

## 2 Fita MIG

### 2.1. Introdução

O efeito da Magnetoimpedância Gigante (MIG) passou a ser intensamente estudado a partir da década de 90. Inicialmente os resultados experimentais que vinham sendo obtidos foram interpretados como uma variação do efeito da Magneto-resistência Gigante (MRG), cujo ensaio experimental é realizado com a aplicação de corrente contínua (c.c.) mediante a presença de um campo magnético também contínuo [27-29]. Na MRG, existe apenas a variação da resistência e o fenômeno é explicado por espalhamento de elétrons. No entanto, os experimentos realizados com amostras ferromagnéticas amorfas com aplicação de corrente alternada (c.a.) apresentaram variação tanto da parte resistiva quanto da reativa com o campo magnético externo e com a frequência da corrente aplicada [30, 31], daí o nome MIG.

Os primeiros modelos criados para descrever os resultados obtidos foram baseados no efeito magnetoindutivo [30] e no efeito *skin*, devido à variação da profundidade de penetração da corrente. No entanto, para os materiais utilizados no experimento de MIG, que possuem permeabilidades magnéticas muito altas, o efeito *skin* aparece para frequências com ordens de grandeza inferiores às observadas com materiais condutores não magnéticos. Desta forma, foram propostas explicações fenomenológicas para o efeito, sugerindo que a variação da profundidade de penetração com o campo e com a frequência se dá devido à permeabilidade magnética, que por sua vez está intrinsecamente relacionada à estrutura dos domínios magnéticos da amostra, a qual é determinada pela relação entre o campo induzido pela corrente c.a., o campo externo aplicado e o campo de anisotropia [24, 31-33]. Sendo assim, o principal objetivo de um modelo para o efeito MIG resume-se essencialmente em obter uma expressão para a permeabilidade que melhor descreva a resposta de uma estrutura de domínios

particular ao campo externo e à corrente aplicada.

Uma vez que a estrutura de domínios é fundamental para a descrição do fenômeno, os parâmetros que influenciam na sua configuração são determinantes para a descrição do efeito da MIG. Alguns dos principais parâmetros são: geometria da amostra (fio, fita, filme fino); anisotropia presente na mesma, induzida através de tratamentos térmicos (*annealing*); relação entre as direções dos campos induzido e aplicado; amplitude e frequência da corrente. Devido à grande dependência com tais fatores, existem diferentes abordagens que podem ser feitas do fenômeno.

Em relação à direção do campo magnético externo, existem estudos descrevendo experimentos realizados em condições distintas: com a corrente ao longo do comprimento da amostra e com campo externo aplicado na mesma direção (Magnetoimpedância Longitudinal, MIL); com campo externo aplicado transversalmente à amostra (Magnetoimpedância Transversal, MIT); e com o campo aplicado perpendicularmente à amostra (Magnetoimpedância Perpendicular, MIP) [27, 34, 35]. Contudo, a MIL é a que apresenta maior variação da impedância com o campo magnético externo.

As propriedades obtidas através de tratamentos térmicos também foram extensivamente estudadas. Foi possível verificar, por exemplo, que a partir destes tratamentos podem-se criar anisotropias nas amostras; que a variação da impedância com o campo pode ser significativamente aumentada; e que o efeito de histerese pode ser substancialmente reduzido [23, 33, 36, 37].

Entretanto, o fator de maior influência sobre o efeito da MIG é a frequência da corrente aplicada, e diferentes modelos podem ser derivados de acordo com a faixa de frequências utilizada. Para frequências relativamente baixas, até aproximadamente 100 kHz, observa-se que a componente reativa da impedância é a que apresenta maior contribuição. Com isso, o modelo magnetointutivo consegue descrever satisfatoriamente a dependência da impedância com o campo e com a frequência [30]. Para frequências moderadas, de aproximadamente 100 kHz a 10 MHz, verifica-se que ambas as componentes da impedância apresentam contribuições significativas, e é nesta faixa que foram desenvolvidos os principais modelos para o efeito MIG [6]. Para frequências mais altas, verifica-se que o material se comporta como um elemento basicamente resistivo, e o efeito da

ressonância ferromagnética deve ser considerado [38]. Também nesta faixa de frequências, o modelo que leva em consideração os efeitos dinâmicos é baseado na solução simultânea das equações de Maxwell e da equação de movimento de Landau – Lifshitz [16].

Um modelo único que descreva todos os aspectos do efeito MIG dificilmente pode ser encontrado. Mas é a sua complexidade que o torna tão rico para estudar os fenômenos físicos envolvidos e criar inúmeras possibilidades de aplicação. Esta dissertação se atém somente à utilização deste efeito para o desenvolvimento de um transdutor de campo magnético, portanto questões teóricas não serão discutidas.

