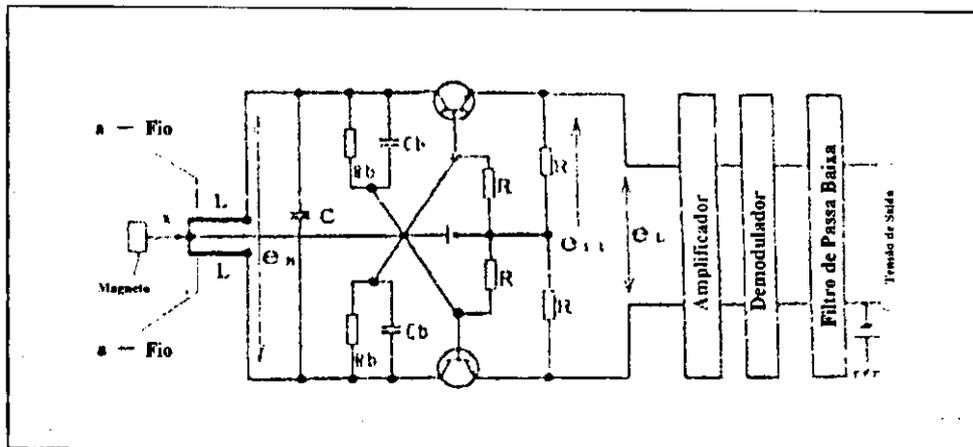


Figura 7.17 – Circuito de um sensor magnético de deslocamento usando um cabeçote GMI multivibrador ressonante feito com fios amorfos de CoFeSiB [86].

Outro grupo importante, que tem se dedicado à pesquisa sobre do efeito da GMI e suas possíveis aplicações, é formado por pesquisadores dos *Institutos de Magnetismo Aplicado e de Ciências dos Materiales*, em Madri na Espanha, o qual também contam com a colaboração de pesquisadores do *Instituto de Física da UNICAMP*. Em 1996, estes pesquisadores desenvolveram um sensor GMI de posição [92]. Neste sensor, um fio amorfo de CoFeSiB percorrido por uma corrente alternada de 10mA , a uma frequência de 100kHz , foi colocado dentro de um cilindro plástico e conectado a um gerador e a um circuito detector de sinais, como mostra a Figura 7.18. Um pequeno ímã, preso a um objeto móvel, foi então afastado e aproximado do fio, enquanto a tensão de saída do circuito detector era monitorada em função da distância entre o fio e o ímã. A dependência da tensão com esta distância é mostrada na curva da Figura 7.19. Em termos práticos, segundo os autores, a distância mínima estabelecida para que o sinal de saída do sensor acione algum tipo de dispositivo que controle a passagem de algum objeto é de 2cm , o que corresponde a uma tensão de 680mV . Assim, quando a tensão decrescer para valores iguais ou abaixo de 680mV , o sinal de saída do sensor é enviado para acionar qualquer tipo de mecanismo desejado. Mediante resultados obtidos em um trabalho anterior, em que foi estudado o efeito de tensões aplicadas sobre a GMI de fios amorfos [93], este grupo também sugeriu a construção de sensores GMI para

medição de forças ou de tensões. Tais sensores, teriam por base a alta sensibilidade do efeito GMI à aplicação de tensões nos fios de CoFeSiB [94].

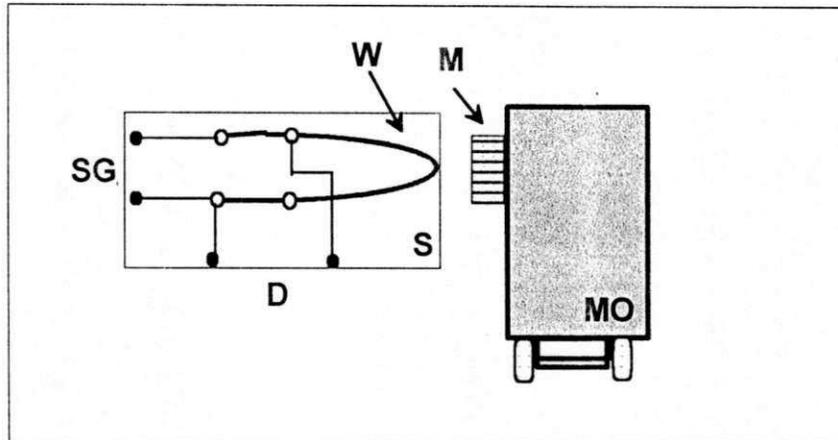


Figura 7.18 –Esquema de um sensor de posição e um veículo móvel, mostrando o sensor (S), o fio (W), o objeto móvel (MO), um ímã permanente (M), um gerador de sinais (SG) e um circuito detector (D) [92].

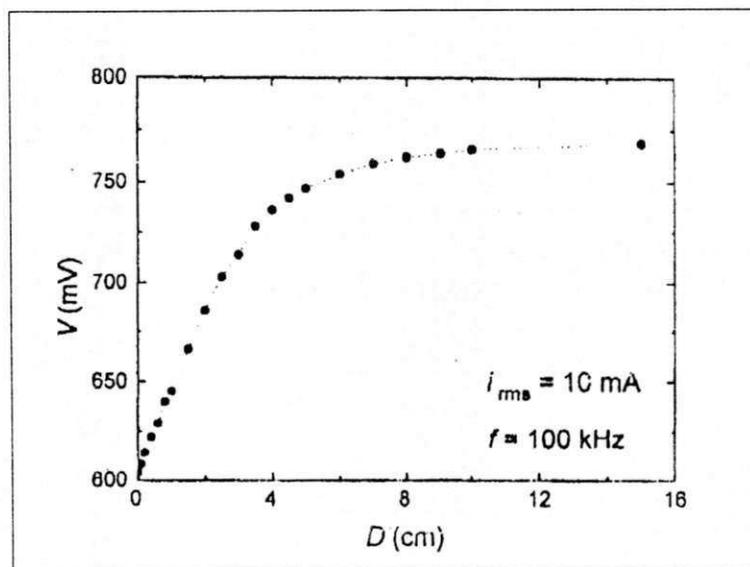


Figura 7.19 –Curva da dependência da tensão com a distância do sensor ao ímã permanente. O campo magnético do ímã foi orientado axialmente ao arame [92].

Desde que foi observado, pela primeira vez em fitas amorfas com magnetostricção nula [35], o efeito da magnetoimpedância gigante tem atraído um grande interesse em toda comunidade científica pela grande perspectiva de aplicação. As aplicações deste efeito estão principalmente ligadas ao campo de periféricos de computadores, aos aparatos de informação, à mecatrônica de automóveis e robôs industriais, à eletrônica de potência, à eletrônica médica e às medições industriais, situações que exigem sensores magnéticos de alto desempenho para detecção de fluxos magnéticos fracos e localizados, com frequências variando de zero a 10MHz. E de acordo com os trabalhos publicados, durante toda a década de 90, os sensores GMI possuem um conjunto de características peculiares que os habilitam para tais aplicações:

1. O cabeçote pode ter um comprimento muito pequeno, da ordem de 1mm.
2. Uma grande sensibilidade, podendo detectar campos de 10^{-3} a $10^{-6}G$.
3. Uma resposta bastante rápida, com sinal de frequência variando de 0 a 10Mhz.
4. Alta estabilidade e temperatura de operação, tendo uma instabilidade menor que 0.01% $FS^{\circ}C^{-1}$ na faixa de temperatura de -50 a $180^{\circ}C$.
5. Pequena potência de consumo, menos de 10 mW.

¹0,01% da faixa de operação

7.3 Microfone GMI

7.3.1 Introdução

Como já foi mencionado no decorrer deste trabalho, o objetivo principal desta tese é o estudo do efeito da magnetoimpedância gigante e do efeito Hall em fitas amorfas de $\text{Co}_{70,4}\text{Fe}_{4,6}\text{Si}_{15}\text{B}_{10}$. Mas como se trata da obtenção do grau de Doutor em Ciências no Domínio da Engenharia Elétrica, foi incluída a demonstração de uma aplicação tecnológica do efeito GMI destas fitas.

Buscando uma de aplicação ainda inédita, pensou-se na construção de um sensor magnético para medir pressão. Com o efeito GMI pode-se a construir um sensores de pressão capazes de detectar pressões estáticas e dinâmicas. Daí, desenvolveu-se um microfone GMI, que nada mais é que um sensor de pressão dinâmico.

Este trabalho resultou em um pedido de patente, descrito como um sensor de pressão que utiliza a GMI como efeito de transdução, registrado sob o número P19903764-5, em que figuram como inventores Fernando Luís de Araujo Machado, Kenia Carvalho Mendes e Alexandre Ricalde Rodrigues.

7.3.2 Discussão geral sobre sensores de pressão e microfones

Um sensor de pressão é um dispositivo que tem a capacidade de medir pressões estáticas ou dinâmicas em um determinado ambiente, veja Figura 7.20. Seu princípio de funcionamento depende do transdutor utilizado, e a escolha do tipo de sensor mais adequado a cada situação pode ser definida de acordo com o gradiente ou valor de pressão a ser medida, com as condições físicas do ambiente e com o custo de construção do sensor.

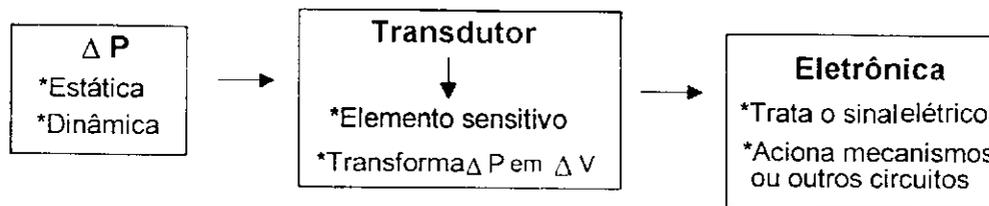


Figura 7.20 – Esquema de funcionamento de um sensor de pressão.

a) Sensores para medição de pressão

Atualmente, a medição precisa de pressão é essencial em muitos ambientes industriais e na engenharia em geral. Essas medidas envolvem principalmente a leitura de pressão de fluidos em reservatórios, tubulações, aeronaves, máquinas em geral e até em projetos espaciais. A maioria dos transdutores de pressão usam tubos Bourdon, cápsulas, tubos sanfonados, diafragmas ou outros elementos vibrantes, como elementos sensíveis de pressão. Duas tecnologias em particular são correntemente empregadas em projetos que exigem mais altas precisão, como no caso de aeronaves e projetos espaciais, são os cilindros vibradores metálicos e os medidores de tensão. Outras alternativas são caras ou muito frágeis, como os sensores cujos transdutores são feitos a base de silício ressonante, utilizando os modos de vibração do material. Durante a última década, novos ressonadores metálicos têm sido desenvolvidos e usados como transdutores de força e pressão [95]. No entanto, com a alta tecnologia usada no desenvolvimento dos produtos industrializados, há uma grande necessidade de se desenvolver transdutores de pressão que tenham tamanho bastante reduzidos, alta sensibilidade, grande precisão e baixíssimo custo, para serem aplicados em situações onde a alto desempenho do sensor não comprometa os custos do projeto.

b) Microfones

Os microfones são sensores de pressão do tipo dinâmico. Neles, as ondas sonoras são convertidas em sinais elétricos no transdutor, que é ativado pelas vibrações de pressão do ar ou outros meios, através dos quais a onda sonora possa se propagar. A tensão alternada produzida no transdutor, corresponde às variações de pressão do som original, portanto, a amplitude dessa tensão é proporcional à intensidade do som.

