

CENTRO BRASILEIRO DE PESQUISAS FÍSICAS

PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO PROFISSIONAL EM FÍSICA

Pedro Henrique Andrade de Oliveira

Título: Desenvolvimento de um magnetômetro de indução AC em frequências de áudio e de rádio

Rio de Janeiro 2020

Pedro Henrique Andrade de Oliveira

Título: Desenvolvimento de um magnetômetro de indução AC em frequências de áudio e de rádio

Dissertação submetida ao Programa de pós-graduação profissional do Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas para a obtenção do título de mestrado em Física com ênfase em instrumentação científica.

Orientador: Prof. Luiz Augusto Sousa de Oliveira, Dr. Coorientador: Prof. João Paulo Sinnecker, Dr.

Rio de Janeiro 2020

Dedico este trabalho a todos os pacientes com câncer e aos que ainda terão essa enfermidade.

AGRADECIMENTOS

Gostaria de agradecer aos planos superiores por ter colocado em minha vida pessoas tão especiais como minha mãe Maria do Carmo Andrade de Oliveira, meu pai Francisco Cavalcanti de Oliveira, minha avó paterna Rosa Cavalcanti Nunes, minha avó materna Maria Júlia Andrade Fernandes, minha madrinha Maura Leone Berberick e meu padrinho de coração Augusto Berberick, que me ensinaram os valores morais e humanos que carrego e irei carregar para sempre, além de me ensinarem o valor e os benefícios da educação e do conhecimento. Gostaria de agradecer também a minha esposa, companheira e amiga Carla Gramiscelli de Souza por tamanho apoio e incentivo, principalmente nos momentos mais difíceis dessa empreitada, e a minha sogra, Maria da Conceição Gramiscelli, por seu inestimável empenho e preocupação com minha saúde e alimentação. Durante essa jornada científica, cujos ensinamentos terei comigo para sempre, muitas pessoas ajudaram-me a desenvolver este trabalho, assim, não poderia deixar de lembrá-los nesta pequena nota de agradecimento. São eles (as): meus orientadores Luiz Augusto Sousa de Oliveira e João Paulo Sinnecker, e meus professores Gabriel Azzi, Herman Lima, Nilton Alves, Daniel Ávalos, André Pinto, Geraldo Cernichiaro; Maurício Bochner, Pedro Russano e Luiz da manutenção eletrônica do CBPF; Luiz Carlos Sampaio e Renato Mourão do laboratório de magneto-óptica do CBPF; Flávio Garcia, Richard Caraballo, Bianca Galeano, Evelyn Santos do grupo de Biomagnetismo do CBPF; Bárbara Costa, Elmo Brandão e aos demais colaboradores do LITMEC do CBPF. Um agradecimento especial para Wesley Jalil e Richard Caraballo do grupo de Biomagnetismo e Sérgio Araújo por todo auxílio, conhecimento e suporte durante as atividades pesquisa.

"Conhece-te ti mesmo"

- Inscrição na entrada do templo de Apollo em Delfos.

RESUMO

O presente trabalho tem por objetivo o desenvolvimento experimental da prova de conceito de um magnetômetro de indução AC para medidas de curvas de magnetização de materiais magnéticos em função das frequências dos campos magnéticos aplicados. O uso de métodos magnetométricos em alta frequência tem se mostrado uma alternativa de menor custo aos métodos calorimétricos normalmente usados nos estudos de hipertermia magnética. O equipamento conta com uma bobina de campo feita com fio de Litz (refrigerada a ar) capaz de gerar campos magnéticos nas faixas de áudio e de rádio frequências de até 30 mT de amplitude. As intensidades de campo magnético AC aplicadas e da magnetização são obtidas a partir das tensões induzidas em bobinas sensoras. Foram utilizados três tipos de materiais magnéticos como amostras teste: fitas magnéticas macias amorfas, fitas magnéticas macias amorfas tratadas termicamente e nanopartículas de magnetita (Fe_3O_4). Curvas de magnetização foram obtidas para todos os materiais em diferentes faixas de frequência. A Taxa de Absorção Específica (*Specific Absorption Rate* - SAR) assim como a Perda de Potência Intrínseca (*Intrinsic Loss Power* - ILP) foram medidas através das áreas de histerese das curvas de magnetização.

Palavras-chave: Magnetômetro de indução AC, arranjo experimental, magnetização, nanopartículas magnéticas, curva de magnetização, SAR e ILP.

ABSTRACT

The present work aims at the experimental development of a proof of concepto of a AC induction magnetometer to measure the magnetization curves of magnetic materials as function of applied magnetic field frequencies. The use of high frequency magnetometry is being considered as a low cost alternative to calorimetric methods usual employed in magnetic hyperthermia studies. The equipment has Litz wire (air-cooled) field coils capable of generating audio and radio frequency magnetic fields up to 30 mT in amplitude. The magnetic field and magnetization intensities are obtained from pick-up coils induced voltages. Three types of magnetic materials were used as test materials: amorphous soft magnetic ribbons, heat-treated amorphous soft magnetic ribbons and magnetite nanoparticles (Fe₃O₄). Magnetization curves were obtained for all samples at different frequency ranges. The experimental setup allows the determination of Specific Absorption Rate - SAR, as well as the Intrinsic Loss Power - ILP, from the measured hysteresis cycle areas of magnetization curves.

Keywords: AC induction magnetometer, experimental arrangement, magnetization, magnetic nanoparticles, magnetization curve, SAR and ILP.

LISTA DE FIGURAS

Figura 1.1 - (a) momentos de dipólo magnético de um material ferromagnético alinhados na direção de um campo magnético externo; (b) momentos de dipólo magnético de um material paramagnético sem alinhamento paralelo após a retirada de um campo magnético externo...22 Figura 1.2 - Representação da partícula de Stoner-Wolhfarth onde (H) representa o campo externo aplicado, (M) a magnetização da partícula e (θ) o ângulo entre a magnetização e o Figura 1.3 - Representação esquemática do mecanismo de perdas magnéticas de Figura 1.5 - Representação de uma bobina na qual circula uma corrente I produzindo linhas de Figura 1.6 – ilustração de um transformador ideal à esquerda e sua representação esquemática Figura 2.1 - Arranjo experimental do magnetômetro de indução AC para frequências de: (a) Figura 2.6 - desenho esquemático da infraestrutura de apoio à passagem e trançamento dos Figura 2.7 – (a) foto dos 120 fios AWG 38 esticados. (b) Os 120 fios AWG 38 sendo Figura 2.8: Definição dos parâmetros geométricos e eletromagnéticos para uma espira Figura 2.9: representação esquemática da vista em corte da bobina principal em que se mostra Figura 2.10: Perfil de campo de uma bobina de densidade de corrente uniforme ao longo do Figura 2.12 - (a) base do suporte; (b) suporte da bobina principal; (c) ressalto; (d) suporte dos gradiômetros......41

Figura 2.13 - (a) vista frontal do suporte da bobina principal; (b) vista frontal e em corte do
ressalto; (c) vista em corte do suporte da bobina principal41
Figura 2.14 - (a) vista superior da base; (b) vista frontal da base; (c) vista em corte da base42
Figura 2.15 - Bobina principal enrolada com 104 espiras de fio de Litz distribuídas em 2
camadas43
Figura 2.16 - Gráfico do perfil de campo teórico da bobina principal gerado pelo código em
Python (ver apêndice)
Figura 2.17 - Reta característica de campo $\mu 0H0$ versus corrente I inferida pela equação 2.4.
Figura 2.18 - transformador de fio de Litz (a) enrolamento do primário com apenas 42 voltas
e terminais estanhados (b) enrolamento do secundário com 1 volta e terminais também
estanhados
Figura 2.19 - (a) arranio para verificação da frequência de ressonância de C1 reajustado: (b)
arranio para verificação da frequência de ressonância de C2 reajustado: (c) desenho
representativo da figura de Lissaious que indica amplitudes de tensões iguais e defasem nula
48
Figura 2.20 - Acoplamento da mangueira do aspirador à base do suporte
Figura 2.22 - Fonte de corrente BOP50-20MG da Kepco Power Supply
Figura 2.24 - Diagrama esquemático do funcionamento do gerador Hall
Figura 2.25 - Diagrama esquemático do circuito de teste para tracar o perfil da bobina
principal
Figura 2.26 - arranjo experimental para traçar o perfil de campo da bobina principal
Figura 2.27 - Gráfico do campo magnético Hz em função da posição z dentro da bobina
principal
Figura 2.29 - ilustração de um gradiômetro de 1° ordem
Figura 2.30: diagrama esquemático de montagem do gradiômetro de magnetização para medir
a magnetização de amostra magnética
Figura 2.31 – desenho ilustrativo do gradiômetro de magnetização com uma amostra inserida
dentro dos limites da bobina 160
Figura 2.33 - (a) vista frontal do suporte dos gradiômetros; (b) Corte do suporte dos
gradiômetros61
Figura 2.34 - Bobina sensora de campo (bobina de 1 espira) e gradiômetro de magnetização
(bobinas 1 e 2 com 35 espiras cada) enrolados no suporte de PVC62

Figura 2.35 - (a) Lupa com luminária utilizada para ampliar a imagem dos fios AWG 38
sendo enrolados no suporte. (b) infra de apoio improvisada para enrolamento dos
gradiômetros no suporte64
Figura 2.36 - Guia de ferro posta em uma ventoinha descartada com cola quente64
Figura 2.37 - Suporte recoberto com algumas camadas de fita teflon para proteção dos fios
terminais65
Figura 2.39 - Sistema de detecção dentro da bobina geradora de campo AC e conectada aos
canais 1 e 2 do osciloscópio65
Figura 2.40 - Conexão dos terminais do sistema de detecção aos canais 1 e 2 do osciloscópio
que está salvando os dados de tensão e de tempo no pen-drive
Figura 3.1 - Amostra de fita magnética cortada e fixada entre o canudo e o pedaço de canudo
cortado70
Figura 3.2 - Representação esquemática em corte do posicionamento da amostra das fitas
magnéticas dentro da bobina 2 do gradiômetro de magnetização70
Figura 3.3 - Amostra de nanopartículas de magnetita encapsulada e posta no canudo71
Figura 3.4 - Curva de magnetização da amostra 173
Figura 3.5 - Curva de magnetização da amostra 274
Figura 3.6 - Curva de magnetização da amostra 374
Figura 3.7 - Curva de magnetização da amostra 475
Figura 3.8 - Curva de magnetização da amostra 5
Figura 3.9 - Curva de magnetização da amostra 676
Figura 3.10 - Curva de magnetização da amostra 7
Figura 3.12 - Curva de magnetização da amostra 9
Figura 3.14 - Curva de magnetização da amostra de magnetita em 100 Hz80
Figura 3.15 - Curva de magnetização da amostra de magnetita em 200 Hz80
Figura 3.16 - Curva de magnetização da amostra de magnetita em 300 Hz81
Figura 3.17 - Curva de magnetização da amostra de magnetita em 400 Hz81
Figura 3.18 – Curva de magnetização da amostra de nanopartículas de magnetita quando a
mesma é exposta a um campo de magnético AC de intensidade máxima de 130,89 µT e
frequência de 100 kHz83
Figura 3.19 – Curva de magnetização da amostra de nanopartículas de magnetita quando a
mesma é exposta a um campo de magnético AC de intensidade máxima de 163,07 µT e
frequência de 300 kHz

Figura 3.20 - Gráfico da variação de intensidade de campo aplicado no tempo para a $f = 100$
kHz
Figura 3.21 - Gráfico da variação de intensidade de campo aplicado no tempo para a $f = 300$
kHz87
Código em Python que calculo o valor da intensidade campo $\mu 0H0$ para a corrente <i>I</i> de 1A. 98
Código em Python que gera o gráfico do perfil de campo teórico da bobina principal98

LISTA DE TABELAS

Tabela I - Campo magnético Hz em função da posição z dentro da bobina principal	.54
Tabela II - Área da histerese, SAR e ILP obtidos como função da frequência do cam	ipo
magnético AC para amostra de magnetita	.82
Tabela III - Coercividade das fitas magnéticas antes e após o tratamento térmico	.84
Tabela IV - Intensidades de campos magnéticos máximos reportados na literatura	.86

SUMÁRIO

1	INTRODUÇÃO	15
1.1	OBJETIVOS E MOTIVAÇÃO	18
1.2	REVISÃO BIBLIOGRÁFICA	19
1.2.1	Hipertermia Magnética	19
1.2.2	Conceitos e Definições de Magnetismo no SI	20
1.2.3	Magnetismo na Matéria	21
1.2.4	Perdas Magnéticas	25
1.2.5	Curvas de Magnetização em Função da Frequência	26
1.2.6	Circuito RLC Ressonante	27
2	MÉTODOS EXPERIMENTAIS	
2.1	Geração de campo magnético	
2.1.1	Gerador de Função, Amplificador e fonte de Corrente	
2.1.2	Fio de Litz	34
2.1.3	Bobina Principal	
2.1.4	Transformador	45
2.1.5	Capacitores	46
2.1.6	Refrigeração	49
2.1.7	Medidas de Campo (Sonda Hall e Corrente)	50
2.2	CAPTAÇÃO DE SINAIS	55
2.2.1	Lei de Faraday-Lenz Aplicada aos Gradiômetros	56
2.2.2	Bobina de Campo e Gradiômetro	60
2.2.3	Osciloscópio	66
2.2.4	Tratamento Numérico de Dados	66
2.2.5	Cálculo da Função de Histerese	68
3	RESULTADOS E DISCUSSÕES	69
3.1	MATERIAIS E MÉTODOS	69

3.1.1	Fitas Magnéticas Amorfas	69
3.1.2	Tratamento Térmico	71
3.1.3	Nanopartículas Magnéticas	71
3.2	RESULTADOS	72
3.2.1	Fitas Magnéticas (Amostras 1 a 5)	73
3.2.2	Fitas Magnéticas Tratadas Termicamente (Amostras de 6 a 10)	76
3.2.3	Nanopartículas Magnéticas	79
3.2.3.1	Arranjo Experimental – frequências de áudio	79
3.2.3.2	Arranjo Experimental – frequências de rádio	
3.3	DISCUSSÕES	
4	CONCLUSÕES E PERPECTIVAS FUTURAS	
	REFERÊNCIAS	91
	APÊNDICE	

1 INTRODUÇÃO

"O começo de todas as ciências é o espanto de as coisas serem o que são." - Aristóteles

A hipertermia é uma terapia clínica utilizada no tratamento contra alguns tipos de câncer e que consiste em expor o tecido tumoral ou todo o corpo a temperaturas que variam entre 42-45°C por um determinado período com o objetivo de infringir dano e morte celular de alguns tipos de tumores [1][2]. Este modelo de tratamento se baseia na premissa de que os tumores apresentam baixa dissipação de calor retendo-o em níveis maiores do que no tecido sadio quando aquecidos. A baixa dissipação de calor está relacionada à mecanismos de vaso regulação sanguínea que tornam as células cancerígenas mais sensíveis à variação de temperatura quando comparadas com as células normais [3].

Uma técnica especial de hipertermia que vem sendo alvo de intensa atividade de pesquisa durante essa década, com grande número de publicações nacionais e internacionais, é a hipertermia magnética. Esta técnica consiste em utilizar o calor gerado por nanomateriais magnéticos, como as nanopartículas magnéticas, quando os mesmos são expostos a um campo magnético alternado para tratamento alternativo contra os mais diversos tipos de câncer. Aplica-se essa técnica de hipertermia magnética em conjunto com outras a fim de que estes materiais magnéticos cheguem até às células tumorais alvo, e quando expostas a um campo magnético AC, liberarem calor suficiente para infringir danos que podem ocasionar a morte celular tumoral [4][5].

Os valores de intensidade de campo magnético alternado (H) e as frequências desse campo f estão relacionados diretamente à quantidade de calor liberado pelas nanopartículas magnéticas. Porém, existem alguns limites que não devem ser ultrapassados de modo a preservar as células saudáveis dos efeitos colaterais do calor excessivo. Atkinson *et al.*, [6] propuseram em seu trabalho que o produto (H.f) não ultrapassasse o valor de 4,85. 10⁸ A/m.s, e que ficou conhecido como o critério de Atkinson. Esse aquecimento ocorre principalmente devido as relaxações de Néel e de Brown [7] [8], que são resumidamente e respectivamente o giro coerente dos momentos de dipolo magnético e o próprio giro das nanopartículas superparamagnéticas.