Nas seções seguintes serão apresentados o tipo de material e a técnica de fabricação utilizada. Em seguida, tem-se um relato superficial da física envolvida no efeito MIG do tipo MIL, que é o utilizado neste trabalho, e alguns de seus modelos teóricos para a faixa de frequências moderadas, onde o efeito MIG apresenta maior variação da impedância com o campo.

## **2.2. Fitas Ferromagnéticas Amorfas**

### **2.2.1. Ligas Ferromagnéticas Amorfas**

Ao contrário de um material cristalino, os átomos em uma estrutura magnética amorfa estão distribuídos aleatoriamente. Nestes materiais é possível encontrar uma ordem magnética de longo alcance, porém esta ordem não existe nos átomos constituintes. Ou seja, o material amorfo é desordenado do ponto de vista da estrutura formada pelos seus átomos, porém pode ser muito bem organizado do ponto de vista magnético [39]. Exemplos dessa classe de materiais são as ligas de metais de transição (Fe, Co, Ni) com elementos metalóides (B, C, Si, Ge, P).

As aplicações tecnológicas mais relevantes envolvendo tais materiais são baseadas nas suas características magnéticas doces [16, 19]: alta permeabilidade

magnética, baixo campo coercivo e alta magnetização de saturação. Eles ainda possuem alta resistividade elétrica, fazendo com que as perdas por correntes parasitas sejam fortemente reduzidas [40].

Outra importante característica dos materiais que apresentam o efeito MIG é sua anisotropia magnética, que é o fenômeno de orientação preferencial da magnetização ao longo de certas direções características de cada material. A esta direção preferencial é associado um campo de anisotropia  $\vec{H}_a$ . As anisotropias magnéticas podem ser características intrínsecas do material ou podem ser induzidas por tratamentos térmicos, deformações mecânicas ou irradiações magnéticas [22, 41].

A maioria dos experimentos utilizados para estudar os efeitos da anisotropia em materiais que apresentam MIG são realizados em amostras que recebem tratamentos térmicos (*annealing*), e já é bem conhecido o fato de que estes tratamentos mudam radicalmente o comportamento do material amorfo [33].

Além disso, o modo de fabricação da amostra pode induzir uma distribuição de tensões internas na mesma, o que influencia na estrutura dos domínios magnéticos e conseqüentemente nas suas propriedades magnéticas.

### 2.2.2.

#### **Produção das Fitas – Técnica *Melt-Spinning***

Existem várias técnicas para a produção de fitas ferromagnéticas amorfas, baseadas em *sputtering*, evaporação, processos químicos, eletrodeposição, entre outras [42]. Uma das técnicas mais comuns é a de “*melt-spinning*” [43], utilizada pela equipe da Universidade Federal de Pernambuco na produção das amostras que foram estudadas ao longo desse trabalho.

Nesse método, a liga é previamente fundida através de efeito *Joule*, e em seguida, ejetada por um orifício, devido à pressão de um gás (argônio ou nitrogênio). O metal líquido atinge a superfície externa de um cilindro de cobre resfriado, que gira com uma determinada velocidade angular. Assim, o líquido em contato com o cilindro é resfriado rapidamente, e solidificado em forma de fita (Fig. 2.1) [40].

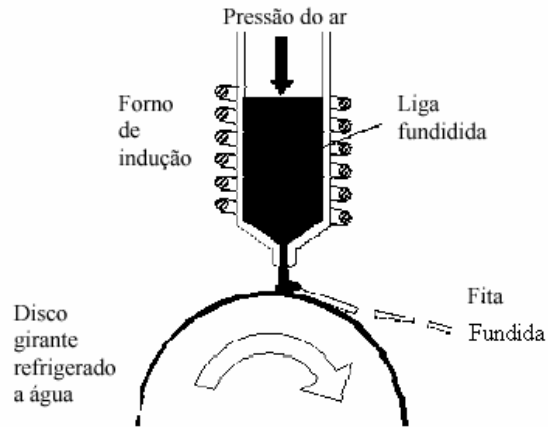


Figura 2.1 – Representação da técnica Melt – Spinning [40].

As dimensões da fita variam de acordo com o diâmetro do orifício de ejeção, com a velocidade angular do disco de cobre, com a pressão do gás de ejeção e com a temperatura do material no momento da ejeção [44].

## 2.3. O Fenômeno da MIG do tipo MIL

### 2.3.1. Impedância

O fenômeno da MIL é induzido através da aplicação de uma corrente alternada  $I$  ao longo do comprimento da fita, com o campo magnético externo  $\vec{H}$  paralelo ao mesmo (Fig. 2.2), medindo-se a diferença de potencial  $V$  entre as extremidades da fita.