Existem vários tipos diferentes de microfones e eles são basicamente classificados dependendo do efeito usado na transdução do som em sinais elétricos. No entanto, a escolha do microfone mais adequado a uma dada aplicação, depende basicamente de critérios que relacionam o sinal de entrada com o sinal de saída do microfone, não importando como é feita a transdução. Isto quer dizer que, microfones de diferentes tipos podem ser utilizados para os mesmos fins. As principais especificações técnicas que definem a escolha de um microfone são: a sensibilidade, a resposta de frequência e a direcionalidade do microfone. A relação entre a saída elétrica e a intensidade da entrada sonora é a sensibilidade do microfone. Ela é medida em decibéis e varia amplamente, dependendo do tipo de microfone. A resposta de frequência de um microfone é a medida de sua capacidade de converter fielmente diferentes frequências acústicas em corrente alternada. A faixa de frequência audível vai de 20 a 20.000Hz. Quando há apenas pequenas mudanças de amplitude entre os limites superior e inferior de frequência na saída de um microfone, diz-se que ele tem uma resposta de frequência plana. Outra característica importante de um microfone, é como ele responde as diferentes direções do som captado. Os microfones onidirecionais respondem bem em todas as direções, enquanto os microfones do tipo direcional, só respondem bem em uma direção limitada, como mostra a Figura 7.21.

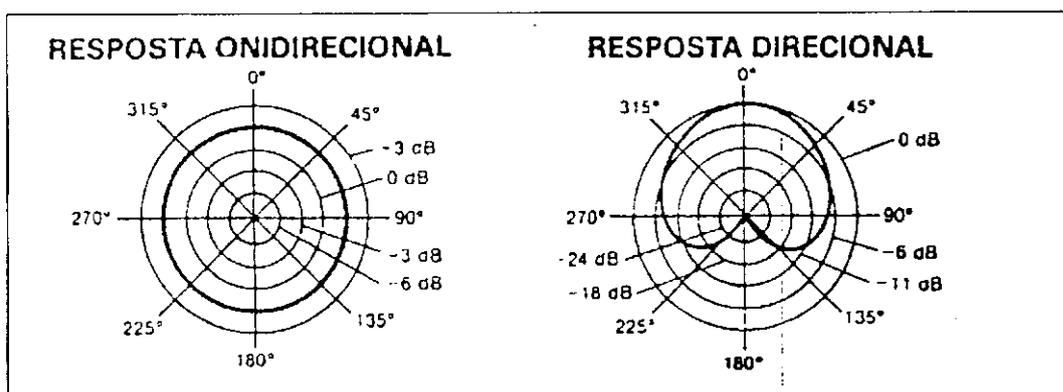


Figura 7.21 - Curva de direcionalidade [96].

Os principais tipos de microfones são: microfone de carvão, microfone de cristal ou cerâmica, microfone dinâmico, microfone de velocidade ou de fita, microfone unidirecional e microfone de capacitor. A diferença entre eles está no tipo de efeito usado na transdução do som em sinal elétrico.

Microfone de carvão

No microfone de carvão, a pressão exercida pelo som no diafragma, muda a resistência elétrica dos grãos de carvão encerrados frouxamente em um recipiente de latão ou carvão, que fica localizado logo depois do diafragma, como mostra a Figura 7.22. Entre o diafragma e o recipiente há um eletrodo ligado a uma fonte de tensão contínua, que funciona como êmbolo, empurrando os grãos de carvão quando o diafragma é comprimido pela pressão do som.

Quando o diafragma não está sendo atingido pelas ondas sonoras, os grãos de carvão estão em repouso e a resistência entre recipiente e o eletrodo é constante, de modo que, a corrente que circula no circuito também é constante. Quando as ondas de pressão sonoras atingem o diafragma, o eletrodo move-se variando a pressão sobre os grãos de carvão. A compressão dos grãos reduz a resistência elétrica entre o eletrodo e o recipiente e aumenta a corrente do circuito. A diminuição da pressão do ar, movimenta o diafragma para fora e reduz a pressão sobre os grãos, aumentando sua resistência e conseqüentemente diminuindo a corrente no circuito. Desta maneira, as ondas sonoras variam a corrente no circuito de acordo com as variações na pressão do som. O sinal elétrico de saída tem o mesmo padrão das ondas sonoras de entrada, de maneira que, depois de feita a transdução, é só amplificar o sinal elétrico é transmiti-lo de acordo com as necessidades.

Os microfones de carvão foram uns dos primeiros a serem usados. Atualmente, têm uso limitado em sistemas telefônicos para transmissão de conversação e não podem ser usados em sistemas de rádio e eletrônica, devido à sua limitada resposta de frequência, baixa sensibilidade e grande ruído[96].

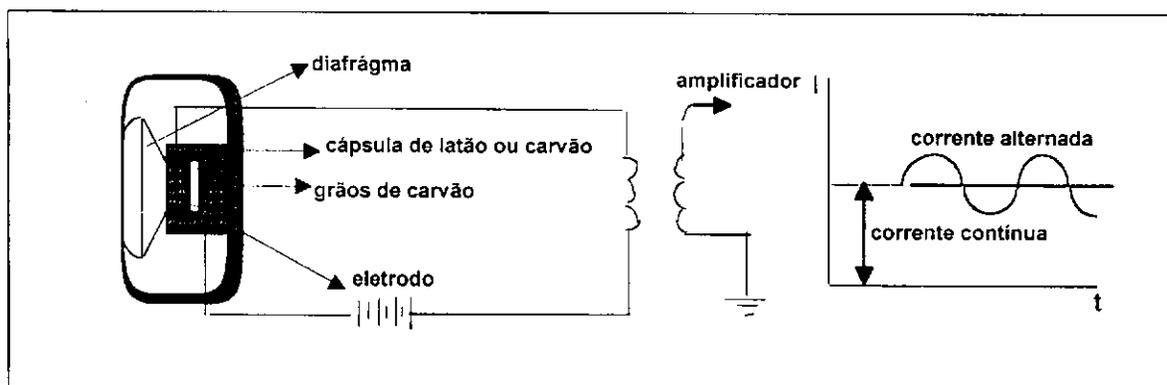


Figura 7.22- Esquema mostrando o microfone de carvão.

Microfone de cristal e de cerâmica

A transdução neste microfone é baseada no efeito piezoelétrico de alguns tipos de cristais ou cerâmicas. Cristais como o quartzo ou os sais de Rochelle e cerâmicas como o titânio de bário, geram tensões quando submetidos a uma pressão.

Na construção de um microfone de cristal, mostrada na Figura 7.23, a substância piezoelétrica é montada entre duas placas metálicas providas de ligações externas. Um diafragma muito delgado está ligado mecanicamente à substância através de um pino colocado dentro de um orifício na placa frontal. Quando as ondas sonoras incidem sobre o diafragma, uma pressão variável é exercida sobre o cristal, criando uma tensão variável entre as placas, cujo padrão é o mesmo das ondas sonoras.

Este tipo de microfone é muito usado em equipamentos de audições públicas, comunicações e radioamadorismo. É um microfone de baixo ruído, não requer fonte externa para funcionar, tem uma boa sensibilidade e resposta de frequência, com nível de saída entre -50 a -65 dB [96].

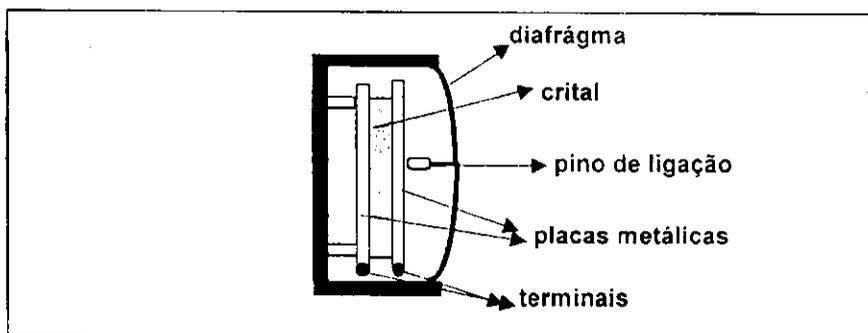


Figura 7.23- Esquema de um microfone de cristal.

Microfones dinâmicos

O microfone dinâmico funciona com base no efeito de indução. Como mostra a Figura 7.24, o diafragma deste microfone é preso a uma pequena bobina, inserida num campo magnético de um ímã permanente. Quando as ondas sonoras incidem sobre o diafragma, a bobina vibra, se deslocando no campo magnético, de acordo com o som incidente. Devido às variações de fluxo ocorridas na bobina, uma tensão alternada é induzida no mesmo padrão das ondas sonoras, com amplitude proporcional à intensidade e a frequência do som.

O microfone dinâmico é atualmente o mais usado. É resistente, pode ser feito com excelente resposta de frequência e é relativamente barato. É muito usado em equipamentos de comunicação e audição pública, alta-fidelidade, gravação e radiodifusão. Também são encontrados, microfones dinâmicos com grande variedade de características direcionais. Tipicamente, a saída é de -60 dB nos modelos para faixa de frequência de voz e -70 dB nas unidades de alta fidelidade. Este microfone também gera seu próprio sinal e não requer fonte de alimentação externa [96].

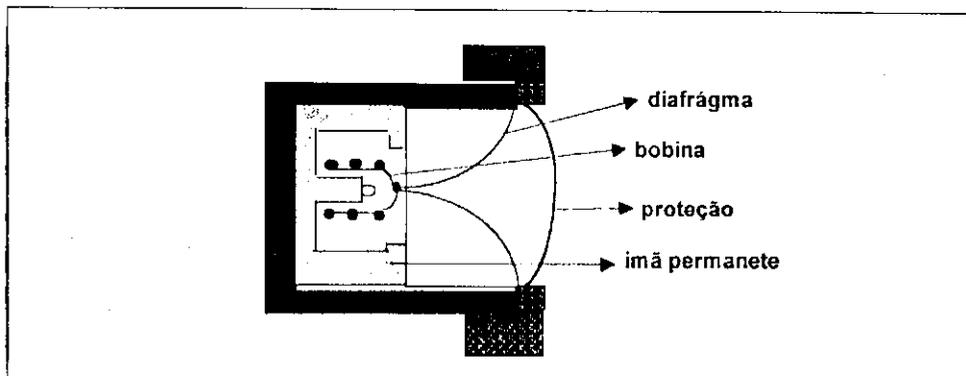


Figura 7.24- Esquema mostrando um microfone de dinâmico.