A função das nanopartículas magnéticas, no processo de hipertermia, é o de transferir calor ao tecido tumoral a partir de suas propriedades magnéticas ocorrendo um processo de conversão de energia magnética em energia térmica. Estas perdas magnéticas transformadas em calor podem ser quantificadas, e um dos parâmetros físicos mais utilizados para quantificar essas perdas é denominado SAR (do inglês "Specific Absortion Rate"). O SAR pode ser obtido por dois métodos: por calorimetria termomagnética [9] e por magnetometria AC [10]. Pelo método calorimétrico, o SAR pode ser expresso por:

SAR = c.
$$\frac{M}{m}$$
. $\frac{\Delta T}{\Delta t}$ (1.1)

Onde (c) é o calor específico da amostra, (M) é a massa total da amostra, (m) é a massa das partículas magnéticas, (Δ T) é a variação de temperatura de hipertermia magnética durante um intervalo de tempo (Δ t). A razão (Δ T/ Δ t) é conhecida como a taxa de liberação de calor da amostra [11]. Pelo método de magnetometria AC, o SAR pode ser expresso em função da área da curva de magnetização (A) e da frequência do campo magnético alternado (f), que é dado pela seguinte expressão:

$$SAR = A.f(1.2)$$

O método mais utilizado para caracterizar o poder de aquecimento por hipertermia magnética é a medição da temperatura em condição adiabática, por exemplo, Lacroix *et al*, [12] em seu trabalho com medições de hipertermia magnética utiliza sensores de fibra óptica para medir a temperatura de uma solução coloidal de nanopartículas magnéticas. Porém, este tipo de medição apresenta alguns inconvenientes e limitações:

- É necessário que as nanopartículas magnéticas estejam imersas em uma solução para medir a temperatura do líquido;
- O tempo para medir a temperatura de uma amostra é de 1 minuto, porém é necessário esperar em torno de 10 minutos, devido à inércia térmica, para realizar a medição de temperatura de outra amostra [13];

 Utilização de infraestrutura de isolamento térmico (uso de bombas de vácuo) para impedir a troca de calor entre a amostra e o aparelho gerador de campo magnético, além do próprio ambiente (condição adiabática).

Assim, o método de medição do SAR por magnetometria AC se mostra uma alternativa promissora e de menor custo frente ao método colorimétrico.

Uma vez que a medida do SAR, tanto pelo método calorimétrico quanto pelo magnetométrico, depende diretamente de parâmetros experimentais (intensidade do campo aplicado e frequência), se torna mais conveniente expressar essa medida pela perda intrínseca do material ("Intrinsic Loss Power", ILP), que é dado por:

$$ILP = \frac{SAR}{H^2.f} (1.3)$$

Para encontrarmos a frequência ótima para o uso da hipertermia magnética por magnetometria AC é conveniente ter disponível um magnetômetro de frequência ajustável em várias faixas.

O magnetômetro é basicamente um transdutor que converte grandezas magnéticas como a intensidade de campo magnético aplicado - em grandezas elétricas. Atualmente, os magnetômetros são utilizados em diversas áreas e atividades, como em sistemas de navegação, detecção de alguns minerais, detecção de petróleo, rastreamento de submarinos, leitura de dados de discos rígidos de computador, etc. Existem diversos tipos de magnetômetros que funcionam à base dos mais diversos princípios físicos, sendo que o magnetômetro de indução magnética é um dos mais bem difundidos dentro da comunidade científica em todo o mundo [54]. O seu princípio de funcionamento é baseado na lei de indução magnética descoberta por Michael Faraday em 1831. Os principais magnetômetros de indução são: magnetômetro de amostra vibrante (MAV); magnetômetro de fluxo saturado ("fluxgate"); magnetômetro de extração; SQUID – acrônimo de "Superconducting Quantum Interference Device" – e o gradiômetro. O gradiômetro foi o magnetômetro de indução AC escolhido para medir a magnetização e o campo magnético AC aplicado neste presente trabalho.

Os gradiômetros são uma espécie de filtro para medir o gradiente de campo magnético entre dois pontos de localidades diferentes no espaço [41]. Os gradiômetros têm

como elementos sensores suas bobinas de indução que são enroladas em sentidos opostos sendo separadas por certa distância e conectadas em série. A distância entre as bobinas do gradiômetro deve ser selecionada de modo que as mesmas estejam expostas a mesma intensidade de ruído proveniente de interferência eletromagnética ambiental, e que uma das bobinas não seja exposta a emissão de linhas de campo magnético da fonte de interesse. Assim, é possível subtrair a contribuição do ruído eletromagnético ambiental do sinal de tensão induzido entre os terminais do gradiômetro. Em resumo, o gradiômetro mede os gradientes de campo magnético sem que o ruído originado pela interferência eletromagnética local seja contabilizado, sendo o seu uso ideal para a medição de campos magnéticos AC de baixa intensidade e para atenuação dos níveis de ruído/interferência eletromagnética do ambiente, como é o caso do campo magnético AC emitido por nanopartículas aplicadas à hipertermia magnética em laboratórios com diversos equipamentos eletrônicos - fontes ambientais de interferência eletromagnética - além de se mostrar uma alternativa de baixo custo.

1.1 OBJETIVOS E MOTIVAÇÃO

O intento deste trabalho foi o de construir uma prova de conceito de um magnetômetro de indução AC que trace as curvas de magnetização de amostras magnéticas em função de sua frequência de campo magnético aplicado. O magnetômetro de indução possui como elementos sensores uma bobina de campo e um gradiômetro de primeira ordem [44]. Tendo em vista a aplicação do método de magnetometria AC para a medição do ILP, é necessário calcular antes a área de histerese das nanopartículas magnéticas, atentando-se ao fato de que a curva de magnetização varia em função da intensidade de campo magnético alternado aplicado sobre a amostra e da sua frequência, que é dividida neste trabalho em duas faixas de operação:

- Frequências de áudio 100, 200, 300 e 400 Hz;
- Frequências de rádio 100 e 300 kHz.

Um modelo matemático para o cálculo da área de histerese é apresentado, de forma a analisar seu comportamento em função da frequência do campo magnético AC aplicado. A motivação para o desenvolvimento do magnetômetro de indução AC está baseada na ausência desta técnica no Grupo de Nanobiociências (UFRJ-Caxias), no Grupo de Biomagnetismo (CBPF) e em grupos colaboradores.

1.2 REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

Antes falar sobre o desenvolvimento do Magnetômetro de indução AC, uma breve abordagem de alguns conceitos e definições teóricas básicas em magnetismo e circuitos elétricos é feita para apresentar a terminologia utilizada nos capítulos e seções posteriores.

1.2.1 Hipertermia Magnética

Hipertermia é um tipo de terapia clínica que veem sendo intensamente pesquisada e aplicada em tratamentos clínicos contra alguns tipos de câncer, especialmente em tumores sólidos, como os da mama, da próstata e sarcomas de tronco e extremidades. A hipertermia magnética é um tipo de tratamento contra diversos tipos de câncer que consiste em expor o tecido tumoral ou até mesmo o corpo todo a temperaturas em torno de 41 a 43 °C geradas por aplicadores eletromagnéticos – como bobinas em forma de toróide que conduzem uma corrente elétrica AC e que envolvem o corpo – por determinado período de tempo, de modo a infringir dano ou morte às células cancerígenas. É de extrema e vital importância se obter o controle de temperatura que a região do tumor é exposta, pois a partir de determinada temperatura de aquecimento tanto as células tumorais quanto as normais tendem a sofrer com os efeitos citotóxicos desta exposição – conhecidos como ablação térmica – a partir de temperaturas maiores que 45 °C.

Para entender as razões que levam as células tumorais à morte por hipertermia, é necessário compreender algumas mudanças fisiológicas que ocorrem. A sensibilidade dos tumores à elevação de temperatura é devido aos níveis de acidez dentro das células cancerígenas devido a sua alta intensidade de atividade glicolítica [24] e a mecanismos de vaso-regulação – aumento da vazão sanguínea como resposta de termo regulação corporal à elevação da temperatura para remover o excesso de calor das células – cujas taxas de vazão volumétrica aumentam em até 20 vezes no tecido sadio, enquanto no tecido tumoral aumentam em até 2 vezes, e que por sua vez, revela-se insuficiente para atenuar os efeitos citotóxicos da elevação de temperatura para células cancerígenas [25-26]. O aumento de

temperatura devido à hipertermia desacelera e pode até mesmo paralisar o processo de replicação de DNA durante a divisão celular [27], ocorre perda de função biológica de proteínas e inibição do processo de criação de vasos sanguíneos, conhecido como angiogênese [28]. Existem ainda implicações sobre o sistema imunológico, com o aumento da atividade de células de combate do corpo, como é o caso dos linfócitos que se tornam mais reativos com o aumento da temperatura tanto na corrente sanguínea quanto nas células espalhadas pelo corpo [29-32].

1.2.2 Conceitos e Definições de Magnetismo no SI

A intensidade de campo magnético (H) no centro de um solenóide de comprimento (l), com (n) voltas, atravessada por uma corrente elétrica (i) – de acordo com [17] – é dada pela seguinte expressão:

$$H = \frac{n.i}{l} (1.4)$$

Se o plano desse solenóide de área (A) é posto dentro de uma região de campo magnético AC de maneira que o vetor de densidade de fluxo magnético (B) forme um ângulo de 180° com o vetor normal da área deste solenóide, e uma tensão (ϵ) é induzida entre os terminais desse mesmo solenóide – Lei de Faraday-Lenz [18] – que pode ser expressa por:

$$\varepsilon = n.A.\left(\frac{dB}{dt}\right)$$
 (1.5)

Realizando a integração no tempo dos dois lados da equação 1.5 tem-se que o valor da densidade de fluxo magnético (B) pode ser expresso por:

$$B = \frac{\int \varepsilon dt}{n A} (1.6)$$

Na expressão acima (B) tem como unidade (V. s/m^2). Uma linha de campo de fluxo magnético no SI tem o valor de 1 Weber (Wb = V. s), então a unidade de (B) também pode ser expressa em (Wb/m²), ou pode receber o nome de Tesla (T).

A partir das equações 1.4 e 1.6, observa-se que a intensidade de campo magnético (H) é definida a partir da corrente elétrica, e a densidade de fluxo magnético (B) é definida a partir da tensão elétrica. A razão entre essas duas quantidades para o espaço vazio (B/H) é chamada de constante de permeabilidade magnética do vácuo (μ_0) cujo valor prático é de 1,26. 10^{-6} H/m. No entanto, quando um material magnético é exposto a um vetor de campo magnético (H) ele acaba adquirindo um vetor de magnetização (M) e tem-se que o vetor de densidade de fluxo magnético induzido (B) pode ser definido por:

$$\mathbf{B} = \mu_0 (\mathbf{M} + \mathbf{H}) (1.7)$$

A intensidade da densidade de fluxo magnético (B) é normalmente expressa em (T), assim como os valores das intensidades de campo magnético (H) e da magnetização (M) são expressos em (A/m). Esta é apenas uma convenção de unidades adotada conhecida por convenção de Sommerfeld, porém é igualmente possível expressar as intensidades de magnetização e de campo magnético em (T), ou a densidade de fluxo magnético em (A/m). A susceptibilidade do meio (χ) é definida como a razão entre (M) e (H) em que ($\chi = M/H$) e a permeabilidade magnética do meio (μ) é definida pela razão (B) e (H) em que ($\mu = B/H$).

1.2.3 Magnetismo na Matéria

A grandeza fundamental do magnetismo na matéria é o momento de dipolo magnético (**m**) do átomo, e é basicamente a partir da orientação espacial dessa grandeza que é possível afirmar se um material é magnético ou não [19]. Assim, é dito que um material de volume V é magnético se o somatório de (**m**) de todos os átomos que compõem esse material é diferente de zero, e do contrário – o somatório de (**m**) sendo igual à zero – pode se afirmar que o material não está magnético. Assim, é possível classificar que o material emissor de campo magnético tem a magnetização (**M**) diferente de zero, e que (**M**) se relaciona com (**m**) através da seguinte expressão:

$$\mathbf{M} = \lim_{\mathbf{V}\to 0} \frac{1}{\mathbf{V}} \sum_{\mathbf{i}} \mathbf{m}_{\mathbf{i}} \quad (1.8)$$

Os materiais magnéticos estão classificados de acordo com o seu ordenamento de momentos de dipólo magnético, e como exemplo, são citados dois estados magnéticos da matéria: o ferromagnético e o paramagnético. Os materiais ferromagnéticos apresentam alguns de seus momentos de dipólo magnético alinhados em paralelo naturalmente, e quando os mesmos são expostos a um campo magnético externo adquirem uma forte magnetização resultante como pode ser visto na figura 1.1(a). Uma característica notável dos materiais ferromagnéticos é a que mesmo após a retirada do campo magnético externo, alguns dos momentos de dipólo magnético permanecem alinhados paralelamente e a magnetização resultante não retorna ao seu valor original dando origem ao fenômeno conhecido como histerese magnética. Os materiais paramagnéticos, diferentemente dos materiais ferromagnéticos, têm os seus momentos de dipolos magnéticos orientados aleatoriamente possuindo magnetização resultante nula como pode ser visto na figura 1.1.(b), porém quando o material paramagnético é exposto a um campo magnético externo, os momentos de dipolo magnético tendem a se alinhar com o campo magnético externo produzindo uma magnetização resultante não nula. Quando o campo magnético externo é removido os momentos de dipolo magnético retornam ao ordenamento original e voltam a apresentar magnetização resultante nula.





Fonte: Adaptado de Jalil, 2018.

Existe ainda um caso muito particular em magnetismo chamado de superparamagnetismo, cujo fenômeno está principalmente ligado ao tamanho das partículas ferromagnéticas. As partículas de diâmetros muito reduzidos – da ordem da largura da parede de domínio magnético, que representa algo em torno de algumas dezenas de nanômetros – tendem a apresentar apenas um domínio magnético (monodomínio), haja vista que o custo

energético para formação das paredes de domínio é maior do que a energia magneto-estática para a partícula manter o monodomínio.

De modo a simplificar a análise do fenômeno, considere uma partícula esferoide prolata de volume (V) com anisotropia uniaxial, conhecida como a partícula de Stoner-Wohlfarth (ver figura 1.2). Neste modelo, é possível substituir o grupo de momentos de dipolos magnéticos atômicos que constituem essa partícula pelo momento magnético gigante denominado macrospin ou superspin, e que nesta aproximação, o mesmo equivale ao somatório dos momentos de dipolo magnético atômicos dessa partícula.





Fonte: o autor.

À medida que o campo externo (H) é aplicado sobre a partícula e o mesmo é intensificado, ocorre saturação da partícula e o alinhamento do macrospin ao campo (H). Quando (H = 0), o macrospin alinha-se ao eixo de anisotropia e o mesmo pode apontar para dois sentidos inversos: ($\theta = 0^{\circ}$ ou $\theta = 180^{\circ}$). Porém, se uma partícula magnética apresentar diâmetro igual ou inferior ao diâmetro crítico (D_c), haverá a reversão do macrospin com rotação coerente dos spins atômicos e a desmagnetização espontaneamente à temperatura ambiente, ou seja, sem que nenhum campo magnético externo reverso esteja sendo aplicado para a desmagnetização da partícula (coercividade nula). A explicação para tal fato é que a barreira energética ($\Delta E = KV$), onde (K) é a constante de anisotropia e (V) é o volume da

partícula, é igualada ou superada pela energia térmica ambiente (k_BT), onde (k_B) é a constante de Boltzman e (T) é a temperatura. Assim, a variação da magnetização no tempo pode ser expressa por [17]:

$$\frac{dM}{dt} = -f_0 \cdot Me^{-\frac{KV}{k_BT}} = -\frac{M}{\tau} (1.9)$$
$$f_0 = \frac{1}{\tau_0} (1.10)$$

onde (f_0) é o fator de frequência, cujo valor é de aproximadamente 10^9 s^{-1} , (τ) é o tempo de relaxação e (τ_0) é o tempo de relaxação característico.