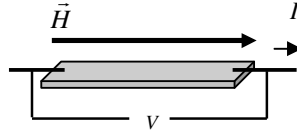


Figura 2.2 - Desenho esquemático de uma amostra em forma de fita, sendo submetida à passagem de uma corrente elétrica alternada  $I$  e na presença de um campo magnético externo  $\vec{H}$ . Através da medida de tensão  $V$  induzida nos terminais do fio, é calculada a sua impedância  $Z$ .

Pode-se calcular então a impedância  $Z$  como

$$Z = V/I. \quad (2.1)$$

Utilizando a descrição por fasores da tensão e corrente alternada, tem-se

$$Z = \frac{|V|e^{j\phi_v}}{|I|e^{j\phi_i}}. \quad (2.2)$$

Arbitrando-se a fase da corrente,  $\phi_i$ , como nula, tem-se

$$Z = \frac{|V|}{|I|}e^{j\phi} = |Z|e^{j\phi}. \quad (2.3)$$

Assim, a impedância complexa  $Z$  é definida por duas componentes, uma real e outra imaginária. A componente real é a resistência  $R$ , associada à dependência em fase com a corrente  $I$ . A componente imaginária é a reatância indutiva  $X$ , associada à dependência fora de fase.

$$Z = R + jX, \quad (2.4)$$

onde  $R = |Z|\cos\phi$  e  $X = |Z|\sin\phi$ .

Esta dissertação foi baseada no estudo da variação do módulo da impedância  $|Z|$  das fitas com o campo externo, isto é, as contribuições individuais de  $R$  e  $X$  não foram consideradas isoladamente.

Dependendo da anisotropia da amostra, as curvas típicas de  $|Z| \times |\vec{H}|$  podem apresentar dois comportamentos distintos: de pico único ou pico duplo. As curvas de comportamento de pico único apresentam-no em  $|\vec{H}| = 0$ , e as de pico duplo em  $\pm |\vec{H}_a|$  (campo de anisotropia). Exemplos destas curvas podem ser observados na Fig. 2.3.

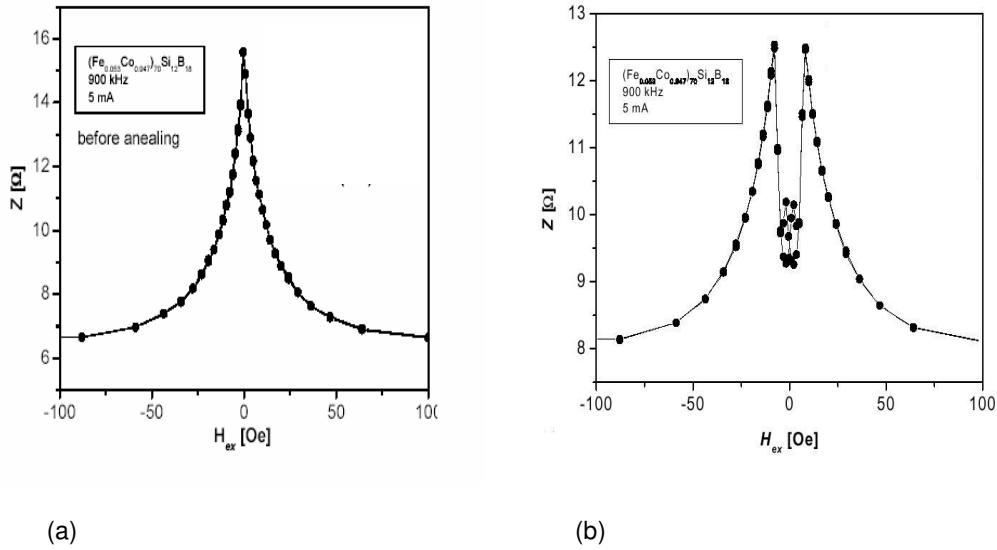


Figura 2.3 - Dependência do módulo da impedância  $Z$  com o módulo do campo magnético externo  $\vec{H}$  para uma fita de  $(\text{Fe}_{0.053}\text{Co}_{0.947})_{70}\text{Si}_{12}\text{B}_{18}$ , na faixa de frequência mediana (900 kHz), com corrente aplicada de 5 mA. (a) antes de sofrer tratamento térmico, (b) depois de passar por tratamento térmico [23].

### 2.3.2. Descrição Física

Como explicado na introdução, a variação da impedância nos experimentos MIG é interpretada como sendo devido ao efeito *skin*. Em uma fita de material condutor, a equação de  $Z$  como função da profundidade de penetração da corrente pode ser obtida através das equações de Maxwell e da Lei de Ohm [42, 45], como

$$Z = (1 - j) \frac{L}{2\omega\sigma\delta} \frac{1}{1 - e^{-(1-j)/2\delta}}, \quad (2.5)$$

onde  $L$  é o comprimento e  $t$  a espessura da fita,  $\omega$  é a frequência da corrente aplicada,  $\sigma$  é a condutividade do material, e  $\delta$  é a profundidade de penetração da corrente, dada por

$$\delta = \frac{c}{2\pi} \sqrt{\frac{1}{2\omega\mu\sigma}}, \quad (2.6)$$

onde  $c$  é a velocidade da luz no vácuo e  $\mu$  é a permeabilidade do material.

