

**UNIVERSIDADE FEDERAL DE SANTA MARIA  
CENTRO DE CIÊNCIAS NATURAIS E EXATAS  
CURSO BACHARELADO EM FÍSICA**

**ESTUDO DA RESPOSTA MAGNÉTICA DE  
MATERIAIS SUPERCONDUTORES POR MEIO DE  
MEDIDAS DE SUSCEPTIBILIDADE AC**

**TRABALHO DE CONCLUSÃO DE CURSO**

**Diego Saldanha da Rosa**

**Santa Maria, RS, Brasil**

**2010**

**ESTUDO DA RESPOSTA MAGNÉTICA DE MATERIAIS  
SUPERCONDUTORES POR MEIO DE MEDIDAS DE  
SUSCEPTIBILIDADE AC**

**Diego Saldanha da Rosa**

Trabalho de Conclusão de Curso apresentado ao Curso Bacharelado em Física da Universidade Federal de Santa Maria (UFSM, RS), como requisito parcial para obtenção do grau de **Bacharel em Física.**

**Orientador: Prof. Lucio Strazzabosco Dorneles**

**Santa Maria, RS, Brasil**

**2010**

---

©2010

Todos os direitos autorais reservados a Diego Saldanha da Rosa.

A reprodução de partes ou do todo deste trabalho só poderá ser feita mediante a citação da fonte, com autorização do autor.

Endereço: Laboratório de Magnetismo e Materiais Magnéticos, Departamento de Física, Centro de Ciências Naturais e Exatas, Universidade Federal de Santa Maria, Avenida Roraima, 1000, Bairro Camobi, 97105-900, Santa Maria - RS

Fone: +55(55)3220-8618, +55(55)99117-9799;

e-mail: [diego.saldanha@ymail.com](mailto:diego.saldanha@ymail.com)

L<sup>A</sup>T<sub>E</sub>X

---

**Universidade Federal de Santa Maria  
Centro de Ciências Naturais e Exatas  
Curso Bacharelado em Física**

A Comissão Examinadora, abaixo assinada,  
aprova o Trabalho de Conclusão de Curso

**ESTUDO DA RESPOSTA MAGNÉTICA DE MATERIAIS  
SUPERCONDUTORES POR MEIO DE MEDIDAS DE  
SUSCEPTIBILIDADE AC**

elaborada por  
**Diego Saldanha da Rosa**

como requisito parcial para obtenção do grau de  
**Bacharel em Física**

**COMISSÃO EXAMINADORA:**

**Lucio Strazzabosco Dorneles, Dr.**  
(Presidente/orientador)

**Ana Augusta Mendonça de Oliveira, Dr. (UFSM)**

**Marcos André Carara, Dr. (UFSM)**

Santa Maria, 09 de dezembro de 2010.

*"Is it possible to learn this power?"  
"Not from a Jedi".*

*(Anakin Skywalker and Palpatine; Star Wars: Episode III)*



## AGRADECIMENTOS

Esta é a parte mais difícil de se escrever, pois TODOS de alguma forma contribuíram e com certeza vou esquecer de alguém.

Muito obrigado:

Aos professores *Lucio Dorneles* e *Ana Augusta* pela orientação e pela paciência, *Marcos Carara* pela ajuda e ao professores *Luiz Fernando Schelp* e *Teco* pela amizade.

Aos ex-integrantes do LMMM: *Luiz, Rafael Gomes* pela ajuda, mesmo que sendo curta foi de grande importância e *Callegari* pela amizade e as boas conversas com o Grande Oráculo.

Aos colegas do LMMM que estão sempre dispostos a uma conversa, útil ou não: *Matheus Gamino, Fábio Beck, Luciane, Thiago Mori, Rafael Dela Pace, Josué, Dieivase, Danusa, Paula, Gazola, Adolfo...*

Em especial pela amizade *Paloma* e *Vivian* que não sei como nos aguentamos ainda !!!

Aos professores *Paulo Pureur* e *Jacob*, do Laboratório de Resistividade da UFRGS, por colaborar com as amostras de YBCO;

E todos os amigos que de alguma maneira me ajudaram e incentivaram.

Minha família pelo incentivo e ajuda em todas as horas.

## **RESUMO**

Trabalho de Conclusão de Curso  
Curso Bacharelado em Física  
Universidade Federal de Santa Maria

### **ESTUDO DA RESPOSTA MAGNÉTICA DE MATERIAIS SUPERCONDUTORES POR MEIO DE MEDIDAS DE SUSCEPTIBILIDADE AC**

AUTOR: DIEGO SALDANHA DA ROSA

ORIENTADOR: LUCIO STRAZZABOSCO DORNELES

Data e Local da Defesa: Santa Maria, 09 de dezembro de 2010.