O tempo de relaxação (τ) pode ser considerado uma importante variável para verificação da condição de superparamagnetismo da partícula, ou do seu conjunto, que pode ser dito superparamagnético quando (τ) for menor do que o tempo de medição da remanência (t_m) de uma amostra magnética, cujo valor típico é 100 s. Assumindo-se que ($\tau = 10^2$ s), ($\tau_0 = 10^{-9}$ s) e aplicando-se esses valores na equação 1.9 é possível estimar o volume crítico (V_c) para uma partícula esférica que é dada por:

$$V_{\rm c} = \frac{25.\,k_{\rm B}.\,T}{K} \,\,(1.11)$$

Logo, o diâmetro crítico da esfera pode ser dado por:

$$D_{c} = \sqrt[3]{\frac{6.V_{c}}{\pi}} (1.12)$$

a exemplo da equação 1.11, é possível também calcular o valor da temperatura crítica (T_c) que é expressa por:

$$T_{\rm c} = \frac{K.V}{25.k_{\rm B}} \ (1.13)$$

e com base nas equações 1.12 e 1.13 é possível afirmar que se a partícula em análise tiver respectivamente o diâmetro e a temperatura abaixo e acima dos valores críticos, a mesma encontra-se em regime superparamagnético.

1.2.4 Perdas Magnéticas em Óxidos

Existem três maneiras às quais as nanopartículas de óxidos, como a magnetita, perde energia magnética na forma de calor para as células tumorais: por relaxação de Brown, por relaxação de Néel e por perdas de movimentação de parede de domínio. O mecanismo de liberação de calor por relaxação de Néel ocorre devido às mudanças de direção dos momentos de dipólo magnético atômicos das nanopartículas conforme ilustrado na figura 1.3(a), enquanto que pela relaxação de Brown a liberação de calor ocorre pelo atrito gerado pelo movimento de rotação das nanopartículas em contato com a solução em que as mesmas estão imersas e entre elas mesmas [20][21] conforme ilustrado na figura 1.3(b). Ao contrário dos mecanismos de liberação por relaxação, as perdas por movimentação de parede de domínio ocorrem devido ao deslocamento, e ao não retorno à condição inicial, das paredes dos domínios magnéticos do material ao alinhar os momentos de dipólo magnético dos átomos que compõe o material com o campo magnético externo aplicado [22][23]. Quando o material atinge o ponto de magnetização de saturação, o mesmo adquire apenas um domínio magnético ou monodomínio (ver figura 1.4).

Figura 1.3 - Representação esquemática do mecanismo de perdas magnéticas de nanopartículas por relaxação de Néel (a) e por relação de Brown (b).



Fonte: Adaptado de Varandan et all, 2008.

Figura 1.4 - Curva da indução magnética versus campo aplicado mostrando a movimentação e o deslocamento das paredes de domínio do material magnético com aumento de campo

aplicado até a sua saturação.



Fonte: Adaptado de Nunes, 2019.

1.2.5 Curvas de Magnetização em Função da Frequência

A curva de magnetização tanto pode ser a representação gráfica do conjunto de pontos dados pela divisão de (B/H), cujos valores são a permeabilidade (μ) do material, quanto pelo conjunto de pontos dados pela divisão de (M/H), que representa a susceptibilidade (χ) do material. Verifica-se pela curva de magnetização que tanto (μ) quanto (χ) do material são dependentes de (H) que é representado por uma senóide, cuja amplitude (H_{Máx}) pode ser dada pela seguinte equação [13]:

$$H_{Máx} = \frac{\epsilon}{\mu_0 n S_{Bob} \pi f} (1.14)$$

Onde:

ε: tensão no terminal da bobina de campo magnético.

 μ_0 : permeabilidade magnética do vácuo.

n: número de voltas da bobina sensora.

S_{Bob}: área da bobina sensora de campo magnético.

f: frequência do campo magnético.

Podemos extrair algumas informações que relacionam a curva de magnetização do material à frequência do campo magnético AC analisando-se a equação 1.14, uma vez que a amplitude da intensidade de campo magnético ($H_{Máx}$) é inversamente proporcional a sua frequência (f), e diretamente proporcional à tensão entre os terminais da bobina (ϵ), e que a mesma pode ser expressa por meio da variação temporal do fluxo magnético (Φ) – lei de Faraday-Lenz [18] –, cuja equação pode ser vista logo abaixo:

$$\varepsilon = -\frac{\mathrm{d}\Phi}{\mathrm{d}t} \ (1.15)$$

Portanto, analisando as equações 1.14 e 1.15 é possível perceber que as dimensões da curva de magnetização de um material magnético estão intimamente ligadas à frequência do campo e que suas dimensões podem ser traçadas, em maior ou menor escala, de acordo com os valores de frequência e de variação do fluxo do campo magnético empregados.

1.2.6 Circuito RLC Ressonante

O circuito RLC é composto por resistor, indutor e capacitor que ao atingir o regime de ressonância apresenta o somatório das reatâncias indutivas e capacitivas igualadas à zero, de modo que o valor da impedância do circuito RLC seja puramente resistivo. A principal vantagem de ter-se um circuito operando em ressonância é que a intensidade da corrente elétrica que irá circular será maior em comparação ao circuito que não opera em ressonância.

O resistor é um componente elétrico cuja função é oferecer resistência à passagem da corrente elétrica. Esse dispositivo é composto por dois terminais e é inserido em circuito elétrico para limitar a intensidade da corrente elétrica. O parâmetro R – definido como resistência elétrica e medido em ohm (Ω) – pode ser expresso pela relação entre os **fasores** tensão elétrica ($\dot{\mathbf{V}}$) e corrente elétrica (\mathbf{I}) e que pode ser dada por:

$$R = \frac{\dot{V}}{\dot{I}} (1.16)$$

cabe ressaltar que a resistência é quantificada por números reais e que este modelo representa um resistor ideal.

O indutor (também chamado de bobina) é um dispositivo de dois terminais composto por um fio condutor enrolado em espiral em que uma corrente elétrica flui através deste fio produzindo um fluxo magnético cujas linhas de campo passam por dentro e por fora do indutor envolvendo-o, como pode ser visto na figura 1.2.

Figura 1.5 - Representação de uma bobina na qual circula uma corrente I produzindo linhas de campo magnético.



Adaptado de Delfino, 2015.

É também conhecido o fato de que o fluxo magnético (Φ) é diretamente proporcional a corrente elétrica (i) que passa pela bobina, e esse fator de proporcionalidade é chamado de indutância (L), cuja unidade é dada em (Wb/A), mais conhecida como Henry (H). O fluxo magnético Φ pode ser expresso por:

$$\Phi = L.i(1.17)$$

Assim como o resistor, o indutor apresenta oposição à passagem da corrente elétrica, cujo nome é chamado de impedância. O **fasor** (\mathbf{Z}_{L}) que representa a impedância elétrica ideal do indutor pode ser expresso por:

$$\dot{\mathbf{Z}}_{\mathbf{L}} = \frac{\dot{\mathbf{V}}}{\dot{\mathbf{I}}} = j\omega \mathbf{L} (1.18)$$

onde j é o operador complexo e ω é a frequência angular.
O transformador em sua condição ideal pode ser representado por duas bobinas acopladas magneticamente através de um núcleo de elevada permeabilidade magnética conforme pode ser visto na figura 1.6.





Adaptado de [55].

Um parâmetro importante para descrever as características de um transformador ideal é a sua relação de transformação 1/n, que nada mais é do que o número de espiras entre o seus enrolamentos do primário e do seu secundário, e que pode ser expresso por:

$$\frac{1}{n} = \frac{N_1}{N_2} = \frac{V_1}{V_2} = \frac{I_2}{I_1} (1.19)$$

onde o $(N_1, N_2, V_1, V_2, I_1 \in I_2)$ são, respectivamente, o número de espiras do primário e do secundário; tensões do primário e do secundário; e correntes do primário e do secundário.

O capacitor é um componente que armazena cargas elétricas. A capacitância (C), que é medida em Farads (F), é uma grandeza que relaciona a tensão (v) entre os terminais do capacitor à carga elétrica (q) armazenada dentro dele que é expressa por:

$$q = C.v(1.20)$$

O **fasor** da impedância elétrica ($\dot{\mathbf{Z}}_{C}$) do capacitor ideal pode ser expresso da seguinte forma:

$$\dot{\mathbf{Z}}_{\mathbf{C}} = \frac{\dot{\mathbf{V}}}{\dot{\mathbf{i}}} = \frac{1}{j\omega C} (1.21)$$

Um circuito RLC que é conectado em série tem a sua impedância expressa por:

$$\dot{\mathbf{Z}} = \mathbf{R} + \mathbf{j}\omega\mathbf{L} + \frac{1}{\mathbf{j}\omega\mathbf{C}} (1.22)$$

e que a parte reativa do **fasor** da impedância ($\dot{\mathbf{Z}}$) é expressa por:

$$\dot{\mathbf{X}} = \mathbf{j}\omega\mathbf{L} + \frac{1}{\mathbf{j}\omega\mathbf{C}} (1.23)$$

Quando o circuito RLC operando em determinada frequência apresenta ($\dot{\mathbf{X}} = 0$), dizse que este circuito opera em ressonância e que a frequência angular de ressonância ω_0 é dada por:

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{\text{LC}}} (1.24)$$

2 MÉTODOS EXPERIMENTAIS

"A experiência nunca falha, apenas as nossas opiniões falham, ao esperar da experiência aquilo que ela não é capaz de oferecer."

- Leonardo da Vinci

O magnetômetro de indução AC é um arranjo experimental que tem por objetivo traçar as curva de magnetização em função das frequências de campo, e este arranjo experimental pode ser dividido basicamente em dois blocos: sistema de geração de campo magnético e sistema de captação de sinais. Estes dois blocos apresentam as seguintes funções principais:

- Sistema de geração de campo magnético como o próprio nome já informa, sua função é gerar campo magnético alternado nas frequências de áudio e de rádio;
- Sistema de captação de sinais captar as tensões induzidas entre os terminais da bobina de campo e do gradiômetro de magnetização.

De forma a atuar nas duas faixas de frequência, foram desenvolvidos dois arranjos experimentais. O primeiro, ver a figura 2.1(a), será utilizado para gerar curvas de magnetização em frequências de áudio, já o segundo, ver a figura 2.1(b), será utilizado para gerar curvas de magnetização em frequências de rádio.

Estas duas configurações de arranjo são escolhidas em virtude de algumas limitações das fontes alimentação que estavam disponíveis no laboratório para utilização nessa pesquisa. A fonte de corrente utilizada no arranjo das frequências de áudio fornece amplitudes de correntes elevadas necessárias para gerar altas intensidades de campo que foram aplicadas às amostras de materiais magnéticos, porém essa fonte apresenta frequência máxima da ordem de 400 Hz - faixa de frequência fora do espectro da rádio frequência (RF) em que a aplicação de hipertermia magnética é demanda -, e para contornar esse problema improvisou-se outro arranjo experimental que em que um gerador de tensões senoidais AC em RF foi utilizado. De modo a aumentar a corrente na bobina principal entregue por esse gerador de função, amplificamos o seu sinal de tensão com um amplificador de potência RF além de construir-se

manualmente um transformador elevador de corrente para aumentar-se a corrente que irá circular pela bobina principal.



Figura 2.1 - Arranjo experimental do magnetômetro de indução AC para frequências de: (a) áudio; (b) rádio.

Fonte: o autor

2.1 GERAÇÃO DE CAMPO MAGNÉTICO

O sistema de geração de campo magnético AC nada mais é do que um circuito elétrico que cujo objetivo é produzir campo magnético AC da maior intensidade possível ser aplicada sobre as amostras a fim de magnetizá-las. As configurações de circuitos geradores de campo magnético AC que estão representados esquematicamente nas figuras 2.1(a) e 2.1(b), são compostos basicamente por: gerador de função, amplificador de potência, fonte de corrente, capacitores do primário (C1), capacitores do secundário (C2), transformador, bobina principal e a refrigeração.

2.1.1 Gerador de Função, Amplificador e Fonte de Corrente

O gerador de função GW INSTEK GFG-3015 é utilizado no arranjo experimental das frequências de rádio (ver figura 2.2). Ele irá produzir sinais senoidais de tensão elétrica com amplitude de 0,35 V em duas frequências diferentes: 100 kHz a 300 kHz. Estes sinais de tensão produzidos pelo gerador de função serão amplificados pelo amplificador de potência RF 3100LA da ENI (ver figura 2.3) que irá alimentar o circuito do primário do transformador com uma potência de até 200 W. Ele é um amplificador de potência RF de classe A e apresenta ganho linear em uma faixa de frequência que vai de 250 kHz a 150 MHz [33]. Já a fonte KEPCO power supply BOP 50-20MG (ver figura 2.4) é empregada no arranjo experimental das frequências de áudio como fonte de corrente. Essa fonte irá entregar uma corrente elétrica senoidal de 20A de amplitude em 100, 200, 300 e 400 Hz para a bobina principal.



Figura 2.2: Gerador de função GW INSTEK GFG-3015

Fonte: Adaptado de Tequipment, 2019.





Fonte: o autor.



Fonte: o autor.

2.1.2 Fio de Litz

O fio de Litz é um fio condutor, geralmente feito de cobre, com uma camada isolante e de diâmetro bem reduzido que são justapostos inicialmente para serem trançados ("twisted") conforme pode ser visto na figura 2.5. Utilizando-se os fios condutores nesta configuração, o campo magnético resultante atua de maneira uniforme sobre todos os fios, e como consequência dessa ação a corrente elétrica total conduzida pelo fio de Litz é distribuída de maneira uniforme por cada fio condutor [34].

Figura 2.5 – ilustração de um fio de Litz comercial.



Fonte: Adaptado de Packlitzwire, 2018.

Os fios condutores que compõem o fio de Litz devem ter um diâmetro bem reduzido a fim de evitar o efeito pelicular, cujo fenômeno torna-se indesejável para frequências mais altas. O efeito pelicular é um fenômeno no qual a corrente elétrica passa a ser conduzida apenas nas partes mais superficiais ou periféricas dos fios condutores para frequências mais altas, como é o caso das frequências de rádio, pois a profundidade de penetração da corrente elétrica que passa por um fio condutor está relacionada à frequência desta corrente. Quanto maior for a frequência da corrente elétrica menor será a profundida de penetração da mesma neste fio condutor [35] e menor também deverá ser a seção do fio condutor para que a corrente elétrica seja conduzida por toda sua área, e não somente em sua periferia.

O fio de Litz utilizado para compor os enrolamentos do primário e do secundário do transformador – assim como a bobina principal – é composto por 120 fios AWG 38 (aproximadamente igual a 0,101 mm de diâmetro [36]), e tem diâmetro de 1,5 cm. Estimou-se que seriam necessários 15 metros de fio de Litz para compor os enrolamentos do primário e do secundário do transformador, a bobina principal e as ligações com os capacitores C1 e C2. Na figura 2.6 é representada uma ilustração esquemática de como o fio de Litz foi feito.



Figura 2.6 - desenho esquemático da infraestrutura de apoio à passagem e trançamento dos

Fonte: o autor.

Primeiramente, foram necessários três suportes em formato cilíndrico para poder esticar os 120 fios AWG 38 de cobre. Cortou-se em dois pedaços um rolo de papelão de folha A1 e os mesmos foram colocados em dois "braços" de madeira de um suporte conforme pode ser visto na figura 2.7(b), e paralelamente a esta ação, arranjou-se um reservatório de PVC

cheio d'água conforme pode ser visto na figura 2.7(a). Afastou-se de 7,5 m o suporte de madeira do reservatório d'água devido às limitações de espaço do laboratório, e então uma das pontas do fio AWG 38 foi presa em um dos suportes cilíndricos de papelão e iniciou-se o desenrolar do carretel de fio de cobre AWG 38 de tal modo que 1 volta de fio – que significa esticar o fio de um dos suportes cilíndricos ao outro passando pelo suporte cilíndrico de PVC com água – é equivalente a 1 fio de 15 metros. De modo a obter os 120 fios AWG 38 de 15 metros, foi necessário dar 120 voltas. Terminada esta etapa, bastou apenas trançá-los. Com esse objetivo em mente, retirou-se de um dos suportes cilíndricos uma das pontas do conjunto de fios esticados e esta mesma ponta circular sofre uma leve torção inicial com as mãos para colocá-la em uma furadeira de baixo impacto cuja função é a de torcer definitivamente e cuidadosamente toda extensão dos 120 fios conforme pode ser observado na figura 2.7(b). O efeito prático desta torção dos fios é o seu entrelaçamento com o objetivo de diminuir o nível de interferência eletromagnética provocada pelo fio ao lado, a exemplo do que se faz com o cabo de telefonia doméstico (par trançado). Um ponto importante que aspira cuidados é o nível de tensão mecânica que os fios estão submetidos durante o processo de entrelaçamento, pois a tensão mecânica em excesso pode ocasionar rupturas dos fios e, portanto é necessário verificar a tensão mecânica presente nos fios. No presente trabalho o nível de tensão foi verificado de forma intuitiva. Enquanto uma pessoa opera a furadeira de baixo impacto, outra pessoa verifica com as próprias mãos o nível de tensão mecânica que os fios estão submetidos.