O efeito *skin* para um condutor estabelece que, à medida que  $\omega$  aumenta,  $\delta$  diminui, isto é, a corrente passa a fluir numa casca próxima à superfície do material, o que significa uma redução da área efetiva em que a corrente flui e, conseqüentemente, um aumento da impedância.

No entanto, em materiais magnéticos espera-se que  $\mu$  também varie com o campo magnético externo e com a corrente aplicada e esta dependência é refletida em  $Z$  através de  $\delta$ . Desta forma, o efeito *skin* clássico para um condutor não é suficiente para descrever o efeito MIG.

Para se obter uma expressão para  $\mu$ , como visto anteriormente, deve-se considerar uma determinada configuração inicial de domínios e se analisar o processo de magnetização da amostra. No caso, supõe-se uma amostra com domínios orientados alternadamente, na direção transversal ao comprimento da amostra, todos com comprimento igual a  $x$ , como ilustrado na Fig. 2.4.

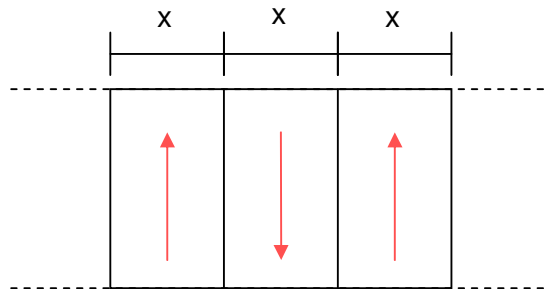


Figura 2.4 – Ilustração da configuração dos domínios magnéticos em uma fita MIG.

Quando se aplica um campo longitudinal  $\vec{H}$  crescente, os domínios giram de um mesmo ângulo crescente até  $\phi = \beta = 90^\circ$ , o que ocorre para  $|\vec{H}| = |\vec{H}_a|$  (Fig. 2.5). A magnetização longitudinal cresce linearmente com  $|\vec{H}|$ , já a magnetização transversal é sempre zero, bem como o deslocamento dos domínios.



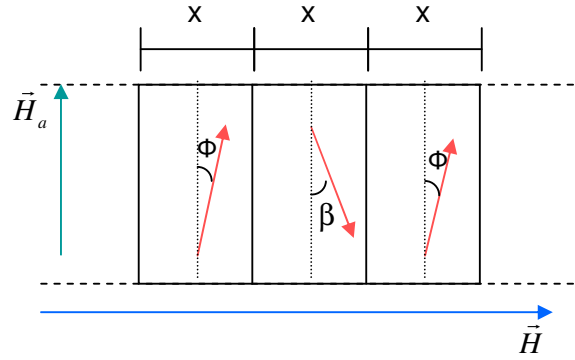


Figura 2.5 - Ilustração da configuração dos domínios magnéticos numa fita MIG com aplicação de um campo magnético externo.

A aplicação de uma corrente alternada longitudinal induz um campo alternado transversal  $|\vec{h}| = I/2\omega$ , que faz com que  $\beta$  aumente mais rapidamente que  $\phi$ , resultando em um deslocamento  $d$  nos domínios e em uma magnetização transversal não nulos, como pode ser observado na Fig. 2.6.

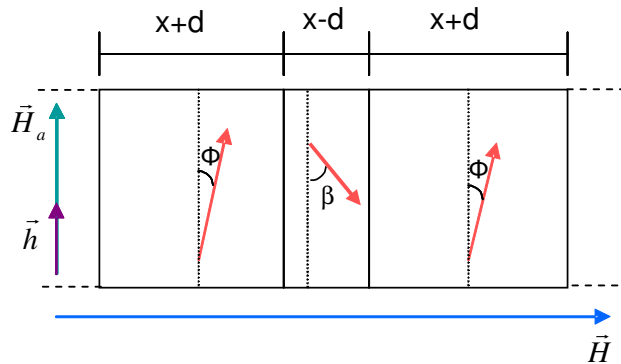


Figura 2.6 - Ilustração da configuração dos domínios magnéticos numa fita MIG com aplicação de um campo magnético externo e de um campo induzido pela corrente.

Analisando o modelo acima, percebe-se que existem dois processos de magnetização, um devido à rotação da magnetização dos domínios, principalmente relacionado ao campo externo  $\vec{H}$ , e outro devido ao movimento das paredes dos domínios, principalmente relacionado ao campo induzido  $\vec{h}$ .