O estudo de propriedades magnéticas de um material supercondutor pode ser conduzido por meio de medidas de susceptibilidade AC. Em particular neste trabalho, apresentamos uma revisão teórica sobre o fenômeno da supercondutividade, introduzimos a técnica de susceptibilidade AC e descrevemos pormenorizadamente, os experimentos, à baixa temperatura, realizados durante o período a que se refere o presente trabalho. É importante ressaltar que a realização dos experimentos permitiu-nos adquirir familiaridade tanto com a técnica quanto com o equipamento de medidas. Toda essa experiência acumulada, certamente, nos possibilitará efetuar a caracterização magnética de materiais SC futuramente fabricados no LMMM. Os resultados obtidos mostram de maneira inequívoca a possibilidade de se realizar medidas de susceptibilidade AC. Em adição, evidenciamos ajustes e otimizações necessárias na estação experimental e no procedimento de medidas.

**Palavras-chave:** Susceptibilidade AC. supercondutividade.  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ .

## **ABSTRACT**

Undergraduate Final Study on Physics  
Curso Bacharelado em Física  
Universidade Federal de Santa Maria

### **STUDY THE MAGNETIC RESPONSE OF SUPERCONDUCTORS BY AC SUSCEPTIBILITY MEASUREMENTS**

**AUTHOR: DIEGO SALDANHA DA ROSA**

**ADVISOR: LUCIO STRAZZABOSCO DORNELES**

**Date and Local: Santa Maria, dezembro ,09th , 2010.**

The study of magnetic properties of a superconducting material can be conducted by AC susceptibility measurements. In particular this paper, we present a theoretical review on the phenomenon of superconductivity, we introduce the technique of AC susceptibility and describe in detail the experiments, the low temperature achieved during the period referred to in this paper. Importantly, the experiments allowed us to become acquainted with both the technique and equipment with the measures. This whole experience will certainly enable us to characterize magnetic materials SC manufactured in the future on LMMM. The results show unequivocally the possibility to perform measurements of AC susceptibility. In addition, we prove necessary adjustments and optimizations in the experimental procedure and measures.

**Keywords:** AC Susceptibility. Superconductors.  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ .

## LISTA DE FIGURAS

Figura 2.1 – Superfície crítica de um supercondutor [3]. . . . .	13
Figura 2.2 – Na presença de um campo magnético externo, um supercondutor expulsa o fluxo magnético quando resfriado abaixo de $T_c$ , enquanto que, um condutor perfeito, o fluxo permanece o mesmo. . . . .	14
Figura 2.3 – Profundidade de penetração $\lambda_L$ na interface normal-supercondutora. . . . .	15
Figura 2.4 – (a) Probabilidade $P$ de que um orbital de energia $\varepsilon$ seja ocupado no estado fundamental do gás de Fermi; (b) o estado fundamental BSC difere do estado de Fermi na região de largura na ordem do gap de energia $E_g$ . [5] . . . . .	16
Figura 2.5 – O diagrama mostra as três fases de um supercondutor em um campo magnético aplicado em função do parâmetro de Ginzburg-Landau $\kappa$ [1]. . . . .	17
Figura 2.6 – Magnetização em função da intensidade de campo magnético $H$ aplicados em supercondutores (a) do tipo I e (b) do tipo II. . . . .	18
Figura 2.7 – Interface entre domínios normal e supercondutor para (a) $\kappa < 1$ e (b) $\kappa > 1$ . . . . .	18
Figura 2.8 – Estrutura de vórtices no estado misto de um supercondutor do tipo II. . . . .	19
Figura 3.1 – Representação esquemática do criostato mostrando a localização dos dispositivos internos e externos. . . . .	24
Figura 3.2 – Variação da temperatura com o tempo no interior do criostato. . . . .	25
Figura 3.3 – Esquema de um susceptômetro, ilustrando seus componentes. . . . .	26
Figura 3.4 – Esquema da ligação do circuito compensador com o susceptômetro [2]. . . . .	27
Figura 3.5 – Esquema mostrando o susceptômetro, o porta amostra e a posição que a amostra é colocada. . . . .	28
Figura 3.6 – Diagrama de blocos mostrando o aparato experimental utilizado para a realização das medidas. . . . .	29
Figura 4.1 – Curvas de susceptibilidade magnética AC para amostra de YBCO utilizando PPMS. . . . .	31
Figura 4.2 – Medida de susceptibilidade AC realizada no LMMM em uma amostra supercondutora. . . . .	32
Figura 4.3 – Comparação entre os dados medidos (2) e os dados usados como parâmetro(1). . . . .	32

## SUMÁRIO

<b>RESUMO</b> .....	<b>6</b>
<b>ABSTRACT</b> .....	<b>7</b>
<b>1 INTRODUÇÃO</b> .....	<b>10</b>
<b>1.1 Objetivos</b> .....	10
<b>2 SUPERCONDUTIVIDADE</b> .....	<b>11</b>
<b>2.1 Revisão Histórica</b> .....	11
<b>2.2 Características Básicas do Estado Supercondutor</b> .....	12
2.2.1 Temperatura Crítica .....	12
2.2.2 Efeito Meissner .....	12
2.2.3 Equações de London .....	13
2.2.4 Teoria BCS .....	15
2.2.5 Teoria de Ginzburg-Landau .....	16
<b>2.3 Supercondutores dos Tipos I e II</b> .....	17
2.3.1 Estado misto .....	19
2.3.2 Campo e momento magnético .....	19
2.3.3 Permeabilidade e Susceptibilidade Magnéticas .....	21
<b>3 TÉCNICA EXPERIMENTAL</b> .....	<b>24</b>
<b>3.1 Equipamento Utilizado</b> .....	24
3.1.1 Criostato .....	24
3.1.2 Susceptômetro .....	25
<b>3.2 Medidas de Susceptibilidade AC</b> .....	27
<b>3.3 Amostra</b> .....	29
<b>4 ANÁLISE DOS RESULTADOS</b> .....	<b>31</b>
<b>5 CONCLUSÕES E PERSPECTIVAS</b> .....	<b>34</b>
<b>REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS</b> .....	<b>35</b>