Figura 2.7 – (a) foto dos 120 fios AWG 38 esticados. (b) Os 120 fios AWG 38 sendo trançados.



Fonte: o autor.

2.1.3 Bobina Principal

O próximo passo é transformar parte do fio de Litz na bobina principal. Mas antes é de fundamental importância entender quais são os parâmetros que influenciam o valor da intensidade de campo magnético dentro de uma bobina. De acordo com [37], a intensidade do campo magnético H gerado em um ponto z pela circulação de uma corrente elétrica I através de uma única espira (ver figura 2.8) pode ser expressa por:

$$H_{z} = \frac{2\pi I}{10} \frac{a^{2}}{\left(a^{2} + z^{2}\right)^{3/2}} (2.1)$$

Onde a é o raio da espira e z é a distância do centro da espira ao ponto aonde se deseja conhecer a intensidade do campo magnético H_z .



Fonte: o autor.

É possível concluir através da análise da equação 2.1 que quanto mais afastado do centro da espira (quanto maior for o valor de z), menor será H_z , ou seja, a maior intensidade de campo magnético encontra-se no centro da espira (z = 0) e, portanto a amostra contendo as nanopartículas magnéticas deve se encontrar na região mais próxima ao centro de uma espira. A intensidade de campo no centro da espira H_0 pode ser expressa por:

$$H_0 = \frac{2\pi I}{10 a} (2.2)$$

$$H_0 = \frac{4\pi}{20} \frac{NI}{a_1(\alpha - 1)} \ln\left[\frac{\alpha + \sqrt{\alpha^2 + \beta^2}}{1 + \sqrt{1 + \beta^2}}\right] (2.3)$$

Onde $\alpha = a_2/a_1 e \beta = b/a_1$.

A intensidade de campo magnético no centro da bobina também pode ser expressa por:

$$H_0 = \frac{NI}{a_1} \frac{1}{2\beta(\alpha - 1)} F(\alpha, \beta)(2.4)$$

Onde $F(\alpha, \beta)$ é o de fator de campo da bobina e é dado por:

$$F(\alpha,\beta) = \frac{4\pi\beta}{10} \ln\left[\frac{\alpha + \sqrt{\alpha^2 + \beta^2}}{1 + \sqrt{1 + \beta^2}}\right] (2.5)$$





Fonte: o autor.

Analisando a equação 2.3 verifica-se que a intensidade do campo é diretamente proporcional ao número de espiras e à corrente elétrica que circula pela bobina, e inversamente proporcional ao raio interno da bobina, o que significa afirmar que quanto maior

forem a corrente que circula pela bobina e o seu número de espiras e menor for o raio da bobina, então maior será a intensidade de campo magnético.

Nota-se ao analisar a equação 2.1 que a intensidade de campo magnético varia em relação à distância de afastamento de um ponto ao centro da espira, e que para uma bobina, no entanto, obviamente essa equação não avalia corretamente o valor da intensidade de campo. Em [37], é feita uma análise da intensidade do campo magnético ao longo do seu eixo baseado no princípio de que o valor da intensidade de campo nas extremidades de uma bobina vale a metade da intensidade do campo magnético no centro de outra bobina com duas vezes o seu comprimento. Então, o valor da intensidade de campo magnético ao longo do eixo no interior de uma bobina H_z $\left(\frac{z}{a_1}\right)$ pode ser expresso por:

$$H_{z}\left(\frac{z}{a_{1}}\right) = H_{0}\frac{F\left(\alpha,\beta+\frac{z}{a_{1}}\right) + F\left(\alpha,\beta-\frac{z}{a_{1}}\right)}{2F(\alpha,\beta)} (2.6)$$

Com a equação 2.6 é possível traçar o perfil de campo da bobina, ou em outras palavras, obter os valores de campo para as possíveis posições da amostra dentro da bobina principal. Um bom exemplo é mostrado na figura 2.10, pois mostra como a intensidade de campo normalizada se comporta em relação com relação à distância de afastamento do centro da bobina também normalizada.





Fonte: Adaptado de [37].

Verifica-se pelo gráfico da figura 2.10 que a intensidade de campo vai diminuindo ao longo do eixo $\frac{z}{a_1}$, ou seja, quanto mais afastado da região central da bobina menor será a intensidade do campo magnético. Além dessa constatação, é possível concluir pelo gráfico da figura 2.10 que quanto maior for β (razão entre o comprimento da bobina e o seu raio) mais extensa será a faixa de homogeneidade do campo magnético na região central.

Em [13], uma bobina geradora de campo magnético AC é desenvolvida, e é inspirada nessa geometria que a bobina principal deste presente trabalho é baseada. Para enrolar a bobina principal foi feito um suporte – que pode ser visto nas figuras 2.11 e 2.12(b) – adquirindo-se primeiramente um tarugo de PVC de cor branca de diâmetro de 60 mm e comprimento de 1 m com um fornecedor local. Este tarugo sofreu processos de fabricação mecânica de modo a ter as dimensões que são especificadas nas figuras 2.13 (a) e 2.13(c). Observa-se nestas figuras que o suporte da bobina principal é uma estrutura cilíndrica vazada que tem por objetivo dar a forma de um solenóide à bobina principal, além de permitir que o suporte dos gradiômetros fique alojado dentro de sua estrutura. A parte superior do suporte da bobina principal adquire o formato de um receptáculo recebendo em sua parte superior os gradiômetros que tem sua altura elevada por um ressalto (ver na figura 2.12 (c)), e cuja função é justamente elevar em altura a posição do suporte dos gradiômetros, de modo que a amostra contendo as nanopartículas magnéticas possa ficar na faixa central da bobina principal. O corpo do suporte da bobina principal tem o seu diâmetro reduzido em relação a sua parte superior, pois é ele que dá o molde da bobina principal.





Fonte: o autor.

Figura 2.12 - (a) base do suporte; (b) suporte da bobina principal; (c) ressalto; (d) suporte dos gradiômetros.



Fonte: o autor.

Figura 2.13 - (a) vista frontal do suporte da bobina principal; (b) vista frontal e em corte do ressalto; (c) vista em corte do suporte da bobina principal.



Fonte: o autor.

Diferentemente do suporte da bobina principal, a base foi usinada a partir de um tarugo de nylon que havia em estoque na oficina mecânica do CBPF. As dimensões da base podem ser vistas na figura 2.14



Figura 2.14 - (a) vista superior da base; (b) vista frontal da base; (c) vista em corte da base.

Fonte: o autor.

A base apresenta um encaixe para que o suporte da bobina principal seja fixado, além de ter a função de conduzir pelo seu interior o fluxo de ar quente produzido pela bobina que é escoado em direção à saída aonde há um ponto de conexão ao qual a mangueira de um aspirador de pó comercial é encaixada permitindo que este fluxo de ar quente seja continuamente conduzido ao aspirador de pó.

O próximo passo é então enrolar a bobina principal em torno do suporte de PVC. Assim como em [13], a bobina principal apresenta duas camadas de fios de Litz, porém não há um meio isolante separando uma camada de fio de Litz da outra. O isolamento elétrico entre os fios de Litz é composto apenas pelo verniz dos próprios fios de cobre. Assim, a primeira camada foi enrolada no corpo do suporte de PVC em sentido horário até que com 52 voltas dadas alcançou-se a cabeça do suporte de PVC, e partir desse ponto, e sobre a primeira camada de fios de Litz, enrolou-se a segunda camada da bobina principal até que com 52 voltas alcançou-se a superfície da base do suporte. Assim, a bobina principal apresenta um número total de 104 espiras distribuídas entre a primeira e a segunda camada (ver figura 2.15).

Figura 2.15 - Bobina principal enrolada com 104 espiras de fio de Litz distribuídas em 2 camadas.



Fonte: o autor.

Tendo definido as dimensões geométricas e o números de voltas da bobina principal, neste ponto é possível estabelecer os 2 principais parâmetros que irão caracterizar a bobina principal que são: o perfil de campo e a relação do campo μ_0H_0 versus corrente I (em mT/A). O perfil de campo da bobina principal é o gráfico que estabelece o valor da intensidade de campo magnético μ_0H_z em função da posição z interna à bobina principal, já a relação de campo versus corrente estabelece qual é de intensidade de campo magnético μ_0H_0 produzida pela bobina principal na sua região central quando ela é submetida à passagem de uma corrente elétrica I, e que pode ser obtida pelo gráfico do perfil de campo da bobina principal.

O perfil de campo da bobina principal apresenta um papel importante no processo de sua caracterização. Através desse perfil de campo magnético é possível saber em qual região da bobina o campo magnético produzido é o mais intenso e o mais homogêneo, ou seja, com esse processo é possível determinar qual é a distância em torno da região central em que o campo magnético produzido pela bobina tem o maior valor de intensidade a menor variação

de campo magnético. Com o objetivo de traçar o perfil de campo teórico da bobina principal, é produzido um código em Python (ver apêndice) capaz de gerar o gráfico (ver figura 2.16) utilizando as equações 2.6 e 2.5, além de conhecer os parâmetros geométricos a1, a2, b, o diâmetro do fio de Litz e o número de voltas da bobina principal. O software utilizado para gerar o gráfico do perfil de campo da bobina foi o Anaconda 3 (Jupyter Notebook) cujo código é escrito em Python. Vê-se claramente no gráfico do perfil de campo que a região que tem a menor variação de intensidade de campo $\mu_0 H_z$, que é de 1,56 %, está entre -2 cm e 2 cm, e cuja a intensidade máxima de campo, que é de 1,08 mT, está na região central da bobina (z = 0 cm).



Figura 2.16 - Gráfico do perfil de campo teórico da bobina principal gerado pelo código em



Para calcular a intensidade de campo no centro da bobina $\mu_0 H_0$ utiliza-se outro código em Python (ver apêndice) com a utilização das equações 2.4 e 2.5. Obtém-se que $\mu_0 H_0$ é de aproximadamente 1,08 mT quando a corrente elétrica que passa pela bobina principal é de 1 A, o que significa que a relação campo versus corrente é de 1,08 mT/A e irá apresentar um caráter linear (conforme pode ser visto no gráfico da figura 2.17), característica essa que pode ser prevista pela análise da equação 2.4.



Figura 2.17 - Reta característica de campo $\mu_0 H_0$ versus corrente I inferida pela equação 2.4. Gráfico campo versus corrente na bobina principal

2.1.4 Transformador

Utiliza-se um transformador no arranjo experimental das frequências de rádio para aumentar o valor da corrente elétrica que passa pela bobina principal e consequentemente aumentar o valor da intensidade de campo magnético produzido. Este transformador deverá ser configurado no modo de elevação de corrente, isso significa que o transformador deverá apresentar maior número de espiras em seu primário do que em seu secundário. Com a bobina principal enrolada no suporte de PVC, há sobra de fio de Litz produzido em comprimento suficiente para enrolar 42 voltas e meia no primário e apenas 1 volta no secundário (uma relação de transformação de 42:1) em torno do núcleo de ferrite (toróide MMT139T6325 da Magmattek). A fotografia do transformador pode ser vista na figura 2.18. É importante destacar que não há emenda no fio de Litz que liga a bobina principal ao enrolamento do secundário do transformador, pois esta medida evita que uma resistência adicional de ligação entre esses dois elementos seja formada. O capacitor C2 é ligado em série ao circuito secundário do transformador através do auxílio do conector barra Sindal, conforme o diagrama esquemático de ligação da figura 2.1(b). O capacitor C1, a exemplo de C2, também é ligado em série com o circuito do primário do transformador através do auxílio de um conector barra sindal. Um dos terminais do enrolamento do primário é conectado ao capacitor C1 por um conector "pull" e "push" (CMK - 412 722) e o seu outro terminal é ligado ao borne do conector barra Sindal.

Figura 2.18 - transformador de fio de Litz. (a) enrolamento do primário com apenas 42 voltas e terminais estanhados. (b) enrolamento do secundário com 1 volta e terminais também



Fonte: o autor.

2.1.5 Capacitores

Os capacitores do circuito gerador de campo magnético AC são empregados nos circuitos do primário e do secundário do transformador e tem por função manter estes dois circuitos funcionando em ressonância. Na ressonância, a impedância do circuito elétrico de geração de campo AC terá sua parte reativa igualada a zero e o seu valor será puramente resistivo, consequentemente o valor da impedância do circuito elétrico será menor e a corrente que irá circular pela bobina principal será maior, assim como a intensidade de campo magnético gerada. Os valores das impedâncias capacitivas e indutivas, tanto no circuito do primário quanto no circuito do secundário do transformador, irão variar de acordo com o valor das frequências selecionadas. O método utilizado para selecionar C1 e C2 é feito seguindo alguns passos:

1° passo – Medir a indutância do enrolamento do primário do transformador L1 e as indutâncias do enrolamento do secundário mais a da bobina principal que somadas resultam em L2;

2° passo – Calcular o valor de C1 e de C2 para a frequência de ressonância de 100 e de 300 kHz. Para calcular C1 e C2 é preciso igualar à zero a parte reativa da impedância equivalente dos circuitos do primário e do secundário do transformador, portanto as seguintes expressões para achar os valores de C1 e de C2 são:

$$C_{1} = \frac{1}{\omega_{0}^{2}L_{1}} (2.7)$$
$$C_{2} = \frac{1}{\omega_{0}^{2}L_{2}} (2.8)$$

Onde ω_0 é frequência angular de ressonância;

3° passo – Encontrar o valor de C1 e de C2 disponível comercialmente que mais se aproximem dos valores calculados para as ressonâncias em 100 e 300 kHz, e se necessário reajustar os valores das frequências de ressonâncias que serão utilizados para gerar o campo magnético;

4° passo – Medir as frequências de ressonância reajustadas para os valores comerciais de C1 e de C2 - se necessário - utilizando os arranjos experimentais esquematizados nas figuras 2.19(a) e 2.19(b), empregando-se o método das figuras de Lissajous [39].

As reatâncias dos circuitos do primário e do secundário do transformador, na ressonância, têm valor nulo. Portanto, as amplitudes das tensões medidas no canal 1 – queda de tensão na fonte – e no canal 2 – queda de tensão no resistor – devem apresentar valores iguais, assim como o valor da defasem entre esses sinais deve ser nulo. Geralmente representa-se os sinais das tensões dos canais 1 e 2 em função do tempo no osciloscópio, mas existe um método visual mais fácil de verificar se os sinais de tensão tem a mesma amplitude e estão em fase. Esta técnica é chamada de método das figuras de Lissajous, sendo possível comparar as amplitudes e a defasagem entre as tensões registradas nos canais 1 e 2 do osciloscópio. Primeiramente coloca-se a tela do osciloscópio no modo XY para registar os valores das tensões medidas nos canais 1 e 2 em um plano cartesiano. Para verificar a ressonância dos circuitos das figuras 2.19(a) e 2.19(b) é necessário que haja uma reta de 45°

de inclinação na tela do osciloscópio – ver figura 2.19 (c) –, e isso significa que as amplitudes dos sinais de tensão dos dois canais são iguais e se encontram em fase.

Figura 2.19 - (a) arranjo para verificação da frequência de ressonância de C1 reajustado; (b) arranjo para verificação da frequência de ressonância de C2 reajustado; (c) desenho representativo da figura de Lissajous que indica tensões iguais e defasem nula.



Fonte: o autor

Os valores de L1 e de L2 medidos na ponte RLC MX-1050 da Minipa em 100 kHz foram respectivamente 11,17 mH e 101,82 μ H. Os capacitores selecionados para C1 foram: 2 capacitores de 470 pF conectados em série para 100 kHz e 1 capacitor de 4,7 nF para 300 kHz. Já para C2, os capacitores selecionados foram: 1 capacitor de 27 nF para 100 kHz e 1 capacitor de 2,2 nF para 300 kHz.