Para correntes com frequências moderadas a magnetização da amostra apresenta contribuições significativas de ambos os processos. Porém, para altas frequências, o movimento das paredes dos domínios é fortemente reduzido pelas correntes induzidas, tornando o processo de rotação dominante.

### 2.3.3. Modelos para o Regime de Frequências Moderadas

O modelo a ser descrito supõe condições quase-estáticas e considera tanto a rotação da magnetização quanto o movimento das paredes dos domínios. Por este motivo, ele é algumas vezes chamado de Modelo Quase-Estático ou Modelo das Paredes de Domínios (MPD) [6].

Partindo da configuração de domínios descrita na seção anterior, o modelo é usado para se calcular a suscetibilidade transversal  $\chi_t$ , que é diretamente relacionada à permeabilidade ( $\mu_t = 1 - \chi_t$ ). A  $\chi_t$  é deduzida a partir da magnetização transversal gerada pelos campos em questão, como [42, 45]

$$\chi_t = \frac{M_s}{h} \left[ \frac{1}{2} (\cos \phi - \cos \beta) + \frac{x}{d} (\cos \phi + \cos \beta) \right], \quad (2.7)$$

onde  $M_s$  é a magnetização de saturação.

#### Dependência com o Campo

Na configuração em questão, a energia livre total pode ser escrita como

$$U_t = U_z + U_{zt} + U_a + U_w, \quad (2.8)$$

onde  $U_z$  corresponde à energia de interação entre a magnetização e o campo externo,  $U_{zt}$  é a energia de interação da magnetização com o campo induzido,  $U_a$  é a energia de anisotropia e  $U_w$  é o termo devido à força restauradora relacionada ao movimento das paredes dos domínios. Tais termos podem ser escritos como [6, 42, 45]

$$\begin{aligned}
 U_z &= M_s H [(\alpha - 1) \text{sen} \beta - \alpha \text{sen} \phi], \\
 U_{zt} &= M_s h [(1 - \alpha) \cos \beta - \alpha \cos \phi], \\
 U_a &= K [\alpha \text{sen}^2 \phi + (1 - \alpha) \text{sen}^2 \beta], \\
 U_w &= \frac{1}{2} k A x^2,
 \end{aligned} \tag{2.9}$$

onde  $\alpha = \frac{1}{2} + \frac{x}{d}$  é a fração do volume ocupado pelo domínio com ângulo  $\phi$ ,  $K$  é a constante de anisotropia,  $k$  é uma constante relacionada à dureza média da parede e  $A$  representa a área da parede por unidade de volume.

O procedimento consiste na obtenção dos parâmetros  $\phi$ ,  $\beta$  e  $x$  através da minimização de  $U_t$  em relação aos mesmos, ou seja

$$\frac{\partial U_t}{\partial \phi} = \frac{\partial U_t}{\partial \beta} = \frac{\partial U_t}{\partial x} = 0. \tag{2.10}$$

A relação acima fornece um sistema de 3 equações, do qual podem ser extraídos os valores desejados para uma determinada combinação de  $\vec{H}$  e  $\vec{h}$ . De posse dos parâmetros, eles são substituídos em  $\chi_t$  para se obter a expressão de  $\mu_t$  e, conseqüentemente, de  $Z$ .

### Dependência com a Frequência

Pela análise do movimento das paredes dos domínios é possível obter uma expressão de  $\chi_t$  em função da frequência. Para isso, se estabelece uma equação para o movimento das paredes dos domínios, supondo que este é limitado pelo deslocamento e desconsiderando sua rotação. Isto significa admitir que  $|\vec{H}| \ll |\vec{H}_a|$  e, conseqüentemente, supor que  $\phi \approx \beta \ll 90^\circ$ . Desta forma, a força percebida pela parede é

$$F = -\frac{\partial U_t}{\partial x}, \tag{2.11}$$

o que fornece a seguinte equação de movimento

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} = -\frac{\partial U_t}{\partial x} + \gamma \frac{dx}{dt}, \quad (2.12)$$

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} + kAx - 2h \frac{M_s}{d} - \gamma \frac{dx}{dt} = 0, \quad (2.13)$$

onde  $m$  é a massa da parede por unidade de volume e  $\gamma$  é o coeficiente fenomenológico de arraste das paredes dos domínios.