# 1 INTRODUÇÃO

Este trabalho visa utilizar um sistema de medida de susceptibilidade AC que existe no Laboratório de Magnetismo e Materiais Magnéticos (LMMM) para o estudo de supercondutores de alta temperatura crítica.

## 1.1 Objetivos

O objetivo deste trabalho é desenvolver e se familiarizar com a técnica de medidas de susceptibilidade AC em materiais supercondutores com uma resposta conhecida, para que futuramente seja possível fazer medidas em outros materiais supercondutores cujo o comportamento é desconhecido, no próprio Laboratório de Magnetismo e Materiais Magnéticos (LMMM/UFSM).

A medida da susceptibilidade de um material é importante porque é uma boa ferramenta para o entendimento das propriedades magnéticas dos materiais. Pela técnica AC é possível fazer um estudo da susceptibilidade, que é uma medida da variação da magnetização em função de outra variável escolhida, como a temperatura ou campo externo.

Tem-se como objetivo também, uma familiarização com a técnica usada para a medida, e a obtenção de dados da susceptibilidade em materiais supercondutores.

## 2 SUPERCONDUTIVIDADE

### 2.1 Revisão Histórica

O fenômeno da supercondutividade foi descrito por Kamerling Onnes em Leiden, Holanda, em 1911, três anos sua experiência liquefação do Hélio. Kamerlingh Onnes observou que a resistência elétrica de vários metais como mercúrio, chumbo e estanho era zero, ou muito próxima de zero, quando resfriados abaixo de uma temperatura bem definida, denominada de temperatura crítica,  $T_c$ , a qual é característica de cada material.

Outra característica marcante exibida pelos materiais SC's é o diamagnetismo perfeito, descoberto por Meissner e Ochsenfeld em 1933. Eles observaram que quando uma amostra supercondutora é resfriada abaixo de  $T_c$ , na presença de um campo magnético fraco, a indução magnética em seu interior é nula,  $\vec{B} = 0$ .

As possibilidades tecnológicas decorrentes da descoberta do fenômeno da supercondutividade encantou e motivou diversos pesquisadores a propor teorias que explicassem tal fenômeno. A primeira explicação relevante foi descrita em 1935 pelos irmãos Fritz e Heinz London, a qual se baseia em duas equações que governam o comportamento dos campos elétrico e magnético em escala microscópica. Os irmãos London introduziram o conceito de *profundidade de penetração*  $\lambda$ , que denota a extensão espacial de penetração do campo magnético no interior do material supercondutor, constituindo-se, portanto, um comprimento característico do supercondutor.

A teoria de London apresenta algumas limitações, já que é uma teoria local. Então, em 1953, A. B. Pippard argumentando que os elétrons, no estado supercondutor, estão fortemente correlacionados e a indução magnética varia fortemente com a posição nas escalas microscópicas, propôs uma generalização não-local das equações de London. A *eletrodinâmica não-local de Pippard* introduziu o conceito de um segundo comprimento característico do supercondutor, *comprimento de coerência*  $\xi_0$ .

Em 1950, V. L. Ginzburg e L. D. Landau propuseram a primeira teoria quântica fenomenológica para descrever o fenômeno da supercondutividade, conhecida por teoria Ginzburg-Landau, ou simplesmente teoria G-L. Esta formulação origina-se das ideias de Landau para as transições de fase de segunda ordem, as quais fundamentam-se na hipótese da existência de uma variável termodinâmica, denominada de parâmetro de ordem, que caracteriza o estado ordenado de baixas temperaturas. Este parâmetro tende continuamente a zero quando a temperatura é aumentada e se aproxima da temperatura crítica. Ginzburg e Landau introduziram um parâmetro de ordem complexo para a transição supercondutora,  $\Psi(\vec{r})$ . Em adição introduziram o *comprimento de coerência GL*  $\xi_{GL}$  que diferentemente do comprimento de coerência

de Pippard  $\xi_p$  é dependente da temperatura.

Uma explicação microscópica para o fenômeno da supercondutividade, foi apresentada somente em 1957, por John Barden, Leon Cooper e Robert Schrieffer, conhecida por teoria BCS. A ideia principal da teoria é da constatação de que a distribuição de Fermi-Dirac torna-se instável para elétrons com energias próximas à energia de Fermi podendo os mesmos atraírem mutuamente. Estes pares de elétrons são conhecidos como *Pares de Cooper*.