2.1.6 Refrigeração

Os efeitos gerados pelo aquecimento na bobina principal, provocado pela passagem da corrente elétrica, são mitigados com a utilização de um aspirador de pó doméstico (GT 3000 pro Eletrolux) acoplado à base do suporte da bobina principal. Este aspirador succiona o ar quente para dentro do suporte de PVC, através dos furos retangulares vazados. O ar quente é conduzido por dentro da base em direção ao prolongamento cônico, que por sua vez recebe a ponta da mangueira flexível do aspirador de pó (ver figuras 2.20 e 2.21). A bobina principal corre o risco de queimar sem que haja um dispositivo para resfriá-la. Em poucos minutos sem que o aspirador de pó esteja removendo o ar quente produzido, o suporte de PVC começa a se deformar e o enrolamento pode perder o seu isolamento elétrico proporcionado pelo verniz dos fios de cobre.



Figura 2.20 - Acoplamento da mangueira do aspirador à base do suporte.

Fonte: o autor



Figura 2.21 - GT 3000 pro Eletrolux conectado à base do suporte.

Fonte: o autor

2.1.7 Medidas de Campo (Sonda Hall e Corrente)

Na seção 2.1.3 foi traçado o perfil de campo magnético teórico da bobina principal, assim como também foi explicado a importância de obter-se tal perfil. Nesta seção será apresentado o perfil de campo magnético da bobina principal medido com o auxílio de um arranjo experimental específico (fonte de corrente, gaussímetro, sonda hall, etc.) que resultará em um gráfico do perfil de campo ($\mu_0 H_z$ versus posição z) da bobina principal. Conforme explicado na seção 2.1.3, o objetivo de traçar o perfil de campo de uma bobina é obter a faixa de posição em que a intensidade de campo magnético produzida pela bobina seja a máxima e a mais homogênea possível e obter a relação $\mu_0 H_0$ x I.

Para traçar o perfil de campo da bobina principal foram utilizadas as seguintes ferramentas:

- Fonte de corrente modelo BOP50-20MG da Kepco Power Supply fornecendo corrente a 1A;
- 2 Gaussímetro modelo 455DSP da LakeShore;
- 3 Sonda Hall modelo HSE HMNA-1904-VR da Lakeshore;
- 4 Resistor de 6 Ω de 50W DALE RH-50 2410187 8116;
- 5 Multímetro digital Sin1 MD-6290 autorange da ICEL Manaus;
- 6 Suporte de hastes metálicas para segurar a sonda hall;

7 - Paquímetro analógico de aço inox de 6" da Lee tools.

O objetivo é alimentar a bobina principal com uma fonte de corrente DC (ver figura 2.22) que forneça 1 A com a finalidade de gerar uma intensidade de campo magnético que é medida pelo conjunto gaussímetro/sonda Hall (ver figura 2.23) a cada 1 centímetro de altura dentro da bobina principal. Para medir a posição dentro da bobina principal se utilizou o paquímetro.

Figura 2.22 - Fonte de corrente BOP50-20MG da Kepco Power Supply.

Fonte: o autor

Figura 2.23 - Conjunto gaussímetro 455DSP da LakeShore e sonda hall HSE HMNA-1904-V da LakeShore.

Fonte: o autor

Neste ponto, é importante explicar como é obtida a medida da intensidade de campo magnético pelo conjunto gaussímetro/sonda hall. A medição de campo magnético é baseada no efeito Hall – fenômeno caracterizado pelo surgimento de uma tensão elétrica de direção



perpendicular à direção de condução da corrente elétrica em um condutor [17] – utilizando-se o gerador Hall (ver figura 2.24) como um sensor de estado sólido para fornecer tensão elétrica, que é chamada de tensão Hall, e que é proporcional à densidade de fluxo magnético [40]. A tensão Hall V_H pode ser expressa por:

$$V_{\rm H} = \gamma_{\rm B}$$
. B. sen θ (2.9)

onde γ_B é a sensibilidade magnética, B é a densidade de fluxo magnético a uma corrente elétrica fixa e θ é o ângulo entre o plano do gerador Hall (localizado na ponta da sonda hall) e o vetor de densidade de fluxo magnético.



Figura 2.24 - Diagrama esquemático do funcionamento do gerador Hall.

Fonte: Adaptado de [21].

A sonda hall encontra-se conectada ao gaussímetro por meio de um cabo que conduz o sinal de tensão hall proveniente do gerador hall ao gaussímetro, que por sua vez, tem as funções de: condicionar, tratar e processar o sinal de tensão Hall para convertê-lo em densidade de fluxo magnético B que é expressa em Gauss (G). Porém, para essa aplicação, torna-se necessário saber qual é a intensidade de campo magnético μ_0 H expressa em Tesla (T). De acordo com a equação 1.7, B = μ_0 H uma vez que não há material magnético dentro da bobina. Monta-se um circuito série da bobina principal com um resistor sendo alimentado pela fonte corrente de acordo com o diagrama esquemático representado na figura 2.25. Em seguida, coloca-se a sonda Hall em um suporte metálico de modo que a ponta da sonda Hall fique faceando a origem da bobina principal, ou seja, em z = 0 (ver figura 2.26).

Após a montagem da sonda, fixa-se o paquímetro entre o suporte de PVC da bobina principal e o braço do suporte das hastes metálicas da sonda Hall de modo tal que para z = 0 se obtém no paquímetro a medida de $10,620\pm0,005$ cm, e para z = 10,62 se obtém a medida de $0,000\pm0,005$ cm no paquímetro. Devido as limitação de comprimento da sonda Hall que foi utilizada para este experimento não foi possível medir até o final da bobina principal que tem 11,64 cm de altura.



Figura 2.25 - Diagrama esquemático do circuito de teste para traçar o perfil da bobina principal.

Fonte: o autor

Figura 2.26 - arranjo experimental para traçar o perfil de campo da bobina principal.



Fonte: o autor

Configura-se então a fonte para fornecer corrente DC de 1A e a mesma é ligada ao circuito da figura 2.25. Com a finalidade de verificar se passa pela bobina o valor de 1 A, mede-se a queda de tensão entre os terminais do resistor com um voltímetro e o valor da medida é de $5,95\pm0,01$ V. Sabendo-se que o resistor apresenta valor nominal de $6\pm0,03\Omega$, então a corrente elétrica que passa pelo resistor e consequentemente pela bobina principal tem o valor de $0,99\pm0,01$ A. Isso significa que, que é aceitável considerar que a corrente elétrica que passa pela bobina principal é de 1A. Assim começa-se o procedimento de medição de campo com o conjunto Guassímetro/sonda Hall e o paquímetro. As medidas de campo magnético foram tomadas num intervalo de 1 em 1cm de altura. Os dados de posição z dentro da bobina principal e sua respectiva intensidade de campo magnético foram imputados na tabela 1 e obteve-se o gráfico do perfil de campo magnético da bobina principal que é exposto na figura 2.27.

	<i>.</i>	TT C	~ 1	• ~	1 /	1 1 1 1	• • • •
Tabela I - Ca	mno magnetico	HZ AM tu	incon do	n 061030 5	z dentro	da hohina	nrincinal
1 a 0 0 a 1 - Ca	πηρο πιαεποιιόο		incao ua	DUSICAU Z	Lucinuo	ua uouma	DIMENDAL

Posição z	Incerteza	Campo	Incerteza	
(cm)	posição z	μ₀Hz	μ₀Hz	
	(cm)	(mT)	(mT)	
0,000	0,005	0,440	0,015	
1,000	0,005	0,599	0,010	
2,000	0,005	1,078	0,015	
3,000	0,005	1,215	0,015	
4,000	0,005	1,242	0,010	
5,000	0,005	1,259	0,010	
6,000	0,005	1,258	0,020	
7,000	0,005	1,237	0,010	
8,000	0,005	1,162	0,010	
9,000	0,005	0,924	0,010	
10,000	0,005	0,576	0,015	
10,620	0,005	0,511	0,010	

Fonte: o autor

Figura 2.27 - Gráfico do campo magnético Hz em função da posição z dentro da bobina principal.



Fonte: o autor

Podemos observar pelo gráfico da figura 2.27 que o espaço interno de 3 a 7 cm o valor do campo magnético $\mu_0 H_z$ não varia mais do que 3,49 %, valor esse que está acima do que era esperado, pois a variação teórica máxima para o mesmo intervalo de 4 cm é de 1,56 %. Já a razão $\mu_0 H_0/I$ é 1,26±0,01 mT/A, o que acaba se revelando um valor um pouco acima do que era esperado, pois o valor teórico desta razão é de 1,08 mT/A. A análise de todos estes dados permite afirmar que a bobina produz um campo magnético mais intenso em sua região central do que era previsto teoricamente, porém nesta mesma região tem-se um campo ligeiramente menos homogêneo do que foi previsto.

2.2 CAPTAÇÃO DE SINAIS

O sistema de captação de sinais é a parte do arranjo experimental do magnetômetro de indução AC que irá captar as tensões induzidas entre os terminais da bobina sensora de campo e do gradiômetro de magnetização, de modo que depois de feita a aquisição desses sinais de tensão eles sejam tratados numericamente em um computador com o auxílio de um software apropriado. Após o tratamento numérico, estes dados transformam-se em dados de intensidade de campo magnético aplicado μ_0 H sobre a amostra e de intensidade de magnetização M da amostra e finalmente o gráfico da curva de magnetização (M x μ_0 H) é obtido para uma determinada frequência de campo magnético aplicado.

O sistema de captação de sinais é composto pelos seguintes elementos: uma bobina sensora de campo magnético, um gradiômetro de magnetização e um osciloscópio. É importante neste ponto compreender qual é a função do gradiômetro dentro do contexto do arranjo experimental do magnetômetro. A fim de explicar o funcionamento de um gradiômetro de primeira ordem, é representada na figura 2.28 uma ilustração de um transdutor magnético em configuração gradiométrica.

Figura 2.28 - ilustração do princípio de funcionamento de um gradiômetro.



Fonte: Adaptado de [41].

Os dois elementos sensores de campo magnético G1 e G2 são separados por uma distância d, sendo que G1 encontra-se mais próximo da fonte de emissão de campo magnético (fonte de interesse) do que G2. Os dois elementos sensores são separados tal modo que o valor de d seja suficiente para que G1 detecte o campo magnético AC proveniente da fonte de interesse além da interferência eletromagnética local, e que o elemento sensor G2 detecte apenas a interferência eletromagnética local. Assim, subtraindo-se os sinais de tensão elétrica provenientes de G1 e de G2, é possível obter apenas o sinal da fonte de interesse. Em resumo, o gradiômetro mede os gradientes de campo magnético sem que o ruído originado pela interferência eletromagnética local seja contabilizado. Assim, para o presente estudo, desenvolveu-se um gradiômetro de primeira ordem para medir magnetização de amostras (ver figura 2.29).

Figura 2.29 - ilustração de um gradiômetro de 1° ordem.



Fonte: Adaptado de [22].

2.2.1 Lei de Faraday-Lenz Aplicada aos Gradiômetros

O objetivo desta seção é demonstrar como calcular os valores das intensidades de campo magnético μ_0 H gerados pela bobina principal e da magnetização M produzida pelas amostras através da obtenção dos valores das tensões induzidas $e_1(t)$ e $e_2(t)$ entre os terminais da bobina de campo e do gradiômetro de magnetização respectivamente. A lei de Faraday – já citada na seção 1.4 desta dissertação – aplicada a uma espira pode ser enunciada da seguinte forma: "O módulo da força eletromotriz induzida ε em uma espira condutora é igual à taxa de variação temporal do fluxo magnético Φ que a atravessa" [18]. De modo a

quantificar este fluxo magnético é necessário que as linhas de campo magnético que atravessam uma área qualquer – como, por exemplo, a de uma espira – pode ser definida pela seguinte expressão:

$$\Phi = \int_{S} \mathbf{B} \cdot \mathbf{dA} (2.10)$$

A lei de Lenz, na prática, representa o sinal negativo relativo à equação 1.15. Seu significado seria que a tensão induzida ε entre os terminais de uma espira tem sentido contrário à variação de fluxo magnético que a originou. Porém, a Lei de Faraday-Lenz sofre uma pequena alteração quando o fluxo magnético Φ atravessa uma bobina de n espiras justapostas (uma ao lado da outra), pois cada espira da bobina em que o fluxo magnético atravessa contribui para o acréscimo de valor da força eletromotriz induzida ε entre os terminais desta bobina, portanto ε pode ser expressa por:

$$\varepsilon = -n.\frac{\mathrm{d}\Phi}{\mathrm{d}t} \ (2.11)$$

Substituindo a equação 2.10 em 2.11 encontra-se a expressão representada pela equação 1.5, e realizando a integração no tempo dos dois lados da equação 1.5 encontra-se a expressão da equação 1.6. Substituindo a equação 1.7 na equação 1.6 e considerando que os vetores M e H tenham a mesma direção e sentido, obtém-se a seguinte expressão:

$$\mu_0(M+H) = \frac{\int \epsilon.\,dt}{n.\,A} (2.12)$$

Considerando que a bobina de campo está localizada no centro geométrico da bobina principal e que nela não há nenhum material magnetizável, assume-se que M tenha intensidade nula, portanto, a equação 2.12 pode ser escrita da seguinte forma:

$$\mu_0 H(t) = \frac{\int e_1(t) dt}{n_{g0} A_{g0}} (2.13)$$

Onde $e_1(t)$ é tensão elétrica induzida entre os terminais da bobina de campo, n_{g0} é o número de espiras da bobina de campo (gradiômetro de ordem 0) e A_{g0} é a área da bobina de campo. De acordo com a equação 2.13, obtendo-se os valores de e_1 , n_{g0} e A_{g0} é possível obter a intensidade de campo magnético μ_0 H gerado pela bobina principal.

De modo a obter a magnetização da amostra de nanopartículas magnéticas, utiliza-se o gradiômetro de magnetização conforme mostra a figura 2.30. A tensão induzida entre os terminais do gradiômetro de magnetização, e_2 , é a soma das tensões induzidas entre os terminais fictícios das bobinas 1 e 2 do próprio gradiômetro, e pode ser representada pela seguinte expressão:

$$e_2 = e_{B_1} - e_{B_2} (2.14)$$

O gradiômetro de magnetização é enrolado de modo que suas bobinas 1 e 2 sejam enroladas simetricamente em sentidos opostos e conectadas em série de modo que e_2 tenha valor nulo ($e_2 = 0$). Porém, quando se coloca um material magnético no meio de umas das bobinas do gradiômetro em questão, e_2 deixa de apresentar valor nulo e é possível obter o valor da intensidade magnetização M deste material. Supondo que uma amostra de material magnético seja colocada entre os terminais fictícios da bobina 2, a sua tensão induzida pode ser representada por:

$$e_{B_2} = -n.\frac{d\Phi_{B_2}}{dt} - n.\frac{d\Phi_{amostra}}{dt} (2.15)$$

Onde $\Phi_{B_2}e \Phi_{amostra}$ representam respectivamente o fluxo magnético resultante da exposição da bobina 2 ao campo μ_0H e o fluxo magnético resultante da magnetização da amostra presente dentro da bobina 2. Já e_{B_1} pode ser representado por:

$$e_{B_1} = -n.\frac{d\Phi_{B_1}}{dt}$$
 (2.16)

Sendo as duas bobinas do gradiômetro de magnetização expostas a mesma intensidade de campo magnético, os fluxos magnéticos Φ_{B_1} e Φ_{B_2} têm intensidades iguais. Substituindo as equações 2.15 e 2.16 na equação 2.14 tem-se a seguinte expressão:

$$e_2 = n. \frac{d\Phi_{amostra}}{dt} (2.17)$$

Sabendo-se que o valor de $\Phi_{amostra}$ é unicamente devido à magnetização M do material magnético, tem-se que:

$$B_{amostra} = \mu_0 M (2.18)$$

Substituindo a equação 2.18 em 2.10, e em seguida na equação 2.17 obtém-se a seguinte expressão:

$$e_2 = \mu_0. n. A_{amostra} \cdot \frac{dM}{dt} (2.19)$$

Integrando os dois lados da equação 2.19 no tempo, obtém-se então que a intensidade de magnetização da amostra de material magnético M que pode ser expressa por:

$$M(t) = \frac{\int e_2(t) dt}{\mu_0 \cdot n \cdot A_{amostra}}$$
(2.20)

Onde A_{amostra} representa a área da amostra de material magnético que se localiza dentro da bobina 2 do gradiômetro de magnetização.