Admitindo-se uma solução harmônica para  $x$ , obtém-se uma nova expressão para este parâmetro que, ao ser substituída na equação (2.7) e com as considerações acima, gera a seguinte expressão de  $\chi_t$  dependente da frequência

$$\chi_t = \frac{4 \left( \frac{M_s^2}{kAd^2} \right)}{1 - i\omega \left( \frac{\gamma}{kA} \right)}. \quad (2.14)$$

Apesar dos modelos apresentados não levarem em consideração aspectos importantes do fenômeno da MIG, tais como o rápido processo de magnetização, a histerese associada e os efeitos relacionados à alta frequência (amortecimento do movimento das paredes dos domínios, correntes induzidas e efeito de ressonância ferromagnética), eles se ajustam bem aos resultados experimentais na faixa de frequências em que eles se propõem, além de serem uma boa ferramenta para a obtenção de parâmetros magnéticos.

## 2.4. Caracterização da Fita MIG

Como dito anteriormente, a fita utilizada neste trabalho foi elaborada pelo Departamento de Física da UFPE. A fita em questão tem aproximadamente 1 mm de largura e 30  $\mu\text{m}$  de espessura. Sua composição química é  $\text{Co}_{70,4}\text{Fe}_{4,6}\text{Si}_{15}\text{B}_{10}$  e foi produzida pela técnica de *melt-spinning* que, como explicado na seção 2.2.1, cria tensões internas no material que causam anisotropia. Além disso, existe a anisotropia de forma. Sendo assim, é esperado que a fita utilizada apresente um comportamento de pico duplo.

A seguir é detalhado o aparato experimental utilizado para a caracterização da fita, isto é, para obtenção da curva  $|Z| \times |\vec{H}|$ , e em seqüência o resultado obtido.

Por conveniência, e por ser o sistema comumente utilizado na literatura a respeito do efeito MIG, os resultados contidos nessa dissertação são apresentados no Sistema de Unidades Gaussiano (CGS). Contudo, os principais resultados obtidos ao longo do trabalho são apresentados também no Sistema Internacional (SI). A Tabela 2.1, apresenta as unidades de algumas grandezas magnéticas de interesse para ambos os sistemas e suas respectivas conversões.

Tabela 1.1 – Sistema de Unidades

Grandeza	Representação	CGS	SI	Conversão
Densidade de Fluxo Magnético	$B$	Gauss (G)	Tesla (T)	$1 \text{ G} = 10^{-4} \text{ T}$
Campo Magnético	$H$	Oersted (Oe)	A/m	$1 \text{ Oe} = 1/4\pi \times 10^3 \text{ A/m}$
Momento de Dipolo Magnético	$m$	emu	$\text{Am}^2$	$1 \text{ emu} = 10^{-3} \text{ Am}^2$

### 2.4.1. Aparato Experimental

O sistema idealizado para analisar a característica  $|Z| \times |\vec{H}|$  de fitas MIG é baseado na utilização de dois elementos principais: um par de Helmholtz, capaz de gerar um campo magnético contínuo e uniforme com magnitude ajustável, e um circuito eletrônico que realiza simultaneamente as funções de fonte de corrente (FC) e terra virtual (TV), ambos desenvolvidos pela equipe do Laboratório de Biometrologia especialmente para este trabalho. O diagrama em blocos apresentado na Fig. 2.7 permite uma visualização do sistema.

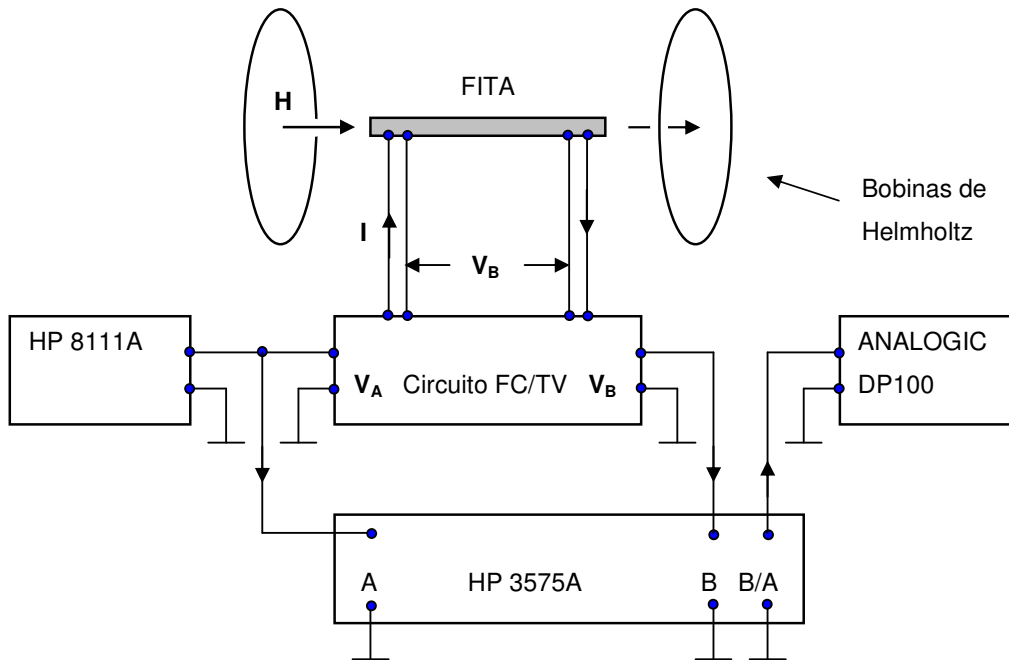


Figura 2.7 - Diagrama em blocos do sistema utilizado na caracterização das fitas MIG.