Em 1957, mesmo ano da teoria BCS, Abrikosov publicou um artigo analisando o que ocorreria na teoria GL se o comprimento de coerência GL fosse menor do que a profundidade de penetração. Assim, Abrikosov previu a existência de um outro tipo de supercondutor, denominando tais materiais de supercondutores do tipo II, que se diferenciam dos do tipo I pela ocorrência do estado misto, no qual fluxo magnético penetra o material na forma de linhas de fluxo quantizadas, que também chamamos comumente de vórtices (ou vortex).

## 2.2 Características Básicas do Estado Supercondutor

### 2.2.1 Temperatura Crítica

A passagem de um material para o estado supercondutor ocorre em uma temperatura bem definida, chamada de *temperatura crítica*  $T_c$ . Essa temperatura é característica de cada material, podendo ser determinada experimentalmente.

Aplicando-se um campo magnético suficientemente intenso, a supercondutividade de um material pode ser destruída. Isto ocorre quando o campo aplicado é maior do que um valor crítico, conhecido como campo crítico. Há também um valor limiar para a densidade de corrente de transporte aplicada  $J_c$ . O comportamento crítico de um supercondutor pode ser descrito em termos de uma superfície crítica no espaço tridimensional formado pelo campo magnético aplicado  $H$ , corrente de transporte aplicada  $J_t$  e a temperatura  $T$  [3], conforme ilustra a Figura 2.1.

### 2.2.2 Efeito Meissner

Quando uma amostra supercondutora é resfriada abaixo de  $T_c$ , na presença de um campo magnético fraco, a indução magnética em seu interior é nula.

$$\vec{B} = 0 \tag{2.1}$$

A propriedade do diamagnetismo perfeito não é uma consequência natural da condu-

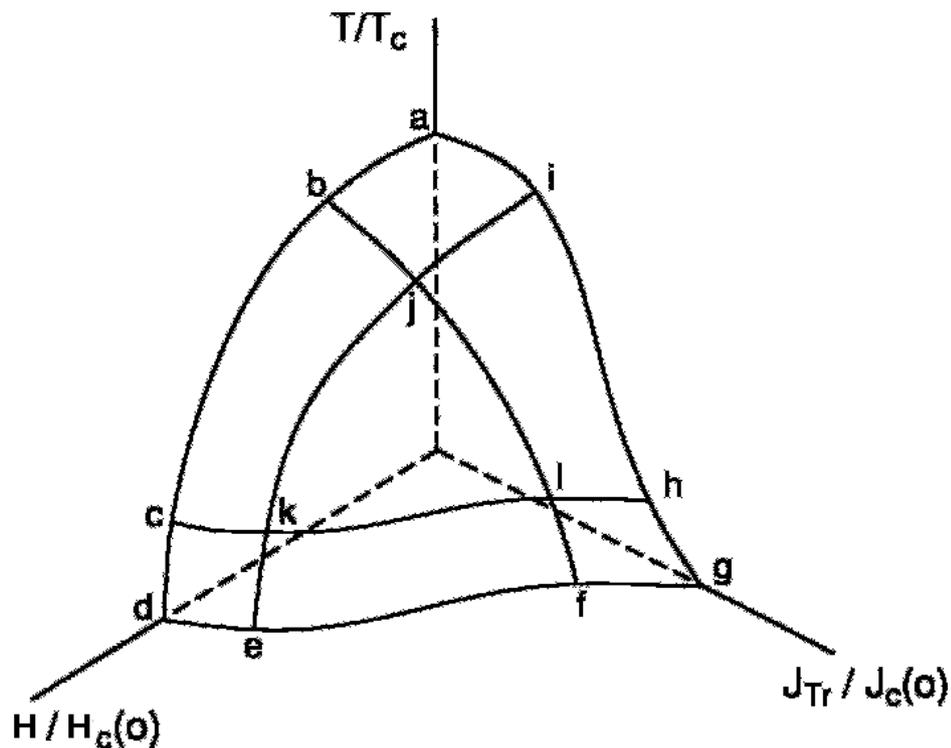


Figura 2.1: Superfície crítica de um supercondutor [3].

tividade perfeita. As equações de Maxwell predizem que o campo magnético no interior de um condutor perfeito é independente do tempo, sugerindo que se existe fluxo no interior do espécime acima de  $T_c$ , nenhuma alteração em sua distribuição deve ser detectada quando o mesmo for resfriado a uma temperatura inferior a  $T_c$ , como ilustra esquematicamente a Figura 2.2. A expulsão do fluxo magnético nos supercondutores é conhecida como *efeito Meissner*, e ocorre devido ao aparecimento de correntes superficiais em uma fina camada do material. Estas correntes produzem um campo magnético que anula o campo externo no interior do supercondutor.

$$\vec{M} = -\vec{H} \quad (2.2)$$

### 2.2.3 Equações de London

Os irmãos London propuseram uma teoria fenomenológica que permitiu explicar o efeito Meissner.