Figura 2.30: diagrama esquemático de montagem do gradiômetro de magnetização para medir a magnetização de amostra magnética



Fonte: o autor.

2.2.2 Bobina de Campo e Gradiômetro

Para este arranjo experimental foram desenvolvidos: uma bobina de campo para medir a intensidade de campo magnético aplicado sobre a amostra e o gradiômetro de magnetização para medir intensidade de magnetização produzida pela amostra. A bobina de campo possui apenas uma espira que é composta por fio de cobre AWG 38 (diâmetro de 0,101 mm). Já o gradiômetro de magnetização é um gradiômetro de primeira ordem possuindo duas bobinas que foram enroladas em sentidos opostos e estão ligadas em série pelo mesmo fio condutor de cobre, que é o AWG 38, sem nenhuma emenda para não apresentar queda de tensão adicional que se constitui em fonte de erro de medição da magnetização.

Para realizar a medida de magnetização de um material magnético é necessário colocar uma amostra de seu material dentro de uma das bobinas do gradiômetro magnetização, conforme pode ser visto no desenho esquemático ilustrativo da figura 2.31. Antes da colocação da amostra dentro de uma das bobinas do gradiômetro de magnetização, primeiramente registra-se a tensão induzida entre os terminais do gradiômetro sem a presença da amostra magnética ou denominada "amostra em branco", para depois registrar a tensão induzida com a amostra de material magnético que se deseja observar. É necessário aplicar este protocolo de medição para que posteriormente seja possível subtrair do sinal de interesse os sinais de tensões induzidas pela interferência eletromagnética e pelas imperfeições do gradiômetro de magnetização.

Figura 2.31 – desenho ilustrativo do gradiômetro de magnetização com uma amostra inserida dentro dos limites da bobina 1.



Fonte: o autor.



Figura 2.32 - suportes de PVC dos gradiômetros e da bobina principal.

Fonte: o autor.

Tanto a bobina sensora de campo quanto o gradiômetro de magnetização são enrolados num mesmo suporte que, a exemplo do suporte da bobina principal, é feito de PVC na cor branca (ver figura 2.32). O suporte de PVC dos gradiômetros também foi usinado a partir de um tarugo cilíndrico cujas dimensões são de 25 milímetros de diâmetro por um 1 metro de comprimento. As medidas do suporte dos gradiômetros foram baseadas em [13] e podem ser vistas abaixo na figura 2.33.



Figura 2.33 - (a) vista frontal do suporte dos gradiômetros; (b) Corte do suporte dos gradiômetros.

Fonte: o autor.

É importante salientar que o diâmetro das ranhuras do suporte aos quais os gradiômetros se encontram é de 14,5 mm, pois é a partir deste valor que é possível se obter o valor da área das bobinas que é aplicado nas equações 2.13 e 2.20. Assim, quanto menor for o diâmetro do suporte dos gradiômetros de campo e de magnetização maior será o valor das intensidades de campo magnético aplicado e de magnetização da amostra. As dimensões do suporte dos gradiômetros foram projetadas de tal maneira que a região que os gradiômetros estão alocados ficasse na região central da bobina principal, que é de 3 a 7 cm, pois esta é a região da bobina principal em que o campo magnético é o mais homogêneo e a de maior intensidade.

Assim como o suporte da bobina principal, o suporte dos gradiômetros apresenta em sua parte superior ("cabeça" do suporte) tem maior diâmetro do que em seu corpo, pois a mesma tem a função de servir como ferramenta de sustentação de altura para manter a posição da amostra na região central da bobina principal. Além destas características construtivas que o suporte apresenta, existe mais uma, ou melhor, mais três; Há três furos passantes com um diâmetro de 1 mm cuja função é a de permitir a passagem dos fios terminais do gradiômetro de magnetização e da bobina sensora de campo pela cabeça do suporte para serem ligados ao osciloscópio. No corpo do suporte, existem ainda 3 ranhuras radiais para os enrolamentos do gradiômetro de magnetização e da bobina sensora de campo, além das 3 ranhuras verticais para a passagem dos fios terminais dos mesmos (ver figura 2.34).

Figura 2.34 - Bobina sensora de campo (bobina de 1 espira) e gradiômetro de magnetização (bobinas 1 e 2 com 35 espiras cada) enrolados no suporte de PVC.



Bobina sensora 1 (35 voltas)

Fonte: o autor.

Para enrolar os gradiômetros no suporte foi montada uma infraestrutura improvisada feita de materiais que foram descartados, uma lupa com luminária, alguns livros e pesos de balança conforme pode ser visto na figura 2.35. Nesta infraestrutura de apoio o rolo de fio AWG 38 é posto numa guia que foi colada no topo de uma ventoinha de computador (ver figura 2.36). Quando se gira a cabeça do suporte dos gradiômetros para enrolar o fio AWG 38 em suas ranhuras radiais, traciona-se o fio e a bobina é desenrolada. As placas de isopor foram recortadas para prender o suporte dos gradiômetros nos livros e permitir que apenas o movimento de rotação do próprio eixo do suporte seja feito.

A bobina 1 é enrolada no sentido anti-horário e quando atinge o número de 35 voltas, muda-se a bobina de fio para a posição oposta e se inicia o enrolamento da bobina 2 no sentido horário (ver figura 2.35 (b)). Após 35 voltas a bobina 2 é concluída e os fios terminais do gradiômetro de magnetização são passados pelas ranhuras verticais em direção a um dos furos passantes da cabeça do suporte. Tendo enrolado o gradiômetro de magnetização, aplicase esmalte incolor nos pontos de entrada e saída do fio de cobre das ranhuras radiais para fixar o seu enrolamento no suporte.

A bobina sensora de campo tem apenas 1 espira e é enrolada entre as bobinas 1 e 2 do gradiômetro de magnetização. Como este tipo de enrolamento é relativamente simples, não é preciso utilizar a infra de apoio para enrolar o gradiômetro de campo, dando apenas uma volta de fio de cobre AWG 38 na ranhura radial central do suporte dos gradiômetros. Depois se fixa a bobina de campo aplicando esmalte no suporte, e após sua secagem os fios terminais são passados por outra ranhura vertical em direção ao outro furo passante da cabeça do suporte.

Após este processo, coloca-se fita teflon nas ranhuras verticais para preservar os fios terminais de danos conforme pode ser visto na figura 2.37. Ao término desta etapa, as pontas dos fios são terminalizados com conectores BNC fêmea (ver figura 2.38) que recebem os cabos ligados aos canais 1 e 2 do osciloscópio (ver figura 2.39).

Figura 2.35 - (a) Lupa com luminária utilizada para ampliar a imagem dos fios AWG 38 sendo enrolados no suporte. (b) infra de apoio improvisada para enrolamento dos gradiômetros no suporte.





(b)

Fonte: o autor.



Figura 2.36 - Guia de ferro posta em uma ventoinha descartada com cola quente.

Fonte: o autor.


Fonte: o autor.





Fonte: o autor.





Fonte: o autor.

2.2.3 Osciloscópio

É possível observar no osciloscópio os sinais das tensões induzidas entre os terminais da bobina de campo e do gradiômetro de magnetização. O modelo do osciloscópio utilizado é o TDS 1002C-EDU da Tektroniks. O mesmo permite transferir a um computador os dados de tensão e de tempo dos sinais de tensão induzidos medidos pelo osciloscópio via comunicação serial (USB), utilizando-se apenas um pen-drive para salvar estes dados conforme pode ser visto na figura 2.40.

Figura 2.40 - Conexão dos terminais do sistema de detecção aos canais 1 e 2 do osciloscópio que está salvando os dados de tensão e de tempo no pen-drive.



Fonte: o autor.

2.2.4 Tratamento Numérico de Dados

O tratamento numérico dos dados consiste em realizar as operações matemáticas das equações 2.13 e 2.20 para obter os valores das intensidades de campo magnético e magnetização e assim traçar as curvas de magnetização em função das frequências de campo. O primeiro passo realizado é a integração dos valores das tensões induzidas (e_1) e (e_2) no tempo. É importante salientar que se (e_1) e (e_2) apresentarem um "offset" (nível de tensão DC que pode ser observado no osciloscópio), ele também será integrado e como resultado um "drift" poderá ser observado (ver figura 2.41). Este "drift" é uma espécie de desvio do

resultado esperado, que neste caso é uma senoide, pois o "offset" uma constante que é somada aos sinais de tensão e a integração de uma constante tem como resultado uma reta.

Observando o gráfico nota-se que uma reta de coeficiente angular positivo foi somada à senoide, e para corrigir esse "drift", é preciso subtrair essa reta. Para isso, adotam-se os seguintes passos:

1° - traçar a reta no gráfico;

2° - calcular o coeficiente angular desta reta;

3° - subtrair a reta do gráfico.

Figura 2.41 – gráfico de representação do "drift" do sinal de integração numérica da tensão induzida no tempo.



Fonte: o autor.

Um ponto importante que deve ser lembrado para o cálculo dos valores de intensidade de magnetização (M), é a subtração dos valores de tensão (e_2) da "amostra em branco" – amostra sem material magnético algum – dos valores de tensão (e_2) da amostra com material magnético antes da integração numérica.

2.2.5 Cálculo da Função de Histerese

Com o objetivo de obter os valores de SAR e de ILP para diferentes frequências de campo, é necessário primeiramente calcular a área de histerese da curva de magnetização. Em [10], é descrito um método de cálculo da área de histerese A para campos magnéticos de baixa intensidade. O valor do pode ser expresso por:

$$A = \pi. H_{max}^2 \chi'' (2.21)$$

onde H_{max} é amplitude do campo magnético aplicado sobre a amostra e χ'' é susceptibilidade complexa, que por sua vez – segundo [43] – pode ser expressa por:

$$\chi'' = \frac{M_{max}}{H_{max}}. \operatorname{sen} \phi (2.22)$$

onde M_{max} é a amplitude do sinal de magnetização e ϕ é o ângulo da defasagem entre os sinais de M e H.

3 RESULTADOS E DISCUSSÕES

"Medir é conhecer." - William Thompson (Lord Kelvin)

Neste capítulo são apresentados os materiais e os métodos de preparação empregados para produzir as amostras magnéticas, os resultados das medições das curvas de magnetização e a discussão dos resultados obtidos.

3.1 MATERIAIS E MÉTODOS

Foram utilizados três tipos de materiais magnéticos como amostras teste: fitas magnéticas macias amorfas, fitas magnéticas macias amorfas tratadas termicamente e nanopartículas de magnetita. As fitas magnéticas macias amorfas foram utilizadas para verificar se o magnetômetro de indução AC seria capaz de medir a histerese presente na curva de magnetização para valores de baixas coercividades e baixas intensidades de campo de saturação, e por isso tratou-se termicamente essas fitas, pois com essa medida as amostras das fitas devem apresentar área de histerese maior do que as amostras que não sofreram o tratamento térmico aumentando-se assim as chances do magnetômetro de indução observar histerese magnética. Já as nanopartículas de magnetita foram escolhidas devido ao seu emprego em estudos de hipertermia magnética e aos seus altos valores de campo de saturação.

3.1.1 Fitas Magnéticas Amorfas

As ligas das fitas magnéticas amorfas utilizadas são:

- Amostra 1: $Co_{17}Fe_8B_{15}$;
- Amostra 2: Co₈₅Fe₈₅B₁₅;
- Amostra 3: Fe_{73,5}Cu₁Nb₃Si_{13,5}B₉ (FINEMET®);
- Amostra 4: Co₁₂Fe₇₃B₁₅;
- Amostra 5: $Co_{30}Fe_{55}B_{15}$.

As fitas magnéticas foram cortadas com um comprimento máximo de 5 mm e postas dentro de um canudo feito de material não magnético (ver figura 3.1). A amostra preparada

deve ficar em uma altura tal que seu limite inferior fique faceando com o limite inferior do gradiômetro de magnetização, pois do contrário, a amostra pode interferir no sinal de tensão induzido pela bobina sensora de campo que fica logo abaixo (ver figura 3.2).



Figura 3.1 - Amostra de fita magnética cortada e fixada entre o canudo e o pedaço de canudo cortado.

Figura 3.2 - Representação esquemática em corte do posicionamento da amostra das fitas magnéticas dentro da bobina 2 do gradiômetro de magnetização.



Fonte: o autor.

3.1.2 Tratamento Térmico

É sabido que o processo de dinâmica da magnetização em ligas magnéticas macias e amorfas é dominado predominantemente por desordens microestruturais [45]. Estas desordens podem ser induzidas por meio da alteração da taxa de recozimento [46], passando-se uma corrente elétrica pela fita (aquecimento Joule) [47] ou realizando um tratamento térmico na mesma. Após a medição das amostras de 1 a 5 no magnetômetro de indução AC, realizou-se o tratamento térmico das mesmas. As amostras foram colocadas em um cadinho de cerâmica e postas dentro do forno Carbolite CWF 1300, onde se aplicou uma rampa de aquecimento de 5° C/minuto até que a temperatura do forno atingisse 700° C. Após uma hora o aquecimento foi desligado e as amostras foram retiradas do forno quando atingiram a temperatura ambiente. Por uma questão de identificação, as amostras 1, 2, 3, 4 e 5 são respectivamente as amostras 6, 7, 8, 9 e 10 após o tratamento térmico.

3.1.3 Nanopartículas Magnéticas

As nanopartículas de magnetita produzidas por pesquisadores do Grupo de Biomagnetismo do CBPF foram obtidas seguindo o procedimento de síntese descrito em [20], e cuja metodologia encontra-se em [43]. Foram obtidas 26,18 mg de nanopartículas de magnetita (Fe_3O_4) que foram encapsuladas em um material não magnético e postas num canudo semelhante ao descrito na seção 3.1.1 (ver figura 3.3).





Fonte: o autor.

Os resultados esperados para este trabalho são:

a) obtenção das curvas de magnetização em função das frequências de campo magnético aplicado para as amostras das fitas magnéticas (de 1 a 5) e das fitas magnéticas tratadas termicamente (de 6 a 10);

b) obtenção das curvas de magnetização em função das frequências de campo magnético aplicado, e também a obtenção dos valores das áreas de histerese, dos valores de SAR e dos valores de ILP em função das frequências de campo para a amostra de nanopartículas de magnetita.

Os resultados encontram-se divididos por amostras: Amostras de 1 a 5, amostras de 6 a 10 e a amostra contendo as nanopartículas de magnetita. Para as amostras de 1 a 5 e de 6 a 10, utilizou-se o arranjo experimental da figura 2.1(a). Já para a amostra contendo nanopartículas de magnetita utilizaram-se os dois protótipos de arranjo experimental, os modelos das figuras 2.1(a) e 2.1(b), sendo que o protótipo da figura 2.1(a) foi utilizado para obter as curvas de magnetização em função das frequências de áudio e o protótipo da figura 2.1(b) foi utilizado para obter as curvas de magnetização em função das frequências de rádio.

Para o caso das fitas magnéticas optou-se por utilizar o arranjo das frequências de áudio, pois estes materiais não demandam aplicação de um campo magnético em RF como é o caso da amostra de nanopartículas de magnetita, uma vez que a hipertermia magnética é feita aplicando-se campos AC em RF, e por isso, para traçar as curvas de magnetização da amostra de nanopartículas de magnetita utiliza-se o arranjo das frequências de rádio.

Porém, também se utilizou o arranjo das frequências de áudio para a amostra de nanopartículas de magnetita, pois a sua fonte de alimentação irá produzir maior intensidade de campo do que a fonte do arranjo das frequências de rádio, o que aumenta as chances de verificar a área de histerese magnética da curva de magnetização e medir o potencial de geração de calor da magnetita independente da frequência de aplicação do campo magnético, uma vez que **não** há importância de se utilizar RF para medir o ILP da magnetita, diferentemente do SAR que leva em conta a contribuição da frequência para medir o calor gerado pela exposição do material magnético a uma fonte de campo AC.