Como ilustrado na Figura 2.7, a fita é excitada por uma corrente  $I$  e submetida a um campo  $H$  longitudinal gerado por uma bobina de Helmholtz. A frequência dessa corrente é definida pelo gerador de funções HP 8111A, e a sua amplitude obtida pela divisão da tensão  $V_A$  do gerador por uma resistência de precisão  $R_I$  incluída no circuito fonte de corrente/terra virtual (FC/TV). As entradas A e B do medidor de Ganho e Fase HP 3575A são conectadas, respectivamente, à tensão  $V_A$  e à tensão  $V_B$  sobre a fita, e a sua saída fornece o valor  $20 \log(|V_B|/|V_A|)$ , indicado pelo voltímetro de precisão DP100. Posteriormente à medição, o módulo da impedância da fita pode ser obtido pelo cálculo da relação

$$|Z| = R_I |V_B|/|V_A| . \quad (2.15)$$

### **Bobinas de Helmholtz**

A bobina de Helmholtz consiste em duas bobinas circulares planas, separadas por uma distância igual ao raio  $R$  comum a ambas e cada uma contendo  $N$  espiras pelas quais circulam correntes contínuas de mesma intensidade  $I$  e

sentido. O campo produzido pela bobina de Helmholtz [46] é bem conhecido e pode ser facilmente calculado através da Lei de Biot-Savart.

$$\text{Campo na origem: } B = \frac{8\mu_0 NI}{5\sqrt{5}R} \approx 9 \times 10^{-3} \frac{NI}{R} [\text{G}] \quad (2.16)$$

As bobinas de Helmholtz utilizadas para geração do campo magnético aplicado às fitas MIG foram especificamente desenvolvidas para o projeto e tiveram suas características estabelecidas em função das dimensões das fitas e das fontes de excitação *dc* disponíveis. Essas características são apresentadas na Figura 2.8.

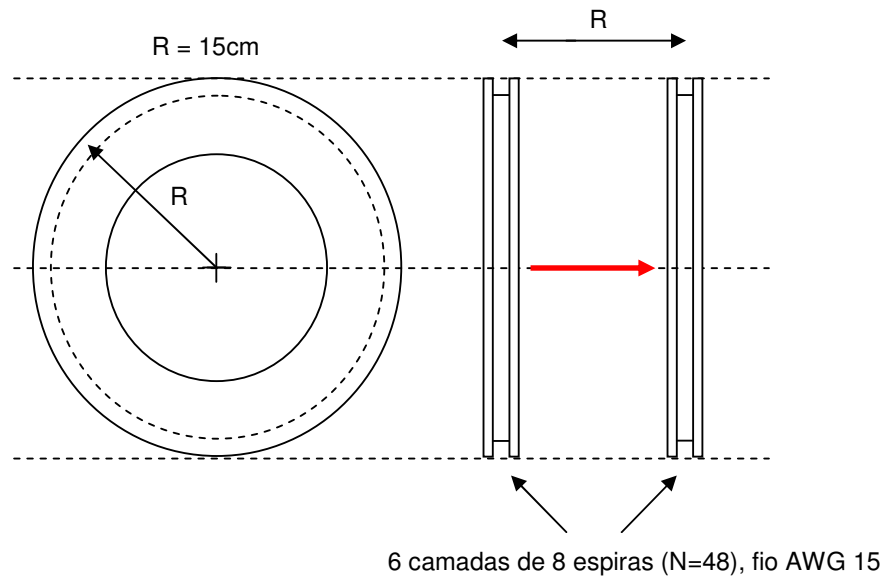


Figura 2.8 – Diagrama esquemático do par de Helmholtz.

Com estes parâmetros, tem-se

$$B [\text{G}] \cong 2.877 I [\text{A}]. \quad (2.17)$$

Medições iniciais, realizadas com o auxílio de um gaussímetro, indicaram uma relação  $B/I$  igual a 2,88 G/A para as bobinas, valor praticamente idêntico ao valor teórico obtido pela equação (2.17). A uniformidade do campo interno também foi medida, tendo sido observada uma diferença máxima de 1,4% entre os valores do campo no centro e nas extremidades do eixo das bobinas.