Considerando a propriedade de condutividade perfeita foi estabelecido a seguinte equação de movimento para os superelétrons na presença de um campo elétrico, que é conhecida como a primeira equação de London:

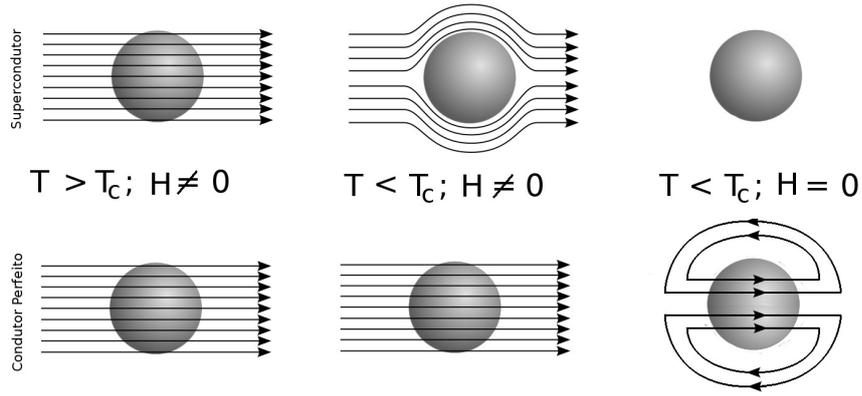


Figura 2.2: Na presença de um campo magnético externo, um supercondutor expulsa o fluxo magnético quando resfriado abaixo de  $T_c$ , enquanto que, um condutor perfeito, o fluxo permanece o mesmo.

$$\vec{E} = \frac{\partial}{\partial t} (\Lambda \vec{J}_s) \quad (2.3)$$

onde

$$\Lambda = \mu_0 \lambda_L^2 = \frac{m^*}{n_s e^{*2}} \quad (2.4)$$

é um parâmetro fenomenológico e  $m^*$  e  $e^*$  são a massa e a carga dos superelétrons, respectivamente,  $\mu_0$  é a permeabilidade do vácuo,  $\vec{J}$  é a densidade de supercorrente e  $\lambda_L$ , o comprimento de penetração de London.

A densidade de elétrons supercondutores,  $n_s$ , varia continuamente de um vetor nulo zero, em  $T_c$ , para um valor limite  $n$ , em  $T \ll T_c$ . Aqui,  $n = n_s + n_n$ ;  $n_n$  é a densidade de elétrons normais em um material supercondutor.

A segunda equação de London postula que a densidade de supercorrente  $\vec{J}$  é proporcional ao potencial vetor  $\vec{A}$ ,

$$\vec{J} = -\frac{1}{\mu_0 \lambda_L^2} \vec{A} \quad (2.5)$$

Expressando o campo de indução  $\vec{B}$  por  $\vec{B} = \vec{\nabla} \times \vec{A}$ , uma outra maneira de escrever a equação (2.5) é:

$$\vec{\nabla} \times \vec{J} = -\frac{1}{\mu_0 \lambda_L^2} \vec{B} \quad (2.6)$$

A segunda equação de London combinada com a lei de Ampère  $\nabla \times \vec{B} = \mu_0 \vec{J}$  resulta em:

$$\nabla^2 \vec{B} = \frac{\vec{B}}{\lambda} \quad (2.7)$$

A equação (2.8) revela que  $\vec{B}$  é exponencialmente amortecida à medida que penetra no material SC. Consideremos um supercondutor ocupando o espaço positivo do eixo  $x$ , como ilustra na Figura 2.3. Se o campo magnético de magnitude  $H_0$ , é paralelo à interface, temos no interior do material, de acordo com a equação (2.7), a seguinte dependência:

$$B(x) = B_0 e^{-\frac{x}{\lambda_L}} \quad (2.8)$$

Aqui,  $\lambda_L$  mede a profundidade de penetração do campo, conhecido como *profundidade de penetração de London*[5].

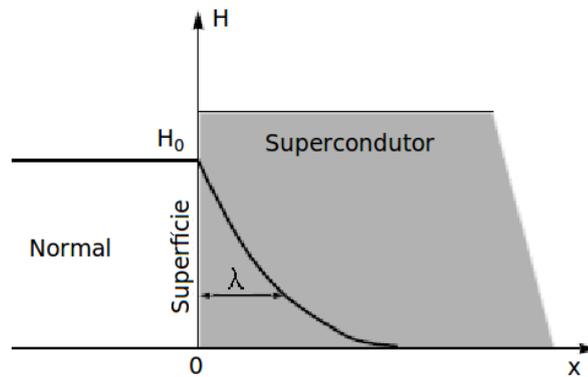


Figura 2.3: Profundidade de penetração  $\lambda_L$  na interface normal-supercondutora.

#### 2.2.4 Teoria BCS

A formulação BCS é baseada no problema de Cooper. Ele estudou o quê acontece quando dois elétrons são adicionados a um metal  $T = 0 K$ , de modo que sejam forçados, pelo princípio de exclusão de Pauli, a ocupar estados acima do nível de Fermi,  $\epsilon > \epsilon_F$ . Foi verificado que se existe uma interação atrativa entre os elétrons, mesmo que fraca, ocorrerá a formação de um par ligado de elétrons. Estes pares são chamados de *pares de Cooper*, com momenta e spins iguais e opostos e energia total menor que  $2\epsilon_F$ . Um par de Cooper só pode existir na presença de um "background" formado pelo mar de Fermi, que bloqueia a participação dos elétrons abaixo do nível de Fermi via princípio de exclusão. Os pares de Cooper são os responsáveis pelo transporte de carga em um material supercondutor.