Uma particularidade a ser observada nas curvas de magnetização é a normalização das intensidades da magnetização (M), uma vez que o gradiômetro de magnetização não foi calibrado para este trabalho. Porém, tendo em mente que os objetivos dessa pesquisa são: desenvolver uma **prova de conceito** de um magnetômetro de indução AC que trace a curva de magnetização de amostras magnéticas para as mais diversas aplicações e medir o ILP da magnetita, assim como os outros parâmetros anteriores a medição do ILP como a área de histerese e o SAR, a calibração do gradiômetro de magnetização não se faz necessária. No entanto, a calibração do gradiômetro de magnetização deve ser realizada para medir precisamente as intensidades de magnetização em trabalhos futuros.

3.2.1 Fitas Magnéticas (Amostras 1 a 5)

Utilizou-se o arranjo experimental da figura 2.1(a), configurando a fonte de corrente para entregar um sinal senoidal com amplitude de 20 A e a frequência de 400 Hz. As curvas de magnetização obtidas podem ser vistas abaixo:







Notam-se acima os baixos valores de campos magnéticos coercivos e de saturação característicos das ligas magnéticas macias. Foi possível notar que as amostras 1, 2, 3, 4 e 5, de uma maneira geral, apresentaram ciclo de histerese completo, embora a área de histerese seja estreita. As amostras 1 e 5 apresentam saturação para um campo em torno de 20 mT enquanto as demais (2, 3 e 4) apresentam saturação em torno de 30 mT. Com relação à coercividade as amostra de 1 e 2 apresentam valores em torno de 0,50 mT, já as amostra de 3, 4 e 5 apresentam valores em torno de 0,20 mT.

3.2.2 Fitas Magnéticas Tratadas Termicamente (Amostras de 6 a 10)

Também se utilizou o arranjo experimental da figura 2.1(a), com as mesmas configurações para a fonte de corrente que foi utilizado em 3.2.1. As curvas de magnetização obtidas podem ser vistas abaixo:













Amostra 5 (C0 30 Fe 55 B 15) tratada termicamente; f = 400 hz e Amplitude = 20A



Foi possível também observar que as amostras 6, 7 e 10 possuem saturação para valores abaixo de 20 mT. Já as amostras 8 e 9 apresentam ponto de saturação um pouco mais elevado do que as amostras 6, 7 e 10. Para a amostra 8, a saturação ocorre em um valor em torno de 25 mT e, para a amostra 9, a saturação ocorre em torno de 30 mT. As amostras 6, 7, 8, 9 e 10 apresentam um aumento visível da área de histerese com valores de campos coercivos que diferem muito entre si, sendo o valor mínimo em torno de 2 mT (amostra 6) e o valor máximo em torno de 8 mT (amostra 9).

3.2.3 Nanopartículas Magnéticas

Utilizaram-se os dois arranjos experimentais da figura 2.1, sendo que o arranjo experimental da figura 2.1(a) foi empregado para gerar as curvas de magnetização para as frequências áudio (de 100 a 400 Hz) e o arranjo experimental da figura 2.1(b) para as frequências de rádio (100 e 300 kHz).

3.2.3.1 Arranjo Experimental – frequências de áudio

Configurou-se a fonte de corrente para entregar um sinal senoidal de 20 A_{pico} nas frequências de 100, 200, 300 e 400 Hz. As curvas de magnetização obtidas podem ser vistas nas figuras abaixo:



Figura 3.14 - Curva de magnetização da amostra de magnetita em 100 Hz.

Figura 3.15 - Curva de magnetização da amostra de magnetita em 200 Hz.





Figura 3.16 - Curva de magnetização da amostra de magnetita em 300 Hz.

Figura 3.17 - Curva de magnetização da amostra de magnetita em 400 Hz.



Observa-se que, ao contrário das fitas magnéticas, a magnetização da amostra de magnetita não saturou na presença do campo máximo de 30 mT. Mesmo assim, sua curva de magnetização apresentou histerese em todas as frequências medidas. As áreas destas

histereses foram medidas e agrupadas na tabela II, juntamente com os valores do SAR e do ILP obtidos.



Tabela II - Área da histerese, SAR e ILP obtidos como função da frequência do campo magnético AC para amostra de magnetita.

As curvas de magnetização da amostra de nanopartículas de magnetita apresentam uma característica peculiar em relação às fitas magnéticas, o ponto de saturação. É possível observar o fenômeno da histerese para todas as curvas nas frequências de áudio, mas elas não estão completas, pois não atingem o seu ponto de magnetização de saturação. A intensidade máxima de campo magnético produzido pela bobina principal, cujo valor gira em torno de 30 mT, não é capaz de gerar um campo magnético AC intenso o suficiente para impor saturação à amostra de nanopartículas de magnetita que está sendo analisada.

Mesmo não obtendo o ciclo de histerese completo das nanopartículas de magnetita em frequência de áudio é possível calcular sua área de histerese e para isso mediram-se as amplitudes dos sinais campo magnético AC aplicado, as amplitudes dos sinais de magnetização e as defasagens entre eles nas frequências de áudio. Computaram-se esses dados nas equações 2.21 e 2.22, e foram obtidos os valores das áreas de histerese conforme pode ser visto na tabela II. De posse dos valores das áreas de histerese, obtiveram-se os valores de SAR e de ILP aplicando-se respectivamente as equações 1.1 e 1.2. É possível observar nos dados da tabela II que há uma tendência de que para um ligeiro aumento da frequência observou-se um aumento da área de histerese e consequentemente elevação dos valores do SAR, cujo comportamento linear pode ser observado no gráfico da tabela II, e do valor do ILP que apresenta pequenas flutuações, porém é possível medir um valor único com uma incerteza associada a essa medição (ver gráfico da tabela II).

3.2.3.2 Arranjo Experimental – frequências de rádio

Configura-se o gerador de funções para entregar um sinal de tensão senoidal de 0,35 V_{pico} – tanto em 100 kHz quanto em 300 kHz – ao amplificador de potência, que por sua vez, irá entregar 18,75±1,25 V_{rms} na frequência de 100 kHz e 31,25±1,25 V_{rms} na frequência de 300 kHz ao circuito do primário do transformador da figura 2.1(b). Ambas as curvas de magnetização, tanto em 100 kHz quanto em 300 kHz, da amostra de nanopartículas apresentaram comportamentos lineares – ver as figuras 3.18 e 3.19 – não se observando o fenômeno da histerese magnética para estas condições.

Figura 3.18 – Curva de magnetização da amostra de nanopartículas de magnetita quando a mesma é exposta a um campo de magnético AC de intensidade máxima de 130,89 μT e frequência de 100 kHz.



Figura 3.19 – Curva de magnetização da amostra de nanopartículas de magnetita quando a mesma é exposta a um campo de magnético AC de intensidade máxima de 163,07 μT e frequência de 300 kHz.



3.3 DISCUSSÕES

De maneira geral, o arranjo experimental da figura 2.1(a) foi capaz de traçar curvas de magnetização das fitas magnéticas, sendo ainda possível diferenciar, através das curvas, as amostras que receberam tratamento térmico das que não receberam, pois as amostras 6, 7, 8, 9 e 10 possuem visivelmente área de histerese maior do que as amostras 1, 2, 3, 4 e 5 que são as amostras que não receberam tratamento térmico, e os valores de coercividade da tabela III embasam essa conclusão. Nota-se que, após o tratamento térmico, as fitas apresentaram um aumento significativo no campo coercivo (H_c) devido à nucleação de nanocristalinos ferromagnéticos (α -Fe). Estes são responsáveis por servirem como centro de "travamento" de paredes de domínio magnético e por esta razão uma maior intensidade de campo coercivo é demandada para desmagnetizar o material. O processo de reversão da magnetização nestes materiais foi discutido por Herzer [48] com base nas previsões do modelo de anisotropia aleatória e outras teorias para a reversão magnetização.

Tabela III - Coercividade das fitas magnéticas antes e após o tratamento térmico.

Amostra	$H_c (mT)$
1	$0{,}59\pm0{,}01$
6	$2{,}10\pm0{,}01$
2	$0{,}51\pm0{,}01$
7	$5{,}24\pm0{,}01$
3	$0,\!17\pm0,\!01$
8	$7{,}18\pm0{,}01$
4	$0,\!17\pm0,\!01$
9	$7,\!89\pm0,\!01$
5	$0,\!17\pm0,\!01$
10	$3{,}72\pm0{,}01$

As fitas magnéticas amorfas baseadas na liga FeCoB e FINEMET são conhecidas por serem materiais magnéticos macios, ou seja, com baixíssimo valor de campo coercivo (H_c < 0.01 mT) e por apresentarem magnetização de saturação em campos relativamente baixos. O que faz com que estes materiais sejam excelentes para testar nossa prova de conceito. As fitas foram submetidas a um tratamento térmico a temperatura de 700°C por 60 minutos de forma a aumentar a nucleação de centros de travamento das paredes de domínio magnético. A fração nanocristalina de α -Fe (centros de travamento) aumenta linearmente com a temperatura do tratamento térmico, enquanto o diâmetro médio dos grãos aumenta constantemente para T > 600°C [49]. Portanto, a temperatura de tratamento térmico foi adequada para criar centros de travamento de paredes de domínio magnético suficientes na matriz amorfa macia e aumentar consideravelmente o campo coercivo das fitas medidas.

De maneira geral, a nossa prova de conceito foi capaz de obter dados sobre a magnetização e a intensidade do campo magnético AC aplicado. Após o tratamento numérico, fomos capazes de traçar curvas de magnetização das fitas magnéticas, sendo ainda possível diferenciar, através das curvas, as amostras que receberam tratamento térmico das que não receberam. Uma vez que os processos de reversão da magnetização são distintos nestas amostras.

As curvas de magnetização da amostra de nanopartículas de magnetita para as frequências de áudio apresentam uma característica peculiar em relação às fitas magnéticas, que é a magnetização de saturação. É possível observar o fenômeno de histerese, porém as mesmas não estão completas, pois não atingiram a magnetização saturação. Este tipo de material apresenta magnetização de saturação em campos muito altos, não sendo possível alcançar os mesmos com bobinas puramente resistivas. A intensidade de campo magnético

gerado por esta prova de conceito está de acordo com as reportadas na literatura, tanto para equipamentos produzidos por grupos de pesquisa, quanto para comerciais como pode ser visto na Tabela IV.

Campo (mT)	Referência
80	[13]
29	[12]
25	[15]
20	[50]
21	[51]
03	[52]

Tabela IV - Intensidades de campos magnéticos máximos reportados na literatura

Fonte: o autor.

A nossa prova de conceito funcionou bem para as frequências de rádio, porém não foi possível observar a curva de magnetização para a amostra de nanopartículas de magnetita, pois o arranjo experimental empregado não é capaz de produzir campo magnético AC intenso o suficiente para magnetizar a amostra de nanopartículas. Conforme pode ser visto nas figuras 3.18 e 3.19, a amplitude do sinal de campo magnético AC aplicado não ultrapassou 200 μ T para ambas as frequências.

Para campos baixos o suficiente, a variação na magnetização é proporcional ao campo externo. A constante de proporcionalidade é geralmente chamada de função de resposta linear e pode fornecer informações valiosas sobre o sistema. Existe uma relação íntima entre as funções resposta dependentes do tempo e as propriedades dinâmicas do sistema em equilíbrio. Essa relação é expressa pela teoria da resposta linear (LRT), formulada por Kubo *et al* em um importante artigo em 1957 [53], que só é válida quando o campo aplicado é muito pequeno. Para o nosso caso específico, podemos afirmar que o processo de reversão da magnetização nas nanopartículas era totalmente reversível, dada pela rotação coerente dos spins. Desta forma, nenhuma perda pode ser observada.

Figura 3.20 - Gráfico da variação de intensidade de campo aplicado no tempo para a f = 100 kHz.



Figura 3.21 - Gráfico da variação de intensidade de campo aplicado no tempo para a f = 300 kHz.



4 CONCLUSÕES E PERPECTIVAS FUTURAS

"Não me venham com conclusões. A única conclusão é morrer!" - Fernando Pessoa

Apresentou-se neste trabalho o desenvolvimento de um magnetômetro de indução com o intuito de traçar as curvas de magnetização de materiais magnéticos como função do campo magnético aplicado e da frequência. Foram desenvolvidos dois tipos de arranjos: um para traçar curvas de magnetização para as frequências de áudio e outro para as frequências de rádio. Verificou-se que a intensidade de campo magnético AC produzido é de até 30 mT.

Cada um dos sistemas que compõem o magnetômetro de indução AC foi detalhado e descrito (o circuito elétrico, geração de campo AC, captação de sinais e o tratamento numérico de dados), além de abordar os conceitos teóricos empregados para obter as curvas de magnetização, a área de histerese para baixas intensidades de campo magnético AC, o SAR e o ILP. O perfil de campo da bobina principal foi traçado e a relação campo versus corrente, que é $1,26 \pm 0,01$ mT/A, foi obtida.

Os materiais utilizados e o método de preparação das amostras foram abordados e descritos. Utilizaram-se fitas magnéticas para avaliar se o magnetômetro de indução AC era capaz de traçar as curvas de magnetização de material magnético macio, além da amostra de nanopartículas de magnetita. Observaram-se os ciclos de histerese presentes nas curvas de magnetização das amostras de fitas magnéticas – com tratamento térmico e sem – em frequência fixa (400 Hz) e a amostra de magnetita nas frequências de áudio.

Foi possível constatar que o magnetômetro de indução AC é capaz de gerar curvas de magnetização para materiais magnéticos macios que apresentem magnetização de saturação em até 30 mT de forma rápida e prática, além de ser capaz de diferenciar as amostras que sofreram tratamento térmico das que não sofreram tratamento térmico através da curva de magnetização, uma vez que as fitas magnéticas que sofreram tratamento térmico apresentam uma área de histerese visivelmente maior do que as fitas magnéticas que não receberam.

Foi verificado também que o magnetômetro de indução AC foi capaz de obter o ciclo de histerese para a amostra de nanopartículas de magnetita – podendo estar dispersas em vários meios, incluindo a água – nas frequências de 100, 200, 300 e 400 Hz. Porém ficou evidenciado que a intensidade de campo magnético AC máxima de 30 mT não foi capaz de impor saturação a amostra de nanopartículas de magnetita.

Com o método descrito neste trabalho, foi possível obter os valores das áreas de histerese, dos valores do SAR e de ILP para as frequências de áudio (ver tabela II), onde se observou um aumento da área de histerese em função de um ligeiro aumento da frequência, e consequentemente, um aumento nos valores do SAR.

O instrumento desenvolvido pode ser particularmente interessante para estudar efeitos sutis relatados recentemente na literatura, como a dependência da concentração das nanopartículas para o ILP, os efeitos das interações dos momentos de dipólo magnético na curva de magnetização ou o efeito do tamanho de partículas no ILP.

A avaliação precisa do ILP é de extrema importância na preparação de experimentos de hipertermia magnética em ensaios in vitro ou in vivo, onde as propriedades intrínsecas das nanopartículas precisam ser conhecidas previamente de forma a ajustar sua curva dose-resposta. O que faz com que este tipo de caracterização física seja fundamental na utilização de nanopartículas magnéticas em hipertermia magnética para aplicações biomédicas

A capacitação técnica que nosso protótipo abre a possibilidade de escalonar o equipamento para outras configurações específicas, como acrescentar mais potência e frequências de utilização.

Tendo em vista trabalhos futuros, algumas modificações no arranjo experimental do magnetômetro de indução AC podem ser feitas para aumentar a intensidade de campo magnético AC, melhorar a qualidade do seu sinal e obter as curvas de magnetização que faltam. São elas:

- Aumentar a quantidade de material magnético preenchendo a totalidade do volume de uma das bobinas sensoras do gradiômetro de magnetização para aumentar a intensidade de sinal;
- Trançar os fios terminais dos gradiômetros de campo e magnetização com o intuito de reduzir o efeito da interferência eletromagnética sobre os sinais adquiridos pelo osciloscópio e₁ e e₂, principalmente quando são sinais de baixa frequência;
- Aumentar o valor da corrente elétrica que passa pela bobina principal com algumas medidas: aumentar o acoplamento magnético do transformador a valores próximos de 1 e aumentar a relação de transformação do transformador;

- Aumentar a relação campo versus corrente da bobina principal reduzindo-se o valor do seu raio e aumentando o número de espiras dessa bobina;
- Traçar os gráficos de intensidade campo magnético x corrente em função das frequências de campo (caracterização AC da bobina principal);
- Calibração do gradiômetro de magnetização relação magnetização x tensão elétrica utilizando-se uma amostra padrão.