Microfone de velocidade ou de fita

Este microfone consiste de uma fita corrugada, feita de uma liga de alumínio, suspensa num campo magnético intenso, de maneira que, quando as ondas sonoras deslocam a fita para frente e para trás, faz com que ela corte as linhas de força entre os pólos magnéticos do ímã, criando uma tensão induzida. Esta tensão é muito pequena, mas é elevada por um transformador colocado no interior do microfone.

O microfone de velocidade não possui diafragma e as faces anterior e posterior da fita estão expostas as pressões das camadas de ar provocadas pelas ondas sonoras, o que permite resposta às diferenças de pressões nos dois lados da fita. Assim, a tensão induzida na fita é determinada não só pela pressão, mas também, pela velocidade das partículas de ar que atingem a fita e por isto o microfone também é chamado de microfone de velocidade.

Os microfones de fita têm resposta de frequência muito boa, particularmente nas frequências mais baixas. Após o transformador, a saída do microfone é de cerca de -70 dB [96]. E sua resposta bastante direcional, nas duas faces da fita como mostra a Figura 7.25.

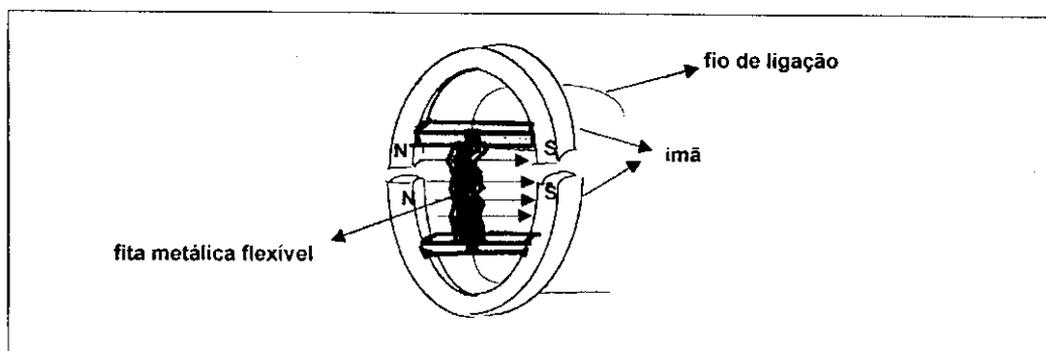


Figura 7.25 - Esquema mostrando um microfone de velocidade.

Microfone unidirecional

Este microfone é uma combinação de elementos dos microfones dinâmico e de velocidade em uma única peça. Estes dois elementos são ligados em série, de modo que, suas saídas se somam ou se subtraem, dependendo do sentido das ondas sonoras, como mostra a Figura 7.26 .

Se os dois elementos tiverem a mesma sensibilidade, o som vindo de *A* gera a mesma tensão nos dois elementos. Essas tensões se somam, proporcionando uma saída com o dobro da amplitude da de um elemento simples. Se o som então, vier de *B*, ele também excita os dois elementos, mas em fases opostas, anulando o sinal composto da saída. Isto produz o padrão de direcionalidade conhecido geralmente como cardióide. Veja a Figura 7.26.

As vantagens dos microfones direcionais são: a eliminação de ruídos indesejáveis provenientes de certas direções, a redução dos efeitos de reverberação muito comuns em audições públicas e também, a redução do eco em grandes ambientes. O único grande inconveniente destes microfones é exigirem que o comunicador permaneça em uma posição relativamente fixa.

Os microfones unidirecionais modernos possuem configurações especiais de diafragma e outros arranjos especiais para que se obtenha o efeito do elemento dinâmico e do de

velocidade em uma única unidade. E se um dos elementos for desligado, o padrão direcional será alterado. Alguns microfones podem ser convertidos de unidirecionais para onidirecionais [96].

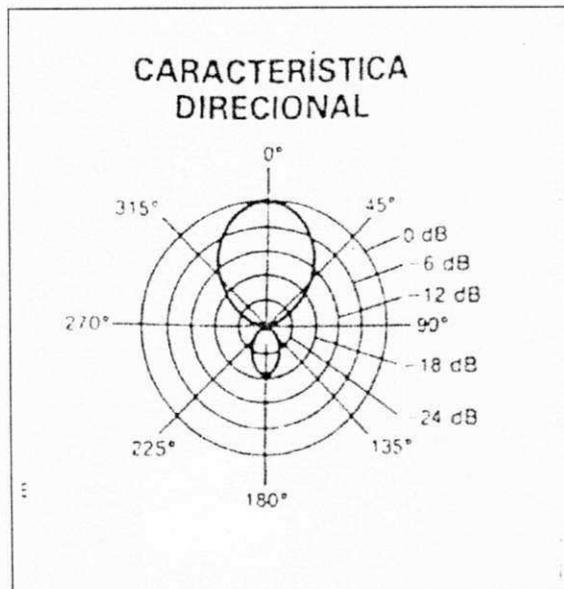
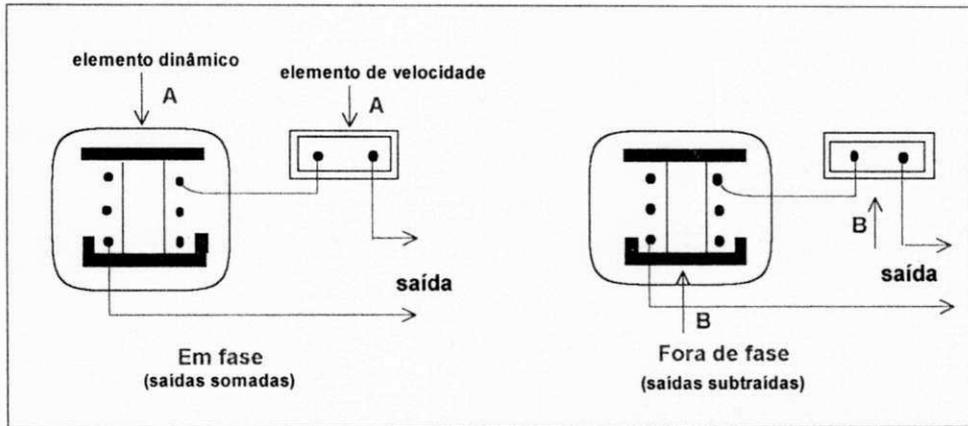


Figura 7.26- Esquema mostrando um microfone unidirecional e sua curva característica direcional.

Microfone de capacitor

O microfone de capacitor é constituído por duas placas metálicas paralelas, uma muito fina e flexível, a outra mais espessa e rígida. Estas placas são montadas numa distância muito próxima, formando um capacitor. Ele é carregado por uma tensão contínua, chamada de tensão de polarização, como mostra a Figura 7.27.

Neste microfone a placa flexível funciona como diafragma. Quando a onda sonora incide sobre ela, deslocando-a em relação a placa rígida, modifica a distância entre elas. Com isso há uma variação da capacitância, que produz uma variação de tensão proporcional a pressão da onda sonora.

Para funcionar, o microfone de capacitor precisa de um amplificador de baixo ruído e de uma fonte de alta tensão montados em seu interior, o que até um tempo atrás, aumentava bastante o seu custo. Atualmente a placa de polarização foi substituída por um eletreto e a amplificação é feita por um transistor, tornando este microfone prático e barato. Depois da amplificação, a saída deste microfone é de -70 dB . Eles são muito utilizados quando se deseja uma resposta muito boa em alta frequência, pois seus diafragmas são muito leves e de fácil resposta.

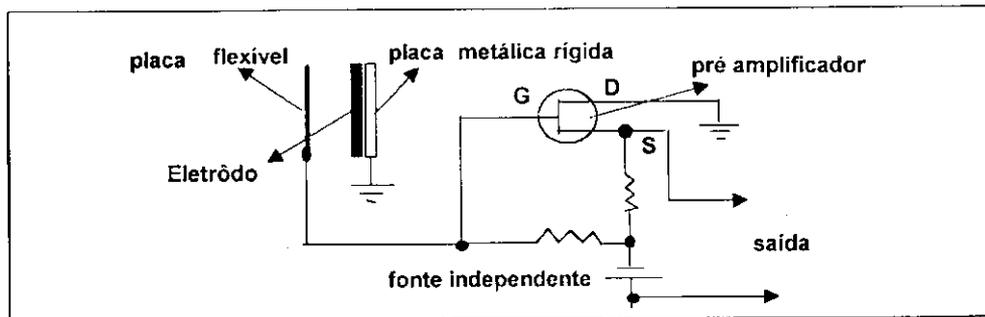


Figura 7.27- Esquema mostrando um microfone de capacitor.

7.3.3 Desenvolvimento do microfone GMI

a) Princípio de funcionamento

O microfone GMI, desenvolvido neste trabalho, é baseado no efeito da magnetoimpedância gigante em fitas amorfas de $\text{Co}_{70,4}\text{Fe}_{4,6}\text{Si}_{1,5}\text{B}_{12}$. O efeito é usado para fazer a transdução das ondas sonoras em sinais elétricos.

A parte sensitiva do microfone foi construída usando um pedaço da fita com 12mm de comprimento, preso a uma membrana de Kapton com $12,5\mu\text{m}$ de espessura, que funciona como o diafragma do microfone. Sobre a amostra de fita foram soldados os contatos elétricos de tensão e corrente, veja Figura 7.28.

Um pequeno imã permanente foi fixado nas proximidades do diafragma, criando um gradiente de campo magnético. Quando a onda sonora o atinge o diafragma, ele se movimenta, junto com a fita, dentro do campo magnético do imã. Com isso a impedância da fita varia no gradiente de campo sobre ela, modificando o sinal da tensão de saída.

A amplitude e a frequência das variações na tensão de saída, dependem da variação da impedância da fita com o campo magnético, que tem o mesmo padrão da onda sonora aplicada sobre o diafragma.

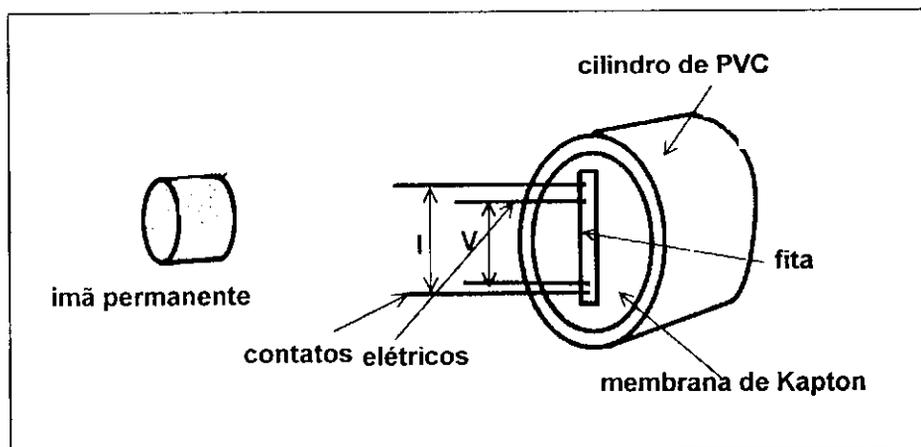


Figura 7.28- Esquema da parte sensitiva do microfone GMI, ou seja do transdutor.