A teoria BCS supõe que o estado fundamental de um supercondutor, no qual os portadores de cargas são pares de Cooper, pode ser representado por uma função de onda de muitas partículas, a qual é formada pelo produto de função de onda de pares de Cooper, com a mesma energia e descritas pelo mesmo estado quântico. Este estado fundamental é separado dos estados excitados por um gape de energia  $2\Delta$ .

A formação do estado fundamental BCS é sugerido pela Figura 2.4. O estado BCS em

(b) contém, a primeira vista, energias maiores do que o estado de Fermi. Nota-se que a energia cinética do estado BCS é maior do que o estado de Fermi, Entretanto, a energia potencial atrativo do estado BCS tende a diminuir a energia total do estado BCS com relação ao estado de Fermi [5].

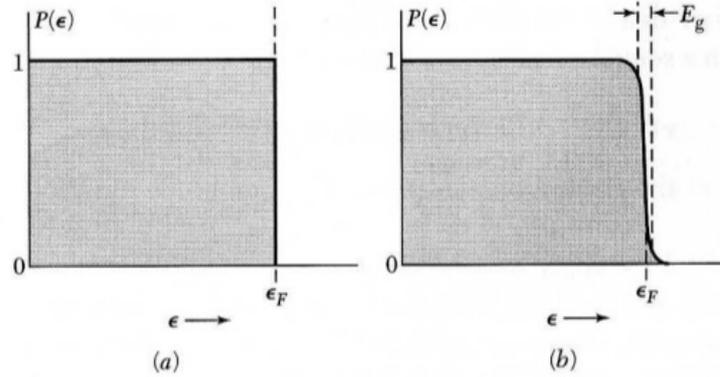


Figura 2.4: (a) Probabilidade  $P$  de que um orbital de energia  $\epsilon$  seja ocupado no estado fundamental do gás de Fermi; (b) o estado fundamental BCS difere do estado de Fermi na região de largura na ordem do gap de energia  $E_g$ . [5]

### 2.2.5 Teoria de Ginzburg-Landau

A teoria G-L introduz a noção de que é possível identificar para a transição supercondutora um parâmetro de ordem. Para a transição SC GL adotaram como parâmetro de ordem uma pseudo-função de onda complexa  $\Psi(\vec{r})$ , com  $|\Psi(\vec{r})|^2$  representando a densidade local de superpartículas;

$$|\Psi(\vec{r})|^2 = n_s(\vec{r}) \quad (2.9)$$

e expressaram a energia livre de Gibbs  $G$  do sistema como uma expansão em série de potências de  $\Psi$  e  $\vec{\nabla}\Psi$ . Minimizando  $G$  para variações de  $\Psi$  e de  $\vec{A}$ , obtiveram:

$$\frac{1}{2m^*} \left( \frac{\hbar}{i} \nabla - e^* A \right)^2 \Psi + \beta |\Psi|^2 \Psi = -\alpha \Psi \quad (2.10)$$

onde  $\alpha$  e  $\beta$  são coeficientes da expansão. A eq.(2.10) é a primeira equação G-L, a qual descreve a variação de  $\Psi(\vec{r})$  no interior de uma amostra supercondutora.

A segunda equação de G-L é obtida a partir da minimização da energia livre com relação às variações de  $\vec{A}$ ;

$$j_s = \frac{e^* \hbar}{2m^* i} (\Psi^* \nabla \Psi - \Psi \nabla \Psi^*) - \frac{e^{*2}}{m^*} |\Psi|^2 \vec{A} \quad (2.11)$$

Tal equação fornece a distribuição de correntes no material supercondutor.

O comprimento de coerência G-L, pode ser derivado a partir da 1ª eq. G-L,

$$\xi(T) = \left( \frac{\hbar^2}{|2m^* \alpha(T)|} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (2.12)$$

Tal comprimento, dependente da temperatura, é uma escala típica da variação espacial do parâmetro de ordem  $|\Psi^2|$ . Em um supercondutor convencional, para  $T \ll T_c$ ,  $\xi(T) \simeq \xi_0$  i.e., o comprimento de coerência é independente da temperatura; no entanto,  $T \approx T_c$ ,  $\xi(T)$  diverge com  $(T_c - T)^{-\frac{1}{2}}$  [4].

A razão entre os dois comprimentos característicos definidos anteriormente é chamado de parâmetro G-L.

$$\kappa = \frac{\lambda_L(T)}{\xi(T)} \quad (2.13)$$

Vale ressaltar que  $\lambda$  diverge para temperaturas próximas a  $T_c$  e, portanto, esta razão adimensional é aproximadamente independente da temperatura. Tal parâmetro é importante, pois fornece um critério útil para a classificação dos materiais supercondutores em tipo I e tipo II.