REFERÊNCIAS

[1] CABUY, E. Hyperthermia in Cancer Treatment. *Reliable Cancer Therapies Energy-based therapies*, 1, 2, 1-48, 2011.

[2] KIM, J. H., HAHN, F. W.; TOKITA, N.; NISCE, L. Z. Local tumor hyperthermia in combination with radiation therapy. *Cancer*, 40, 161-169, 1977.

[3] STORM, F.; BAKER, H.; SCANLON, E. Magnetic induction hyperthermia: Results of a 5 year multi-institutional national cooperative trial in advanced cancer patients. *Cancer*, 55, 2677–2687, 1985.

[4] KUMAR, C. S. S. R; MOHAMMAD, F. Magnetic nanomaterials for hyperthermia-based therapy and controlled drug delivery. *Advanced drug delivery reviews*, 63, 9, 789-808, 2011.

[5] JOHANNSEN, M. et al. Clinical hyperthermia of prostate cancer using magnetic nanoparticles: presentation of a new interstitial technique. *International journal of hyperthermia*, 21, 7, 637-647, 2005.

[6] ATKINSON, W. J.; BREZOVICH, I. A.; CHAKRABORTY, D. P. Usable frequencies in hyperthermia with thermal seeds, *IEEE Trans. Biomed. Eng.*, 31, 1, 70–75, 1984.

[7] SURYANTO, E. Y. K. N.; KUMAR, S. D. Physical mechanism and modeling of heat generation and transfer in magnetic fluid hyperthermia through Néelian and Brownian relaxation: a review, *Biomedical engineering online*, 16, 1, 1-36, 2017.

[8] MIASKOWSKI, A.; SAWICKI, B. Magnetic fluid hyperthermia modeling based on phantom measurements and realistic breast model. *IEEE transactions on biomedical engineering*, 60, 7, 1806-1813, 2013.

[9] JORDAN, A.; WUST, P.; FALIN, H.; JOHN, W.; HINZ, A.; FELIX, R. Inductive heating of ferrimagnetic particles and magnetic fluids: physical evaluation of their potential for hyperthermia. *International Journal of Hyperthermia*, 9, 1, 51-68. 1993.

[10] CARREY, J.; MEHDAOUI, B.; RESPAUD, M. Simple models for dynamic hysteresis loop calculations of magnetic single-domain nanoparticles: Application to magnetic hyperthermia optimization. *Journal of Applied Physics*, 109, 8, 083921, 2011.

[11] MARTINS, M. G.; PINTO, J. C. C. S.; FITONELLI, P. V.; GARCIA, F. Avaliação da hipertermia magnética de nanopartículas de magnetita. In: Anais do Congresso Brasileiro de Engenharia Química, 2016. Anais eletrônicos... Campinas, GALOÁ, 2018. Disponível em: Acesso em: 31 jan. 2019.">https://proceedings.science/cobeq/cobeq-2016/papers/avaliacao-da-hipertermia-magnetica-de-nanoparticulas-de-magnetita-> Acesso em: 31 jan. 2019.

[12] LACROIX, L.M.; CARREY, J.; RESPAUD, M. A frequency-adjustable electromagnet for hyperthermia measurements on magnetic nanoparticles. *Review of scientific instruments*, 79, 9, 093909, 2008.

[13] CONNORD, V.; MEHDAOUI, B.; TAN, R. P.; CARREY, J.; RESPAUD, M. An air-cooled Litz wire coil for measuring the high frequency hysteresis loops of magnetic samples – A useful setup for magnetic hyperthermia applications. *Review of Scientific Instruments*, 85, 9, 093904, 2014.

[14] COÏSSON *et al.* Specific loss power measurements by calorimetric and thermal methods on γ -Fe2O3 nanoparticles for magnetic hyperthermia. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 473, 403-409, 2019.

[15] GARAIO, E.; COLLANTES, J. M.; PLAZAOLA, F.; GARCIA, J. A.; CASTELLANOS-RUBIO, I. A multifrequency eletromagnetic applicator with an integrated AC magnetometer for magnetic hyperthermia experiments, *Measurement Science and Technology*, 25, 115702, 2014.

[16] BÉRON, F.; SOARES, G.; PIROTA, K. R. First-order reversal curves acquired by a high precision ac induction magnetometer. *Review of Scientific Instruments*, 82, 6, 063904, 2011.

[17] GRAHAM, C. D.; CULLITY, B. D. Introduction to magnetic materials. 2. ed. New Jersey: *John Wiley & Sons Inc e IEEE press*, 2009.

[18] RESNICK, R.; HALLIDAY, D.; WALKER, J. Fundamentos de Física 3: eletromagnetismo. 8. ed. Rio de Janeiro: *LTC–Livros Técnicos e Científicos Editora SA*, 2009.

[19] OLIVEIRA, I. S. Física Moderna para iniciados, interessados e aficionados. 2. ed. *Editora Livraria* da Física, 2010.

 [20] MARTINS, M. G. Polímeros Acrílicos e Avaliação de Hipertermia para Potencial Tratamento de Câncer. 2017. Dissertação (Mestrado em Engenharia Química) – UFRJ/COPPE, Rio de Janeiro.

[21] VARADAN, V. K.; CHEN, L.; XIE, J. NanoMedicine: Design and Applications of Magnetic Nanomaterials, Nanosensors and Nanosystem. Wilstshire: *John Wiley & Sons Itda*, 2008.

[22] NUNES, C. B. Propriedades Elétricas, Magnéticas, Térmicas e Óticas: Propriedades Magnéticas II, 2019. Disponível em: <<u>http://sistemas.eel.usp.br/docentes/arquivos/5840726/LOM3035/PropriedadesMagneticas_II.</u> pdf>. Acesso em: 30 abr. 2019.

[23] DA FONSECA, W. B. J. Sistemas modelo para aplicações biomédicas. 2018.
 Dissertação (Mestrado em Física) – CBPF (Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas), Rio de Janeiro.

[24] GERWECK, L.E. Modification of cell lethality at elevated temperatures the pH effect. *Radiat Res.* 70, 1, 224–35, 1977.

[25] DUDAR, T. E; JAIN, R. K. Differential response of normal and tumor microcirculation to hyperthermia. *Cancer Res.* 44, 2, 605–12, 1984.

[26] SONG, C. W; LOKSHINA, A; RHEE, J.G. PATTEN, M; LEVITT, S. H. Implication of blood flow in hyperthermic treatment of tumors. *IEEE Trans Biomed Eng.* 1, 9–16, 1984.

[27] XU, M.; MYERSON, R. J.; XIA, Y.; WHITEHEAD, T.; MOROS, E. G.; STRAUB, W. L.; ROTI J. L. The effects of 41°C hyperthermia on the DNA repair protein, MRE11, correlate with radiosensitization in four human tumor cell Lines. *International Journal of Hyperthermia*. 23, 4, 343-351, 2007.

[28] DAHL, O.; BORKAMO, E. D.; FLUGE, O. Current status of antivascular therapy and targeted treatment in the clinic. *International Journal of Hyperthermia*. 24, 1, 97-110, 2008.

[29] CALDERWOOD S. K.; THERIAULT, J. R.; GONG, J. How is the immune response affected by hyperthermia and heat shock proteins? *International Journal of Hyperthermia*. 21, 8, 713-716, 2005.

[30] DIEING. A. et al. The effect of induced hyperthermia on the immune system. *Progress in Brain Research*, 2007; 162:137-152.

[31] PEER, A. J.; GRIIM, M. J.; ZYNDA, E. R.; REPASKY, E. A. Diverse immune mechanisms may contribute to the survival benefit seen in cancer patients receiving hyperthermia. *Immunologic Research*, 46, (1-3), 137-154, 2010.

[32] DAYANC, B. E.; BEACHY S. H.; OSTBERG J. R.; REPASKY, E. A. Dissecting the role of hyperthermia in natural killer cell mediated anti-tumor responses. *International Journal Hyperthermia*. 24, 1, 41-56, 2008.

[33] Eletronic Navigation Industries (ENI). Operating and service instructions model 3100LA. Rochester: *ENI*, 1990.

[34] SINHA, D.; SADHU, P. K.; PAL, N.; BANDYOPADHYAY, A. Computation of inductance and AC resistance of a twisted litz-wire for high frequency induction cooker. In: INTERNATIONAL CONFERENCE ON INDUSTRIAL ELECTRONICS, CONTROL AND ROBOTICS, 2010, Orissa. Anais... Orissa: *IEEE*, 2011, 85-90.

[35] WHEELER, H. A. Formulas for the skin effect. *Proceedings of the IRE*, 30, 9, 412-424, 1942.

[36] NOVACON. *Tabela de Conversão*: AWG para o Sistema internacional. 2015.
Disponível em: < http://www.novacon.com.br/audiotabawg.htm >. Acesso em: 02 de fev. 2019.

[37] MONTGOMERY, D. B. Solenoid magnet design: the magnetic and mechanical aspects of resistive and superconducting systems. New York: *Wiley-Interscience*, 1969.

[38] MONTGOMERY, D. B.; TERRELL, J. Some Useful Information for the Design of Aircore Solenoids, 1961. Disponível em: https://apps.dtic.mil/dtic/tr/fulltext/u2/269073.pdf>. Acesso em: 30 nov. 2019

[39] ITA. Exp. 3 - Corrente Alternada: Determinar diferenças de fase pelo método das Figuras de Lissajous. Disponível em: http://www.fis.ita.br/labfis45/exps/experiencia3.htm. Acesso em: 21 de mar. 2019.

[40] Lake Shore Cryotronics. User's Manual Model 455 DSP Gaussmeter. 2014. Disponível em:
https://www.lakeshore.com/docs/default-source/productdownloads/455_manual.pdf?sfvrsn=244bc81_1 >. Acesso em: 20/03/2020.

[41] RIVEROS, P. A. D. *Desenvolvimento e caracterização de gradiômetro GMI de alta sensibilidade*. 2017. Dissertação (Mestrado em Engenharia Elétrica). Departamento de Engenharia Elétrica - PUC-Rio.

[42] BEDÊ, P. M. *Produção e caracterização de nanopartículas polimérico-magnéticas para aplicações médicas*. 2010. Dissertação (Mestrado em Ciência dos Materiais) - Instituto Militar de Engenharia, Rio de Janeiro.

[43] CARDOSO, C. A. *A técnica de susceptibilidade AC aplicada ao estudo dos supercondutores do tipo II.* 2001. Dissertação (Doutorado em física) – Instituto de Física Gleb Wataghin, Universidade de Campinas (UNICAMP), Campinas.

[44] LARKE, J. SQUID fundamentals. In: Weinstock, H. (Ed.). Proceedings of the NATO Advanced Study Institute on SQUID Sensors: Fundamentals, Fabrication and Applications. Acquafredda di Maratea: Springer-Science+Busines Media, B.V, 1995. 1-62.

[45] BEATRICE, C.; PASQUALE, M.; BERTOTTI, G. Prediction Of Magnetic Hysteresis In FeCoB Amorphous Materials Using The Dynamic Preisach Model, *IEEE Transactions on Magnetics*, 33, 5, 3772-3774, 1997.

[46] KNOBEL, M.; SINNECKER, J. P.; TURTELI, R. S.; RECHENBERG, H. I.; GROESSINGER, R. The influence of quenching rate on magnetic properties of amorphous ribbons, *Journal of Applied Physics*, 73, 10, 6603-6605, 1993.

[47] MITROVIC, N. S.; DJUKIC, S. R.; DJURIC, S. B. Crystallization of the Fe–Cu–M–Si– B (M = Nb, V) Amorphous Alloys by Direct-Current Joule Heating. *IEEE Transactions on Magnetics*, 36, 5, 3858-3862, 2000.

[48] HERZER, G. Grain size dependence of coercivity and permeability in nanocrystalline ferromagnets. *IEEE Transactions on Magnetics*, 26, 5, 1397-1402, 1990.

[49] BERÓN, F.; de OLIVEIRA, L. A. S.; KNOBEL, M.; PIROTA K. R. A novel method for identifying the local magnetic viscosity process of heterogeneous magnetic nanostructures. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 46, 045003, 2013.

[50] VERÇOZA B. R. F. *et al.* Therapeutic potential of low-costnanocarriers produced by green synthesis:macrophage uptake of superparamagneticiron oxide nanoparticles, *Nanomedicine*, 14, 17, 2293–2313, 2019.

[51] KOBAYASHI H. *et al.* Self-heating property under ac magnetic field and its evaluation by ac/dc hysteresis loops of NiFe₂O₄ nanoparticles. *Journal of Applied Physics*. 107, 09B322, 2010.

[52] FERNÁNDEZ-GARCÍA M. P. *et al.* Automatized and desktop AC-susceptometer for the in situ and real time monitoring of magnetic nanoparticles synthesis by coprecipitation. *Review of Scientific Instruments*, 86, 043904, 2015.

[53] KUBO R.; YOKOTA M.; NAKAJIMA, S. Statistical-Mechanical Theory of Irreversible Processes. II. Response to Thermal Disturbance. *Journal of The Physical Society of Japan*, 12, 1203-1211, 1957.

[54] TAKEUCHI, A. Y. Técnicas de Medidas Magnéticas. São Paulo: *Livraria da Física e CBPF*, 2010.

[55] DIAS, V. *Sebenta Multimídia:* Análise de circuitos elétricos. 1997. Disponível em: < <u>http://www.ufrgs.br/eng04030/Aulas/teoria/capa.htm</u> >. Acesso em: 31 de jan. 2019.

APÊNDICE

Código em Python que calculo o valor da intensidade campo μ₀H₀ para a corrente I de 1A. # Intensidade do campo magnético teórica no centro da bobina principal import math dfio=0.15 # diâmetro em cm do fio de Litz. a1=1.5 # raio em cm do suporte da bobbina principal. a2=a1+2*dfio # a1 em cm mais a largura em cm das camadas de fio de Litz. b=5.75 # metade da altura útil em cm da bobina principal. n=103 # número de voltas de fio de Litz da bobina principal. alfa=a2/a1 beta=b/a1 F_=math.log((alfa+math.sqrt(alfa**2+beta**2))/(1+math.sqrt(1+beta**2)),2.71) F=(4*math.pi*beta/10)*F_ # fator de campo da bobina principal. def H0(1): return ((n*I/a1)*(1/(2*beta*(alfa-1)))*F)/10 print("A intensidade de campo H0 em mT para I=1A é: ", H0(1))

Código em Python que gera o gráfico do perfil de campo teórico da bobina principal. # Perfil de campo da teórico da bobina principal

```
import matplotlib.pyplot as plt
def F1 (z):
   return math.log((alfa+math.sqrt(alfa**2+(beta-z/a1)**2))/(1+math.sqrt(1+(beta-z/a1)**2)),2.71)
def F2_(z):
   return math.log((alfa+math.sqrt(alfa**2+(beta+z/a1)**2))/(1+math.sqrt(1+(beta+z/a1)**2)),2.71)
def F1(z):
    return (4*math.pi*(beta-z/a1)/10)*F1_(z) # fator 1 de campo da bobina principal.
def F2(z):
   return (4*math.pi*(beta+z/a1)/10)*F2_(z) # fator 2 de campo da bobina principal.
def H(z,I):
   return H0(I)*(F1(z)+F2(z))/(2*F) # Intensidade de campo em função da posição dentro da bobina.
print("A intensidade de campo Hz em -2cm para I=1A é : ",H(-2,1))
print("A intensidade de campo Hz em 0 cm para I=1A é : ",H(0,1))
print("A intensidade de campo Hz em 2cm para I=IA é : ",H(2,1))
X=[(-5.75+i*0.1) for i in range (116)]
Y=[H(z,1) \text{ for } z \text{ in } X]
plt.plot(X,Y,color="r")
plt.title('Perfil de campo teórico da bobina principal p/ I = 1A')
plt.xlabel('Posição no interior da bobina z (cm)')
plt.ylabel('Intensidade de campo magnético Hz (mT)')
plt.grid(axis='both')
plt.legend('I=1A')
plt.show()
```