No entanto, como os deslocamentos do diafragma e da fita dentro do campo magnético são muito pequenos, as variações no sinal da tensão de saída são também pequenas e de difícil detecção. Para poder detectar essas pequenas variações de tensão, é utilizado um sistema de detecção de nulo, que consiste de uma ponte resistiva com dois braços, construída com dois pedaços de fita de mesmas dimensões, colocadas em paralelo no circuito da ponte, como mostra a Figura 7.29. Note que o braço de referência é fixado fora da membrana.

As tensões lidas em cada amostra, passam por um diferenciador onde são subtraídas. Quando a amostra do diafragma é deslocada devido a pressão das ondas sonoras, a ponte é desbalanceada e são detectadas apenas as variações de tensões associadas ao som.

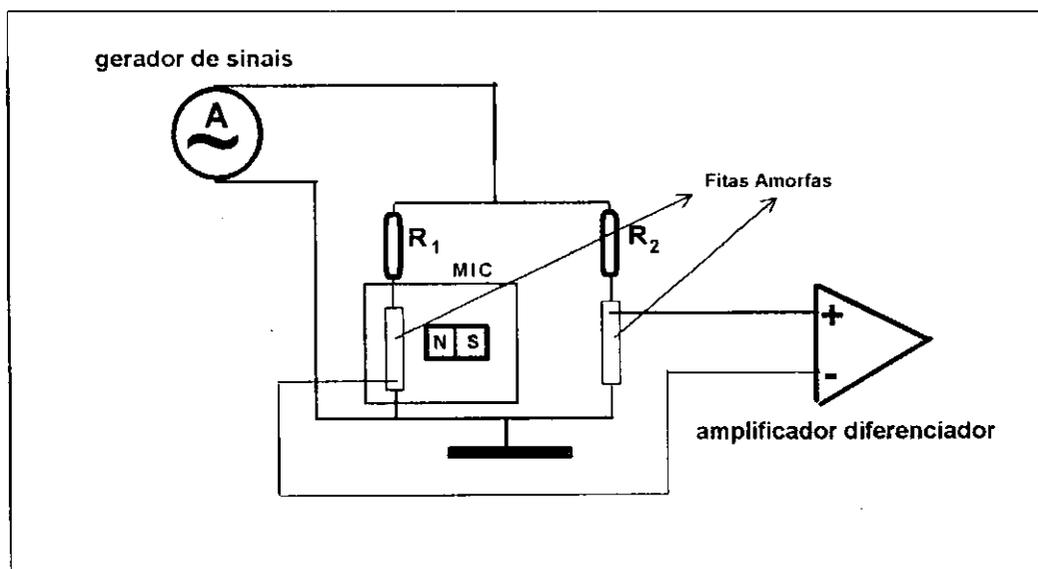


Figura 7.29- Circuito do microfone GMI

a) Preparação das amostras e contatos elétricos

A fita amorfa de $\text{Co}_{70,4}\text{Fe}_{4,6}\text{Si}_{15}\text{B}_{12}$ obtida pela técnica "melt-spinnig", sob uma atmosfera de hélio, com 1mm de largura e 40 μm de espessura. Para construir o microfone foram utilizadas duas amostras de fita com 12mm de comprimento cada.

Os dois pedaços de fitas foram cortados sob as lentes de um microscópio, usando tesoura especial, para garantir que tivessem praticamente os mesmos comprimentos. Também, foram seqüencialmente retirados da mesma região do rolo de fita, para que a espessura e configuração de domínio, nas duas amostras, fossem os mais semelhantes possível. Todo este procedimento é necessário, pois, como se sabe, não há uma completa homogeneidade ao longo de todo o volume do rolo de fita produzida. As tensões internas, decorrentes dos processo de produção, assim como a espessura, variam de região para região do rolo e tais diferenças interferem principalmente no comportamento das propriedades de transporte das amostras [97].

Após o corte, as amostras foram imersas numa solução de ácido Nítrico a 5% para retirar a camada de óxido e depois lavadas com água destilada. Em seguida, foram banhadas com acetona para remoção de qualquer vestígio de gordura.

Sob a luz de um microscópio, os contatos elétricos de tensão e corrente foram feitos simultaneamente em ambas as fitas. A importância desta operação, está em permitir que as distâncias entre os contatos sejam praticamente as mesmas nas duas amostras, ou seja, que as tensões e correntes se distribuam em comprimentos iguais de fita para ambas amostras.

Depois da limpeza e colocação dos contatos, as amostras foram coladas, com um verniz especial, em duas estruturas diferentes. Uma foi colada sobre diafragma do microfone, a outra sobre um suporte de acrílico. Nos dois casos os contatos elétricos foram feitos usando o método das quatro pontas com fios de comprimentos e diâmetros iguais. Este procedimento permite que as resistências dos contatos sejam praticamente iguais nas duas amostras. Tinta de prata foi usada para soldar os fios dos contatos elétricos sobre as amostras, os quais foram depois conectados ao circuito através de conectores tipo *bnc*.

c) Arquitetura do Microfone

O microfone é composto por duas estruturas separadas. A primeira, que corresponde ao braço sensível da ponte, foi projetada de forma a poder abrigar a cavidade sonora, o diafragma, a fita com os contatos elétricos, um ímã permanente e dois conectores tipo *bnc*. O esquema da Figura 7.30, mostra a arquitetura desta estrutura e dá uma idéia de como ela deve ser montada. A Figura 7.31 mostra a fotografia da estrutura completa, colocada sobre um

suporte. Todas as peças desta estrutura foram construídas em PVC e as dimensões da cavidade sonora foram projetadas como base nas de um microfone dinâmico comercial.

Como pode-se ver na Figura 7.30, o diafragma, que é uma membrana de Kapton tensionada e presa a peça cilíndrica *b*. Sobre ela é colocada um pedaço da fita com os contatos elétricos. O cilindro é então colocado na cavidade sonora da peça *c*, que possui dois furos laterais, diametralmente opostos, os quais permitem a passagem dos fios de contatos para que sejam soldados nos conectores *bnc*. Existe outra cavidade na parte inferior da peça *c*, onde o ímã permanente é fixado, formando assim o sistema de transdução do microfone. Na borda da cavidade sonora, uma proteção de espuma fina é colada para filtrar partículas que possam prejudicar o bom desempenho do diafragma.

A segunda estrutura, onde foi colado o braço de referência da ponte, foi constituída com o outro pedaço da fita fixada em um suporte de acrílico. Na parte lateral do suporte foram presos dois conectores *bnc*. Ainda nesta estrutura, foi colocado um outro ímã permanente, cuja utilidade será discutida nas próximas seções deste trabalho, o que pode ser visto na fotografia da Figura 7.32.

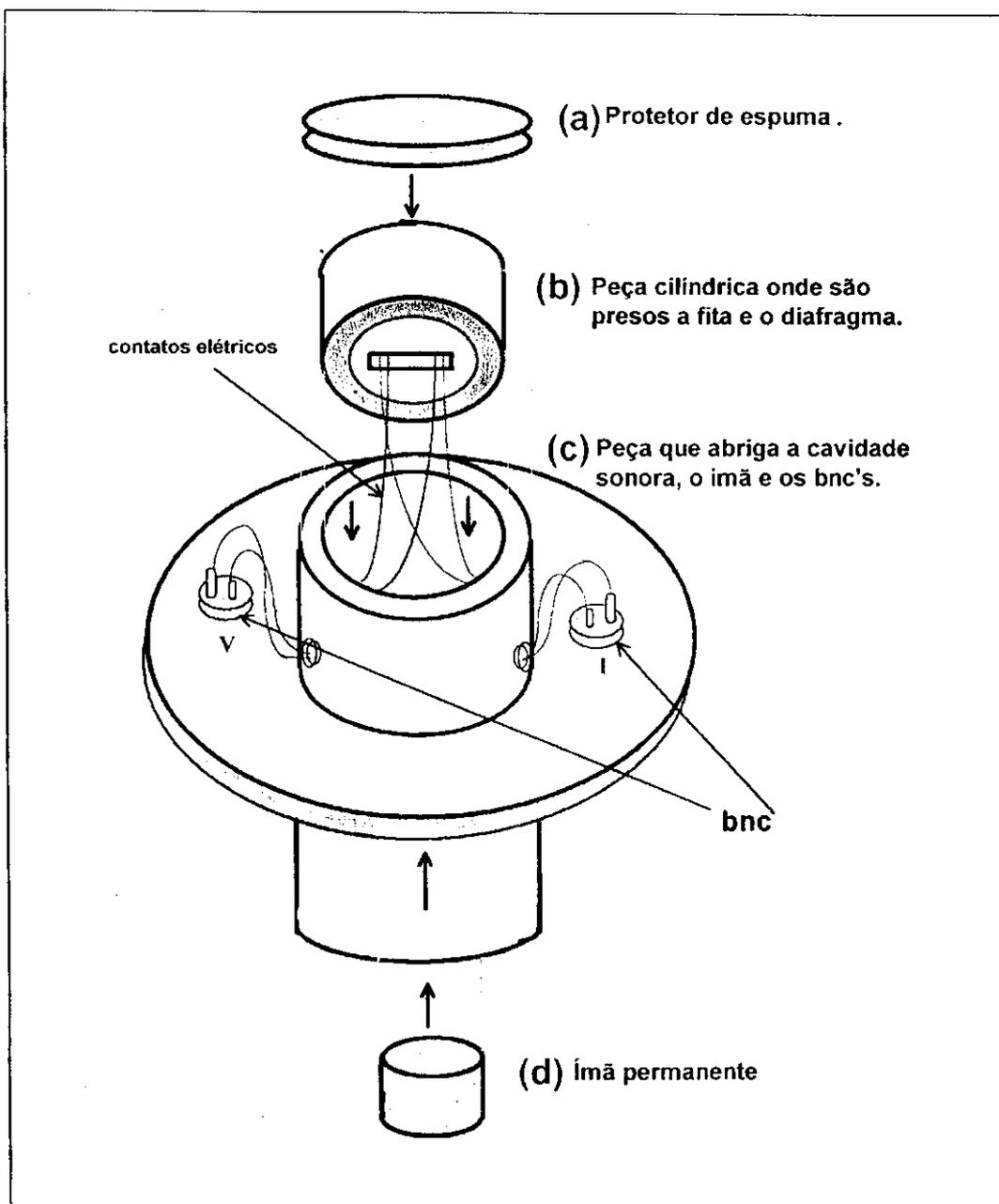


Figura 7.30 – Esquema da parte sensível do microfone: (a) tampão de espuma, (b) cilindro de PVC onde o diafragma e a fita foram colados. (c) peça que constitui a cavidade sonora do microfone, na qual também é colocado o ímã e os conectores tipo *bnc*. (d) ímã permanente.