Contudo, essa expressão de conversão pode sofrer algumas variações

devidas a imperfeições na construção da bobina. Com o objetivo de se obter a sua curva de calibração, foram então realizadas cinco medições de  $I \times B$ , variando-se o campo de 1 a 15 G. Para medir o campo no interior da bobina foi utilizado um gaussímetro da F. W. Bell, modelo 9500. Para medir a corrente foi utilizado um multímetro Analógic DP100. O gráfico da Figura 2.9 foi obtido através da média das correntes correspondentes a cada campo.

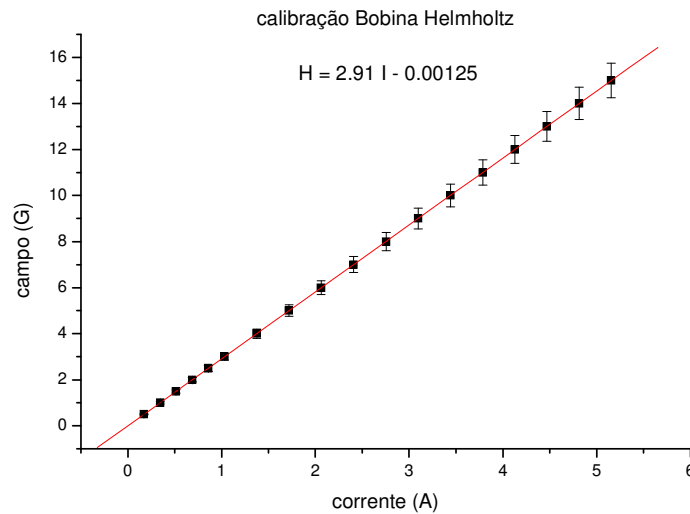


Figura 2.9 - Curva de calibração para o par de Helmholtz utilizando a média das correntes e barras de incerteza associadas.

Conforme a curva de calibração obtida, a expressão de conversão utilizada ao longo das medições apresentadas nesta dissertação foi

$$B \text{ [G]} = 2,91 I \text{ [A]} - 0,00125 \pm 0,37771$$

ou

$$H \text{ [Oe]} = 2,91 I \text{ [A]} - 0,00125 \pm 0,37771$$

(2.18)

Onde a incerteza indicada é o desvio padrão em relação aos valores médios da corrente.



### 2.4.2.

#### Curva $|Z| \times |\vec{H}|$

O sistema de medição descrito anteriormente foi utilizado nas medições realizadas com uma amostra de 14,3 cm de comprimento da fita MIG. O gráfico da Figura 2.10 ilustra os resultados obtidos na caracterização do módulo da impedância da fita,  $|Z|$ , com o módulo do campo magnético  $|\vec{H}|$  variando de 0 a 12 Oe.

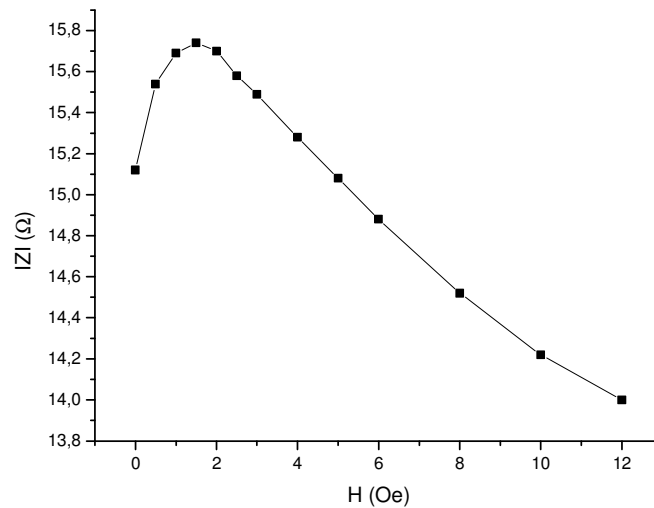


Figura 2.10 - Caracterização  $|Z| \times |\vec{H}|$  da fita MIG utilizada neste trabalho, com corrente de alimentação de 10 mA de amplitude e 1 MHz de frequência.

Apesar da medição ter sido realizada apenas para campos positivos, pode-se inferir que a fita possui um comportamento de pico duplo, uma vez que o valor máximo de  $|Z|$  ocorre para  $|\vec{H}| \neq 0$ . Isto significa que ela apresenta uma anisotropia, o que está de acordo com o esperado, considerando seu processo de fabricação. Além disso, conforme a teoria apresentada neste capítulo, pode-se estimar o módulo do campo de anisotropia como sendo  $|\vec{H}_a| \approx 2$  Oe.

No capítulo seguinte é apresentado o transdutor desenvolvido e sua caracterização.