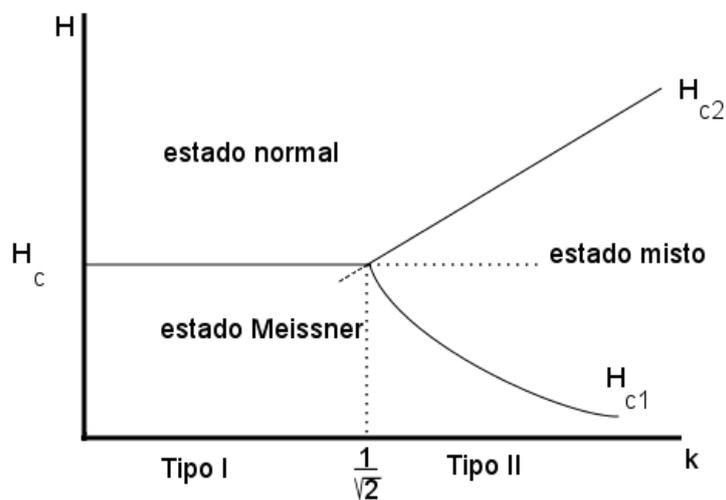


Figura 2.5: O diagrama mostra as três fases de um supercondutor em um campo magnético aplicado em função do parâmetro de Ginzburg-Landau  $\kappa$  [1].

### 2.3 Supercondutores dos Tipos I e II

Dependendo do valor de  $\kappa$ , os supercondutores são divididos em 2 tipos: I e II.

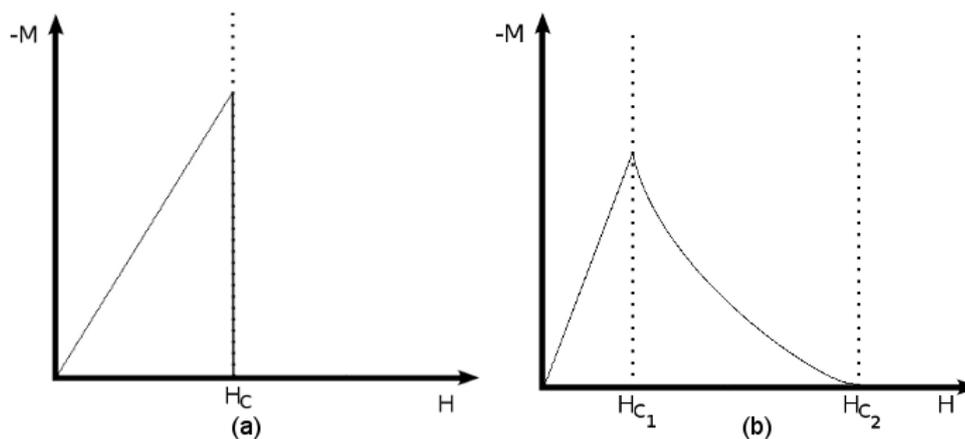


Figura 2.6: Magnetização em função da intensidade de campo magnético  $H$  aplicados em supercondutores (a) do tipo I e (b) do tipo II.

Nos materiais do tipo I o campo magnético é totalmente expulso do material até que se alcance um valor crítico  $H_c$ , acima do qual o campo penetra completamente na amostra, suprimindo o estado supercondutor. Em materiais do tipo II a expulsão total do fluxo magnético até o campo crítico inferior  $H_{c1}$ . Para campos acima do campo crítico superior  $H_{c2}$  o campo magnético penetra completamente no material transitando para o estado normal. Entre  $H_{c1}$  e  $H_{c2}$  existe o estado misto no qual o campo magnético penetra no supercondutor na forma de linhas de fluxo quantizados (vortex).

Se o comprimento de coerência  $\xi$  é maior do que a profundidade de penetração  $\lambda$ ,  $\kappa < \frac{1}{\sqrt{2}}$ , o supercondutor será do tipo I. Caso contrário,  $\lambda, \kappa > \frac{1}{\sqrt{2}}$  será do tipo II.

Considerando a interface normal-supercondutora esboçada na Figura 2.7.

Supercondutores do tipo I têm energia de superfície positiva e supercondutores do tipo II têm energia de superfície negativa, ou seja, é energeticamente favorável para supercondutores do tipo II formar o maior número possível destas interfaces [5]. A figura 2.7 mostra a diferença nas interfaces das fases normal e supercondutora para materiais (a) do tipo I e (b) do tipo II.

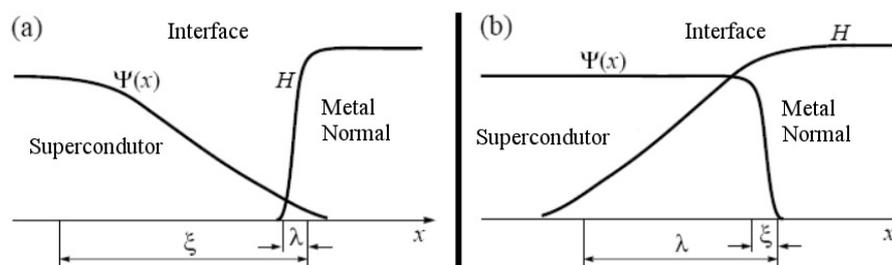


Figura 2.7: Interface entre domínios normal e supercondutor para (a)  $\kappa < 1$  e (b)  $\kappa > 1$ .