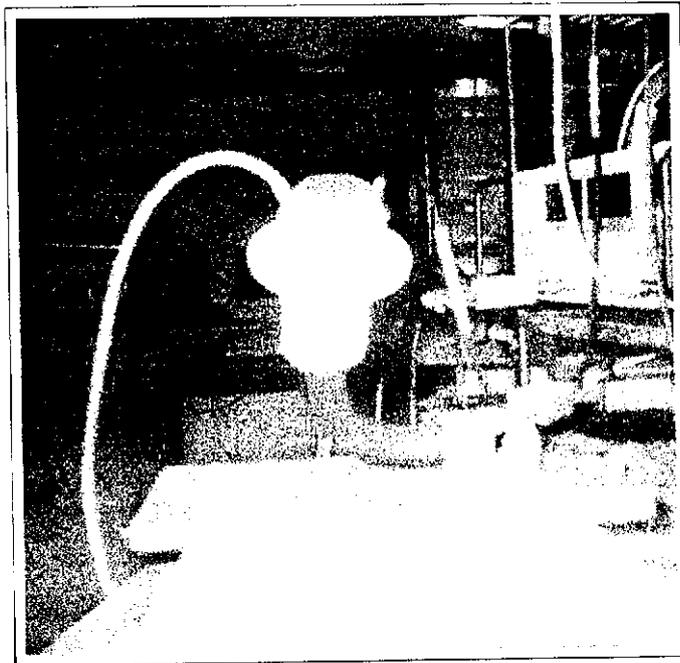


Figura 7.31- Fotografia da parte sensítiva do microfone, colocando sobre um suporte feito em PVC.



Figura 3.32 - Fotografia da estrutura que abriga o segundo braço da ponte do circuito do microfone GMI.

d) Geração e detecção do sinal do microfone GMI

Como já discutido em capítulos anteriores deste trabalho, o efeito de magnetoimpedância gigante em fitas amorfas só é observado, quando a amostra de fita é percorrida por uma corrente alternada na presença de campos magnéticos.

No caso do microfone GMI, a corrente alternada que atravessou os resistores e as duas amostras do circuito da Figura 7.29, foi gerada por um oscilador do tipo HP modelo 4204 A. A amplitude da corrente no circuito foi da ordem de $12mA$, com frequências de até 1Mhz.

Os sinais das tensões de saída dos dois braços da ponte foram amplificados por um amplificador tipo "lock-in". O "lock-in" é um instrumento de alta sensibilidade e permite a monitoração tanto da amplitude quanto da fase do sinal de saída do microfone. Uma vez balanceada a ponte, o sinal de saída do "lock-in" foi da ordem de $300 nV$.

Quando a onda sonora deslocava o diafragma do microfone, a fita sensitiva sofria uma variação de impedância devido a presença do gradiente de campo magnético produzido pelo imã permanente. O "lock-in" detectava esta variação, que tinha o mesmo padrão do sinal da onda sonora aplicada sobre o diafragma. O sinal de saída do "lock-in" era então enviado a uma caixa amplificadora de som, onde era transformado novamente em um sinal sonoro, como mostra o esquema da Figura 7.33.

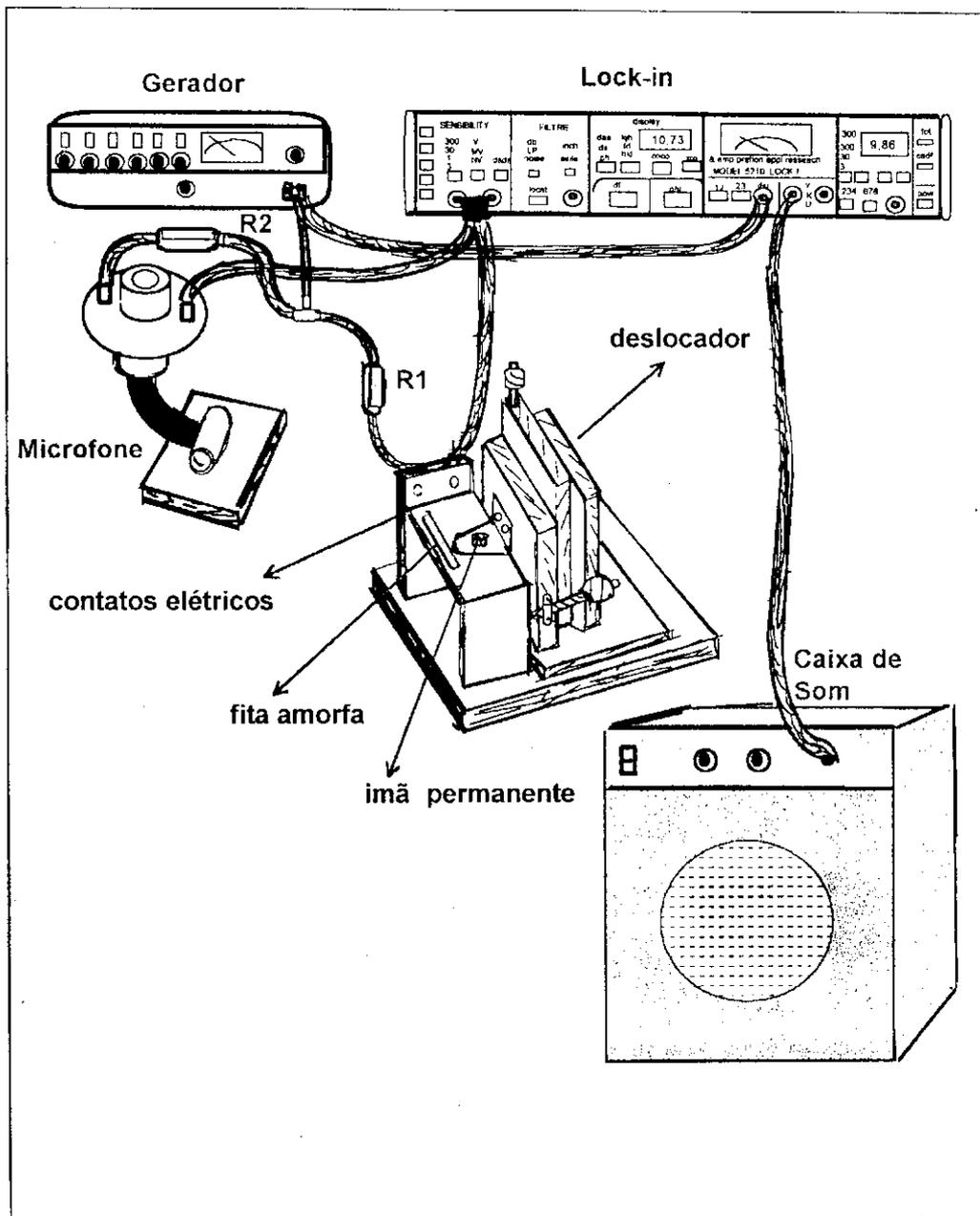


Figura 7.33- Esquema que mostra a geração e a detecção do sinal do microfone GMI.

e) Comportamento da ponte com a frequência da corrente

Como os sinais de tensão são alternados, torna-se difícil balancear a ponte devido a diferença de fases entre os sinais oriundos dos dois braços. Por isso, o balanceamento da ponte é muito sensível à frequência da corrente aplicada no circuito do microfone.

Durante os experimentos desenvolvidos neste trabalho, foram usados dois aparelhos "lock-in" diferentes. O emprego de cada um deles, dependeu da faixa de frequência da corrente aplicada sobre as amostras. Para frequências de até 100kHz, utilizou-se um "lock-in" do tipo EG&G-PAR, modelo 5210, para frequências acima de 100kHz, um "lock-in" da "Stanford Research", modelo SR844 RF.

Quando, no circuito do microfone, foi aplicada uma corrente com frequência de até 20kHz, a ponte do circuito ficou completamente balanceada, pois nesta frequência o comportamento da ponte é basicamente resistivo. Como as fitas e os resistores de cada braço do circuito foram montados de forma a se comportarem como um par casado, o sinal emitido por um braço do circuito é exatamente igual ao emitido pelo outro. Deste modo, a tensão lida pelo "lock-in" é praticamente zero. Isto seria ideal para detecção do sinal criado pela onda sonora no circuito do microfone, se não fosse a variação da impedância da fita sensitiva ser muito pequena, para na faixa de frequência que vai até 80kHz. A explicação deste comportamento pode ser vista na Figura 3.22 do capítulo três deste trabalho. Para fitas amorfas de $\text{Co}_{70,4}\text{Fe}_{4,6}\text{Si}_{15}\text{B}_{10}$, submetidas a correntes com frequência abaixo de 80kHz, a profundidade de penetração da corrente é muito grande, e conseqüentemente, o efeito da GMI muito pequeno. Deste modo, as variações na impedância da fita sensitiva, provocada pelo som, são praticamente nulas, o que deixa claro, a inviabilidade do uso de frequências desta ordem de grandeza, para qualquer aplicação envolvendo o efeito da GMI.

Em frequências da ordem ou acima 100kHz, a profundidade de penetração da corrente é pequena e a magnetoimpedância da fita é alta. No entanto, há uma grande diferença de fase entre os sinais das amostras, o que obriga, a utilização de um mecanismo de ajuste, para que a ponte seja melhor balanceada. Depois de muitas observações, verificou-se que o ajuste para minimização do sinal base da ponte poderia ser adequadamente feito, utilizando um outro ímã permanente sobre a amostra do braço não sensitivo da ponte, ver Figura 7.34. A presença de um campo magnético na segunda amostra, modifica sua impedância, de forma que, o

balanceamento da ponte do circuito do microfone GMI pode ser feito, encontrando uma posição adequada do segundo ímã com relação a segunda fita.

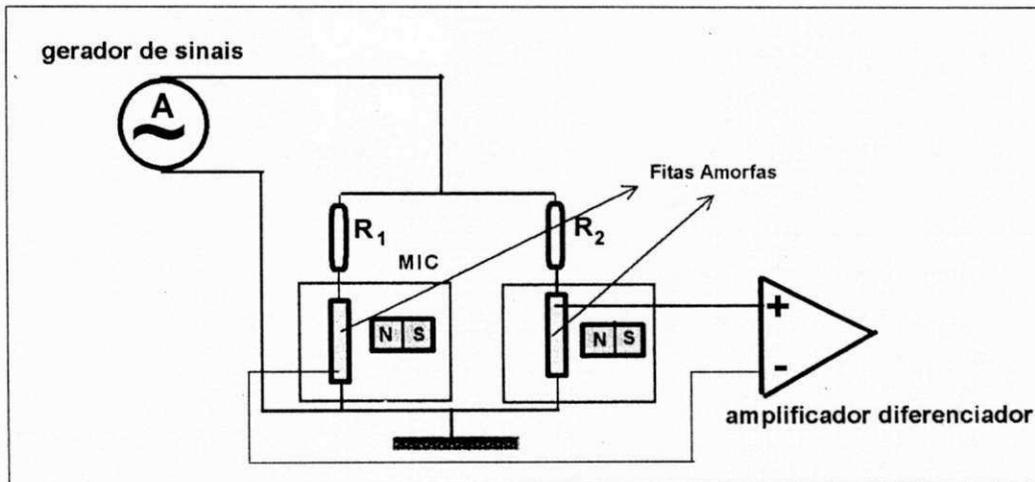


Figura 7.34 – Circuito do microfone GMI, quando a corrente aplicada tem frequência próxima ou igual a $100kHz$.

Capítulo 8

Conclusões e Sugestões para Trabalhos Futuros

8.1 Discussões e conclusões

8.1.1 Magnetoimpedância gigante e efeito Hall

No presente trabalho observamos pela primeira vez o efeito da magnetoimpedância gigante e investigamos sua dependência com a frequência e a amplitude da corrente. O valor do campo em que os picos da GTMI acontecem diminui com o aumento da amplitude da corrente, significando que a permeabilidade transversal cresce mais rapidamente quando o valor de I_{ac} aumenta. O modelo apresentado no Capítulo 3 é válido para a GTMI, tendo em vista que os mecanismos responsáveis pelo efeito na direção longitudinal também estão presentes na magnetoimpedância transversal. A GTMI resulta também da combinação da profundidade de penetração da corrente com o processo de magnetização dinâmico do material. O aumento em duas ordens de grandeza no valor do campo de pico (H_{MAX}) para a magnetoimpedância transversal, comparando-o ao observado na magnetoimpedância longitudinal, é devido, principalmente, ao fato do campo de desmagnetização ser bem maior para H aplicado na direção perpendicular ao plano da fita. Exigindo, assim, uma quantidade maior de energia para que o alinhamento dos momentos magnéticos aconteçam. Analisando esses resultados, pode-se concluir que a descoberta do efeito da magnetoimpedância gigante na direção transversal em fitas amorfas de $Co_{70,4}Fe_{4,6}Si_{15}B_{10}$ amplia consideravelmente as possibilidades de aplicação do efeito da GMI em sensores magnético. Algumas aplicações tecnológicas requerem que H seja aplicado na direção transversal perpendicular ao plano da fita. A ordem de grandeza do campo em que os picos da GTMI acontecem, permitem o uso de ímãs de baixo custo como elementos geradores de campo, durante a construção de sensores.

De acordo com os resultados experimentais obtidos nesse trabalho, a temperatura tem um efeito muito peculiar sobre a GMI das fitas amorfas de $\text{Co}_{70,4}\text{Fe}_{4,6}\text{Si}_{15}\text{B}_{10}$. Observando as curvas da GMI em função da temperatura, pode-se afirmar que o efeito mostra-se bastante estável com T , o que pode ser evidenciado por meio da amplitude da GMI em $T = 433\text{K}$, a qual atinge, em todos os experimentos, valores maiores que 20%. O aquecimento das amostras em temperaturas variando entre $303 \leq T \leq 343\text{K}$ aumenta a amplitude da GMI, de modo que, pode-se concluir que este aquecimento inicial faz crescer a permeabilidade do material, em decorrência das contribuições da energia térmica sobre a movimentação dos domínios e relaxação estrutural da amostra [41]. Com o crescente aumento da temperatura, a permeabilidade transversal da fita amorfa cai já que sua susceptibilidade diminui, o que resulta na queda da amplitude do efeito da GMI [71]. Outro fato importante que também contribui para a queda da GMI com T , são os rearranjos atômicos estruturais provocados pela temperatura, os quais a medida que a temperatura cresce, provocam a nucleação da fase cristalina dentro da estrutura amorfa.

No entanto, um resultado surpreendente ocorreu nas amostras de fita que não foram submetidas a um tratamento térmico de recozimento prévio. Para $313 \leq T \leq 363\text{K}$ houve uma queda considerável da impedância de saturação Z_S da amostra (Figura 6.27), o que provocou um grande crescimento GLMI (Figura 6.18). Esse crescimento, tomado em relação ao valor da GLMI à temperatura ambiente, para uma amostra que não sofreu qualquer aquecimento prévio, foi da ordem de 210%, após a fita ter sido submetido a um recozimento em $T = 343\text{K}$. Isso sugere então, que o aquecimento da amostra, submetida a uma corrente alternada, nesta faixa de temperatura, pode ser usado como uma nova técnica de recozimento para melhorar o efeito da magnetoimpedância em fitas amorfas de $\text{Co}_{70,4}\text{Fe}_{4,6}\text{Si}_{15}\text{B}_{10}$.

A corrente alternada aplicada sobre a amostra da fita, cria um campo magnético transversal $h_{ac} = I/2\epsilon$ que tende a magnetizar o material em sua direção. Para valores de corrente menores do que a corrente crítica I_c , a magnetização transversal da superfície da fita cresce, aumentando a permeabilidade magnética nessa direção e conseqüentemente o efeito da magnetoimpedância. Para $I_{ac} \geq I_c$, o alto valor de h_{ac} satura a magnetização transversal, fazendo cair a permeabilidade e conseqüentemente a magnetoimpedância. O valor da corrente crítica I_c , depende das dimensões da fita e de sua anisotropia transversal. Para fitas amorfas de $\text{Co}_{70,4}\text{Fe}_{4,6}\text{Si}_{15}\text{B}_{10}$, com espessura de $40\mu\text{m}$ sem tratamento térmico, o campo h_{ac} satura para

$I_{ac} \gtrsim 55mA$. Assim, de acordo com os dados experimentais mostrados na Figura 6.35, para estas fitas, o valor da corrente no qual se obtém um efeito máximo da magnetoimpedância é de $I_{ac} \approx 50 mA$.

O comprimento da fita também modifica consideravelmente o efeito da *GMI*. Para medidas feitas na configuração longitudinal, a diminuição no comprimento da fita acarretou uma queda na magnitude da magnetoimpedância, aumentou a histerese e alargou a curva da *GLMI* versus H . Para o efeito tomado na direção transversal, a mesma queda foi observada. No entanto, ocorreu um alargamento da curva da $GTMI \times H$ nas fitas com comprimentos maiores que $1,5cm$ e menores que $0,5cm$. Isso significa que, para fitas com estas dimensões, a variação da *GTMI* com o campo é mais suave e portanto, mais indicado para construção de sensores de campos magnéticos que opere em faixas de campo magnético mais largas. Outro resultado que deve também ser discutido, é que nas fitas com $L = 3cm$ o campo magnético de $\pm 6kG$ não foi suficiente para saturar a amostra, caracterizando que, de todos os comprimentos investigados, esse é o mais indicado para o uso em sensores de campos magnéticos mais altos. É bom ressaltar que em ambas as configurações, longitudinal e transversal, o comportamento do efeito com o comprimento da amostra foi o mesmo para todos os valores da corrente aplicado, o que reforça a importância do campo de desmagnetização sobre a permeabilidade do material.

O pico observado na resistividade Hall (ρ_H) de fitas amorfas de $Co_{70,4}Fe_{4,6}Si_{15}B_{10}$, acontece em campos cuja ordem de grandeza é a mesma dos campos para os quais acontecem os picos da *GTMI*. Também similar é o comportamento desses picos com a frequência da corrente aplicada, ou seja, ambos aumentam com o aumento de f . Isso induz a acreditar, numa possível correlação entre os efeitos e conseqüentemente, entre os picos observados nas curvas de tais efeitos com o campo magnético H . No entanto, os resultados experimentais obtidos nesse trabalho são insuficientes para confirmar tal suposição, pois é muito difícil distinguir se a origem do pico na ρ_H é realmente devido à fatores magnéticos associados ao coeficiente Hall anômalo R_S , ou se é o resultado de um pseudo-efeito Hall, gerado por pequenos desalinhamentos dos contatos da tensão medida. Para que esta questão seja melhor compreendida, dever-se-ia fazer outras medidas utilizando fitas de amostras com diferentes larguras, utilizando métodos mais adequados para verificação do alinhamento dos contatos elétricos nas medidas de efeito Hall. No entanto, o

resultado obtido neste trabalho, apesar de não elucidar bem esta correlação de efeitos, pode servir de ponto de partida para novos trabalhos.

8.1.2 Microfone GMI

Diante dos resultados apresentados, fica provada a aplicabilidade do efeito da magnetoimpedância gigante de fitas amorfas de $\text{Co}_{70,4}\text{Fe}_{4,6}\text{Si}_{15}\text{B}_{10}$, na construção de sensores magnéticos de pressão, tanto estática quanto dinâmica.

Em teste auditivos, feitos no laboratório do departamento de Física da UFPE, verificou-se que o microfone GMI não deixa nada a desejar com relação ao microfone dinâmico comercial, modelo LS5 produzido pela Leson, o qual foi usado como referência comparativa. Isso deixou os pesquisadores envolvidos neste trabalho, bastante satisfeitos com os resultados sonoros obtidos. Principalmente, porque todo o corpo do microfone GMI, incluindo a membrana do diafragma, foi desenvolvido de maneira muito rústica, o que certamente afeta bastante a qualidade sonora deste dispositivo. É objetivo desse grupo de pesquisadores, desenvolver melhor tanto a arquitetura, quanto a eletrônica de geração e detecção do sinal do microfone. Para tal, já está sendo construído um protótipo do microfone GMI, que tem uma cavidade sonora mais adequada e circuito compactado.

Infelizmente, devido à falta de condições técnicas, não se pôde fazer as curvas de frequência nem de direcionalidade do microfone GMI. Primeiro, devido a falta de condições técnicas do laboratório em que o projeto foi desenvolvido, depois pela grande dificuldade que seria transportar todo sistema de geração e detecção do sinal do microfone para outra instituição de pesquisa, onde tais medidas pudessem ser feitas. No entanto, com a conclusão do novo protótipo, será possível a obtenção de tais curvas. É bom lembrar que também não é objetivo desta tese o desenvolvimento do sensor, mas sim, a demonstração da possibilidade de utilização do efeito GMI nessa aplicação.

O mais importante nos resultados apresentados aqui é a consolidação da aplicação do efeito GMI para medição de pressões estáticas e dinâmicas. Fato que nunca foi mencionado na literatura e que deixa este trabalho na vanguarda para este tipo de aplicação.

8.2 Contribuições da tese

No entendimento da autora, as principais contribuições deste trabalho de tese são as seguintes:

1. A descoberta do efeito da magnetoimpedância gigante na direção transversal, além de contribuir para a melhor compreensão dos mecanismos responsáveis pela existência do efeito GMI, também amplia as possibilidades de utilização do mesmo em aplicações tecnológicas.
2. Os resultados obtidos com o estudo do efeito Hall e sua correlação com o efeito GMI nas fitas de $\text{Co}_{70,4}\text{Fe}_{4,6}\text{Si}_{15}\text{B}_{10}$ abre uma nova linha de pesquisa que pode resultar na construção de sensores Hall extremamente sensíveis.
3. O estudo da GMI em função da temperatura serviu não só para avaliar a estabilidade do efeito com relação ao aumento de temperatura, com também mostrou uma nova técnica de tratamento térmico de recozimento, a qual melhora consideravelmente a amplitude da GMI e é mais facilmente aplicada que as técnicas convencionais.
4. O comportamento da GMI com o comprimento da fita, permite estabelecer o comprimento de fita mais adequado a uma dada aplicação, assim como entender melhor o efeito da desmagnetização neste fenômeno.
5. O estudo do efeito da amplitude e da frequência da corrente sobre a GMI, além de ter auxiliado no conhecimento puramente científico desta propriedade, permite estabelecer em que faixa de amplitude e frequência da corrente a GMI pode ser melhor explorada, do ponto de vista tecnológico.

6. Os estudos que mostram a aplicabilidade da GMI na construção de um microfone, criam uma nova tecnologia, que pode ser empregada na construção de outros tipos de sensores de pressão baseados no efeito GMI.

8.3 Sugestões para trabalhos futuros

Como sugestões para trabalhos que dêem prosseguimento aos estudos desenvolvidos nesta tese, podem-se destacar:

1. Otimização da técnica de medida de efeito Hall, para que se possa confirmar a existência ou não da correlação entre este efeito e a magnetoimpedância gigante na direção transversal.
2. Ainda relacionada as medidas de efeito Hall, outra boa tentativa para verificar a correlação dos fenômenos, seria medir o efeito Hall, em altas frequências, utilizando os mesmos métodos e técnicas empregados neste trabalho.
3. Ampliar os estudos do efeitos Hall em outros materiais que apresentem magnetoimpedância gigante, como também, em fitas amorfas de $\text{Co}_{70,4}\text{Fe}_{4,6}\text{Si}_{15}\text{B}_{10}$ com larguras diferentes da estudada neste trabalho.
4. Desenvolver outros tipos de sensores de pressão GMI, fazendo um estudo mais completo com relação a linearidade do sinal.
5. Elaborar melhor a arquitetura do microfone GMI, principalmente no que se relaciona a membrana do diafragma.
6. Estudar a possibilidade de utilizar uma membrana magnética como diafragma, deixando a fita de $\text{Co}_{70,4}\text{Fe}_{4,6}\text{Si}_{15}\text{B}_{10}$ colada numa posição fixa, de modo que, com a pressão sonora, mova-se não a fita com relação ao ímã mas o ímã em relação a fita. Esta membrana magnética poderia ser construída depositando camadas de material magnético sobre a película do diafragma.

Referências Bibliográficas

1. Baibich, M. N. *et alii*, *Giant Magnetoresistence of (001)Fe/(0001)Cr Magnetic Superlattices*. Physical Review Letter, vol 61, pp.2472-2475, 1988.
2. Campus Filho, M. P., *Solidificação e Fundição de Metais e suas Ligas*. São Paulo: Livros Técnicos e Científicos, 2ª Edição, 1970.
3. Chen, H.S., *Metallic Glasses*. Materials Science and Engineering, vol 25, pp.59-69, 1976.
4. Gilmann, J. J., *Metallic Glasse*. Science, vol 208, pp.856-861, 1980.
5. Guntherodt, H. J., *Advances in Solid State Physics*. vol XVII, editado por J. Treusch, Braunschweig, 1977.
6. Chaudhari, P., Giessen, B. C., Turnbull, D., *Metallic Glasses*. Am. Soc. Met., vol 242, pp.98-117, 1980
7. *Amorphous Metallic Alloys*, Luborsky F. E. (org.) , Butterworths & Co (Publishers) Ltda, 1983.
8. Duwez, P, *Metallic Glasses - Historical Background*. Topics in Applied Physics, vol 46, pp.19-23, 1960.
9. Hasegawa, R., O'Handley, R. C., *Soft magnetic properties of metallic glasses- Recent developments*. Journal of Applied Physics, vol 50, pp.1551-1556, 1979.

10. Huang, S. C., Fiedler, H. C., *Amorphous Ribbon Formation and the Effects of Casting Velocity*. Materials Science and Engineering , vol 51, pp.39-46, 1981.
11. Luborsky, F. E., Huang, S., Fiedler, H. C., *Effect of Surface Features of Amorphous Alloys on Magnetic Behavior*. IEEE Transactions on Magnetics, vol 17, pp.3463-346 , 1981.
12. Agrawal, D. C., *Melt spinning parameters and geometry of metallic glass ribbons*. Journal of Materials Science Letters, vol 1, pp.385-386, 1982.
13. Luborsky, F. E. *et alii* , *Replacement of boron by carbon in Fe-B-C amorphous alloys*. IEEE Transactions on Magnetics, Vol 13, pp.988-992, 1977.
14. Luborsky, F. E. *et alii*, *Effect of metalloid on magnetostriction of Fe-B-C and Fe-B-Si amorphous alloy*. IEEE Transactions on Magnetics, Vol 15, pp.1961-1965, 1979.
15. Mitira, M. *et alii* , *Effect of silicon addition on the magnetic properties of Fe-B-C amorphous alloys*. Journal of Applied Physics, vol 55, n^o 11, pp.7609-7611, 1979.
16. Rao, K. V. *et alii*, *Influence of metal-metalloid elements on the electrical resistance of amorphous materials*. Journal of Applied Physics, vol 50, n^o 3, pp.1592-1594, 1979
17. Slemon, G. R., *Equipamentos Magnetoelétricos*, São Paulo: Universidade de São Paulo, 1974.
18. Hristoforou, E., Reilly, R. E., *New mechanical stress transducers based on amorphous alloys*. IEEE Transactions on Magnetics, vol 26, n^o5, pp.1563-1565, 1990
19. Fish, G. E., *Soft Magnetic Materials*. Proceedings of IEEE, vol 78, n^o6, pp.947-972, 1990.

20. Lovas, A. *et alii*, *Effect of the processing conditions on physical properties of transition metal-metalloid metallic glasses*. Journal of Materials Science, vol 22, pp.1535-1537, 1987.
21. Gerard, P., Suran, G., *Thermomagnetic annealing of soft amorphous metallic alloys monitored by in situ resistance and magnetoresistance measurements*. Journal of Applied Physics, vol 73, n^o2, pp.775-781,1993.
22. Arai, K. I., Tsuya, N., *Change of permeability in amorphous ferromagnetics ribbons by treatment*. IEEE Transactions on Magnetics, vol 13, n^o 5, pp.1550-1552, 1977.
23. Narita, K. N. *et alii*, *Composition dependence of magnetic moment and Curie Temperature in amorphous ribbons*. IEEE Transactions on Magnetics, vol 14, n^o 5, pp.1016-1018, 1978.
24. Graham, C. D., Egami, T., *Magnetic properties of amorphous materials*. Metals Technology, pp.244-247, June, 1980.
25. Chen, H. S., *Glass Metallic*. Reports on Progress in Physics, vol 43, pp.353-362, 1980.
26. Raskin, D., Davis, L.A., *Metallic glasses a magnetic alternative*. IEEE Spectrum, pp.28-33, November, 1981.
27. Hatt, J. *et alii*, *Amorphous alloys with improved room temperature saturation induction*. Transaction on Magnetics, vol MAG-14, n^o 5, pp.1013-1015, 1978.
28. Chen, H. S. *et alii*, *The effect of structural relaxation on the Cuire Temperature of Fe based metallic glasses*. IEEE Transactions on Magnetics, vol MAG-12, n^o 6, pp.933-935, 1976.
29. Sheng, L. *et alii*, *Giant magnetoresistance in magnetic granular systems*. Journal of Applied Physics, vol 79, vol 8, n^o8, pp.6255-6259, 1996.

30. Kamiguchi, Y. *et alii*, *Giant magnetoresistance and soft magnetic properties of Co₉₀Fe₁₀/Cu spin-valve structures*. Journal of Applied Physics, vol 79, n^o 8, pp.6639-6641, 1996.
31. Wang, Z., Nakamura, Y., *Quaternary giant magnetoresistance random access memory*. Journal of Applied Physics, vol 79, n^o 8, pp.6048-6049, 1996.
32. Pohm, A. V. *et alii*, *Experimental and analytical properties of 0.2- μ m-wide, and-on, multilayer, giant magnetoresistance, read head sensors*. Journal of Applied Physics, vol 79, n^o 8, pp.5889-5890, 1996.
33. Knobel, M. *et alii*, *Giant magneto-impedance effect in nanostructured magnetic wire*. Journal of Applied Physics, vol 79, n^o 3, pp.1646-1649, 1996.
34. Panina, L. V. *et alii*, *Magneto-impedance and magneto-inductive effects in amorphous (invited)*. Journal of Applied Physics, vol 76, n^o 10, pp.6198-6203, 1994.
35. Machado, F. L. A., Lopes da Silva, B., Montarroyos, E., *Magnetoresistance of random anisotropic Co_{75.4}Fe_{4.6}Si₁₅B₁₀ alloy*. Journal of Applied Physics, vol 73, n^o 10, pp.6387-6389, 1993.
36. Machado, F. L. A. *et alii*, *Giant ac magnetoresistance in soft ferromagnet Co_{70.4}Fe_{4.6}Si₁₅B₁₀*. Journal of Applied Physics, vol 75, n^o 75, pp.6563-6565, 1994.
37. Panina, L. V. *et alii*, *Magneto-impedance effect in amorphous wires*. Applied Physics Letters, vol 65, n^o 9, pp.1189-1194, 1994.
38. Panina, L. V. *et alii*, *Giant magneto-impedance in Co-rich amorphous wires and films*. IEEE Transactions on Magnetics, vol 31, n^o 2, pp.1249-1260, 1995.

39. Machado F. L. A., Rezende, S. M., *Theoretical model for the giant magnetoimpedance in ribbons amorphous soft-ferromagnetic alloys*. Journal of Applied Physics, vol 79, n° 8, pp.6558-6560, 1996.
40. Machado, F. L. A. et alii, *Surface Magnetoimpedance Measurements in Soft-Ferromagnetic Materials*. Physics of State Solid A, vol 173, pp.135-144, 1999.
41. Turtelli, R. S., Machado, F. L. M., *Frequency-domain thermo-magnet memory effect in the $Co_{75-x}Fe_xSi_{15}B_{10}$ alloys*. IEEE Transactions on Magnetics, vol 25, n° 5, pp.3350-3351, 1989.
42. Montarroyos, E. et alii, *Irreversibility line in the ferromagnet $Co_{70.4}Fe_{4.6}Si_{15}B_{10}$ alloy*. Journal of Applied Physics, vol 70, n° 10, pp. 6169-6170, 1991.
43. Montarroyos, E. et alii, *Field induced transition in the amorphous ferromagnet $Co_{70.4}Fe_{4.6}Si_{15}B_{10}$* . Journal of Magnetic Materials, vol 149, pp.104-107, 1992.
44. Machado, F. L. A., Martins, C. S., Rezende, S. M., *Giant magnetoimpedance in the ferromagnetic alloys $Co_{70.4}Fe_{4.6}Si_{15}B_{10}$* . Physical Review B, vol 51, n° 4, pp.2455-2460, 1995.
45. Rao, K. V. et alii, *Very large magneto-impedance in amorphous soft ferromagnetic wires*. Journal of Applied Physics, vol 76, n° 10, pp.6204 -6213, 1994.
46. Beach, R., Berkowitz, A. E., *Sensitive field-and frequency-dependent impedance spectra of amorphous FeCoSiB wire and ribbon (invited)*. Journal of Applied Physics, vol 76, n° 10, pp.6209-6213, 1994.
47. Knobel, M. et alii, *Stress dependence of the giant magneto-impedance effect in amorphous wires*. Journal of Physics: Condensed Matter, vol 7, n° 9, pp.L115-L120, 1995.

48. Sommer, R. L., Chien, C. L., *Role of magnetic anisotropy in the magnetoimpedance effect in amorphous alloys*. Applied Physics Letters, vol 67, n° 6, pp.857-859, 1995.
49. Mohri, K., *et alii*, *Magneto-impedance in sputtered amorphous films for micro magnetic sensor*. IEEE Transactions on Magnetics, vol 31, n° 6, pp.3182-3184, 1995.
50. Sommer, R. L., Chien, C. L., *Giant magneto-impedance effects in Metglas 2705M*. Journal of Applied Physics, vol 79, n° 8, pp.5139-5141, 1996.
51. Jen, S. U., Chao, Y. D, *Magneto-impedance of some non-zero magnetostrictive amorphous ribbons*. Journal of Non-Crystalline Solids, 205-207, pp.612-615, 1996.
52. Beach, R. S. *et alii* , *Magneto-impedance effect in NiFe plated wire*, Applied Physics Letter. vol 68, n° 19, pp.2753-2755, 1996.
53. Atkinson, D. *et alii*, *Magneto-impedance an ΔE measurements of iron-and cobalt-based amorphous wires*. IEEE Transactions on Magnetics, vol 32, n° 5, pp.3892-3894, 1996.
54. Ciureanu, P. *et alii*, *Giant magnetoimpedance effect in soft ultrasoft magnetic fibers*. Journal of Applied Physics, vol 79, n° 8, pp.5136-5138, 1996.
55. Ciureanu, P. *et alii*, *Rf and uhf Giant Magnetoimpedance effects in soft magnetic fibers and wires*. IEEE Transactions on Magnetics, vol 32, n° 5, pp.4678-4680, 1996.
56. Chen, C. *et alii*, *Giant magneto-impedance effect in the soft ferromagnetic $Fe_{73.5}CuNb_3Si_{13.5}B_9$* . Physical Review B, vol 54, n° 9, pp.6092-6094, 1996.
57. Morikawa, T. *et alii*, *Enhancement of giant magneto-impedance in layered films by insulator separation*. IEEE Transactions on Magnetics, vol 32, n° 5, pp.4965-4968, 1996.

58. Mendes, K. C. *et alii*, *Giant transversal magnetoimpedance and Hall-effect measurements in $Co_{70.4}Fe_{4.6}Si_{15}B_{10}$* . Journal of Applied Physics, vol 79, n^o 8, pp.6555-6557, 1996
59. Knobel, M. *et alii*, *Magnetoimpedance aftereffect in a soft magnetic wire*. Physical Review B, vol 55, n^o 6, pp.R3362-R3365, 1997.
60. González, J. *et alii*, *Current annealings and magnetoimpedance in Co-Fe amorphous ribbons*. Acta Physica Polonica A, vol 91, n^o 2, pp.451-453, 1997.
61. Mendes, K. C., Machado, F. L. A., *Enhanced GMI in ribbons of $Co_{70.4}Fe_{4.6}Si_{15}B_{10}$ alloys*. Journal of Magnetism and Magnetic Materials, vol 177-181, pp.111-112, 1998.
62. Machado, F. L. A. *et alii*, *Highly asymmetric giant magnetoimpedance*. Materials Science Forum, vol 302-303, pp.202-208, 1999
63. Mohri, K. *et alii*, *Magneto-impedance element*. IEEE Transactions on Magmetics, vol 31, n^o 4, pp.2455-2460, 1995
64. Martins, C. S., Título, Recife, 1995, Dissertação de Mestrado em Física, Universidade Federal de Pernambuco.
65. Atkinson, D., Squire, P. T., *The effect of annealing and cristallization on magnetoelastic properties of Co-Si-B amorphois wires*. Journal of Applied Physics, vol 79, n^o 3, pp.1664-1669, 1996
66. Ciureanu, P. *et alii*, *Giante magnetoimpedance effect in soft and ultrasoft magnetic fibers*. Journal of Applied Physics, vol 79, n^o 8, pp.5136-5138, 1996
67. Santos, A. D. *et alii*, *Domains and giant magneto-impedance in amorphous ribbons by magneto-optical Kerr affect*. Journal of Applied Physics, vol 79, n^o 8, pp.6546-6548, 1996

68. Rezende, S. M., *A Física de Materiais e Dispositivos Eletrônicos*, Recife: Universidade Federal de Pernambuco, 1996.
69. Hurd, C. H., *The Hall Effect in Metals and Alloys*. Plenum Press, New York-London, 1972.
70. Lenz, J. E., *A Review of Magnetic Sensor*. Proceedings of the IEEE, vol 78, n^o 6, pp.973-989, 1990.
71. Livingston, J. D., Morris, W. G., Jagielinski, T., *Effects of Anisotropy on Domain Structures in Amorphous Ribbons*. IEE Transactions on Magnetics, vol MAG-19, pp.1916-1919, 1983.
72. Livingston, J. D., Morris, W. G., *Magnetic domains in amorphous metal ribbons (invited)*. Journal of Applied Physics, vol 57, n^o 1, pp.3555-3558, 1985.
73. Montarroyos, E., *Linha de Irreversibilidade e Transição de Fase no Ferromagneto FeCoSiB*. Recife, 1991, Tese de Doutorado em Física, Universidade Federal de Pernambuco
74. Mmohri., K., Uchiyama. T., e Panina, L. V. *Recent advances of micro sensores and sensing application*. Sensors and Actuators A , vol 59, pp.1-8, 1998
75. Canedy, C. L. *et alii*, *Large magnetic Hall effect in ferromagnetic Fe_xPt_{100-x} thin films*. Journal of Applied Physics, vol 79, n^o 8, pp.6126-6128, 1996.
76. Pakhomov, A. B., Yan, X., e Xu, Y., *Observation of giant Hall effect in granular magnetic films*. Journal of Applied Physics, vol 79, n^o 8, pp.6140-6142, 1996
77. Thompson, D. A., Romankiw, Mayadas, A. F., *Thin film magnetoresistors in memory, storage and related applications*. IEEE Trans Magn, vol 11, pp.1039-1042, 1975.

78. Hütten, A., Müller, K., *Giant magnetoresistance in bulk materials*. Sensors and Actuators, vol 59, pp.236-242, 1997.
79. Hasegawa, H., *Theory of the temperature dependence of giant magnetoresistance (invited)*. Journal of Applied Physics, vol 79, n° 8, pp.6376-6381,1996.
80. Berkowitz, A. E. *et alii*, *Giant Magnetoresistance in Heterogeneous Cu-Co Alloys*. Physical Review Letters, vol 68, n° 25, pp.3745-3748, 1992.
81. Huang, J. C. A. *et alii*, *Studies of anisotropic and giant magnetoresistance in Co/Cu (111) epitaxial multilayers*. Journal of Applied Physics, vol 79, n° 8, pp.6276- 6278, 1996.
82. Kume, M. *et alii*, *Giant magnetoresistance effect in multilayered wire arrays*. Journal of Applied Physics, vol 79, n° 8, pp.6402-6404, 1996.
83. Senda, M. *et alii.*, *Thin-Film Magnetic Sensor using High Frequency Magneto-Impedance (HFMI) Effect*. IEEE Transactions on Magnetics, vol 30, n° 6, pp.4611-4613, 1994.
84. Hilka, K., Panina, L. V., e Mohri, K. *Magneto-Impedance in Sandwich Film for Magnetic Sensor Heads*. IEEE Transactions on Magnetics, vol 32, n° 5, pp.4594-4596, 1996.
85. Inada, K., Mohri, K., Inuzuka K. *Quick Response Large Current Sensor Using Amorphous MI Element Resonant Multivibrator*. IEEE Transactions on Magnetics, vol 30, n° 6, pp.4623-4625, 1994.
86. Mohri, K. *et alii*, *Sensitive and Quick Response Micro Magnetic Sensor Utilizing Magneto-Impedance in Co-rich Amorphous Wires*. IEEE Transactions on Magnetics, vol 31, n° 2, pp.1266-1274, 1995.

87. Kitoh, T, Mohri, K., Uchiyama, T., *Asymmetrical Magneto-impedance Effect in Twisted Amorphous Wires for Sensitive Magnetic Sensors*. IEEE Transactions on Magnetics, vol 31, nº 6, pp.3137-3139, 1995.
88. Noda, M., Panina, L. V., Mohri, K., *Pulse Response Bistable Magneto-Impedance Effect in Amorphous Wires*. IEEE Transactions on Magnetics, vol 31, nº 6, pp.3167-3169, 1995.
89. Uchiyama, T *et alii.*, *Magneto-Impedance in Sputtered Amorphous Filmes for Micro Magnetic Sensor*. IEEE Transactions on Magnetics, Vol 31, nº 6, pp.3182-3184, 1995.
90. Matsuno, M., Mohri, K., Takito, H., Inuzuka, K., *Detection of Shaft-Edge Field of Induction Motor for Stable Torque Control*. IEEE Transactions on Magnetics, vol 32, nº 5, pp.5004-5006, 1996.
91. Bushida. H. *et alii*, *Amorphous Wire MI Micro Magnetic Sensor for Gradient Fiel Detection*. IEEE Transactions on Magnetics, vol 32, nº 5, pp.4944-4946, 1996.
92. Valenzuela, R., Vazquez, M., Hernando, A. *A position sensor based on magnetoimpedance*. Journal of Applied Physics, vol 79, nº 8, pp.6549-6551, 1996.
93. Knobel, M. *et alii.*, *Stress dependence of the giant magneto-impedance effect in amorphous wires*. vol 7, pp.L115-L120, 1995.
94. Vázquez, M. *et alii*, *Giant magnetoimpedance effect in soft magnetic wires for sensor applications*. Sensors and Actuators A, vol 59, pp.20-29, 1997.
95. Randall, D. S.*et alii.*, *A pressure transducer using metallic triple-beam tuning fork*. Sensors and Actuators A, vol 60, pp.160-162, 1998
96. Valkenburg, Van, Nooger & Neville, *Eletrônica Básica do Estado Sólido*, vol 2. São Paulo: Ao Livro Técnico S. A., 1ª edição, 1988.

97. Luborsky, F. E., Huang, S., Fieldler, H. C., *Effect of surface feature of amorphous alloys on magnetic behavior*. IEEE Transactions on Magnetics, vol MAG17, n° 6, pp.3463-3466, 1981.