### 2.3.1 Estado misto

Supercondutores do tipo II distinguem-se pela ocorrência do estado misto, no qual fluxóides penetram no material e formam estruturas cujas propriedades elásticas, térmicas, elétricas e magnéticas assemelham-se às da matéria condensada, justificando-se assim o termo matéria de vórtices para denominar o objeto de investigação que caracteriza esses estado.

A estrutura de um vórtice individual depende do comprimento de coerência e da profundidade de penetração. Um vórtice tem um núcleo normal cujo o raio é o comprimento de coerência, circundado por supercorrentes que produzem campo magnético. No centro do núcleo, o campo magnético alcança o seu maior valor, decaindo exponencialmente a zero com o comprimento característico  $\lambda$ .

No estado misto, entre  $H_{c1}$  e  $H_{c2}$ , os vórtices se difundem sobre o volume do material supercondutor e se auto-organizam em uma rede regular, conhecida como rede de Abrikosov. A Figura 2.8 ilustra esquematicamente a configuração de vórtices no estado misto.

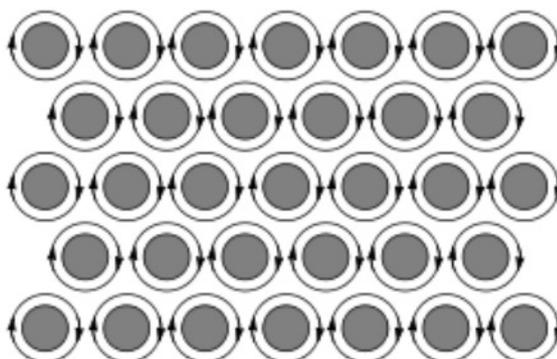


Figura 2.8: Estrutura de vórtices no estado misto de um supercondutor do tipo II.

### 2.3.2 Campo e momento magnético

Fenômenos que envolvem campos magnéticos são observados na natureza em uma ampla escala de comprimento, isto é, desde a escala nanoscópica até à astronômica. Esses campos magnéticos podem ser observados em torno de ímãs permanentes ou fios percorridos por correntes elétricas, provocando efeitos diversos sobre cargas em movimento e materiais magnéticos. Oersted observou que uma corrente elétrica fluindo por um fio condutor produz um efeito magnético, mudando a orientação da agulha de uma bússola colocada próxima a esse fio. Esse fenômeno foi explicado mais tarde por Ampère, que relacionou a densidade de corrente elétrica ao campo magnético  $\vec{B}$  (indução magnética),

$$\nabla \times \vec{B} = \mu_0 \vec{J} \quad (2.14)$$

Após a descoberta dos efeitos magnéticos das correntes, Ampère sugeriu que a magnetização dos materiais teriam origem nas correntes microscópicas intrínsecas do material. Especificamente dentro da amostra pode-se pensar que essas correntes elétricas internas circulam em espiras de corrente [9].

Assim, pode-se explicar o que chamamos de momento magnético  $\vec{m}$ . Assumindo que uma corrente elétrica  $i$  percorre uma dessas espiras internas de área infinitesimal  $d\vec{A}$ , o momento magnético  $d\vec{m}$  de uma espira pode ser quantificado como

$$d\vec{m} = i d\vec{A} \quad (2.15)$$

o sentido do vetor área  $\vec{A}$  depende do sentido da corrente elétrica na espira. Imaginando a espira de corrente no plano da página, se o sentido da corrente for horário o vetor momento magnético aponta para dentro da página.

Assim, a soma dos momentos magnéticos  $d\vec{m}$  desses pequenos laços de corrente é o momento magnético  $\vec{m}$ , que para uma espira de tamanho finito é dado pela expressão

$$\vec{m} = i \int d\vec{A} \quad (2.16)$$

onde considera que as correntes que fluem pelos pequenos laços de corrente no interior do material cancelam-se mutuamente, levando a corrente à percorrer o perímetro externo da espira de tamanho finito, englobando todos os menores.

O momento magnético de uma espira de corrente, no limite de uma pequena área e com momento finito, é similar ao de um dipolo magnético e sua energia pode ser quantificada como:

$$E = -\mu_0 \vec{m} \cdot \vec{H} = -\mu_0 (mH \cos\theta), \quad (2.17)$$

onde  $\theta$  é o ângulo entre o momento magnético  $\vec{m}$  e o campo magnético externo  $\vec{H}$  e  $\mu_0$  é a permeabilidade magnética no vácuo [10].

Cada material pode responder de maneira diferente à presença de campo magnético.

Isso ocorre conforme as propriedades de seus átomos e moléculas individuais, além das interações entre estes. Estas propriedades magnéticas do material são relacionadas à magnetização  $\vec{M}$ , definida como:

$$\vec{M} = \lim_{\Delta V \rightarrow 0} \frac{1}{\Delta V} \sum_i \vec{m}_i \quad (2.18)$$

onde  $\Delta V$  é um pequeno volume e  $\vec{m}_i$  é o momento magnético do átomo de índice  $i$ . O somatório se estende a todos os átomos do volume  $\Delta V$  [7].

Os vetores campo magnético  $\vec{H}$ , magnetização  $\vec{M}$  e indução magnética  $\vec{B}$  estão relacionados por:

$$\vec{B} = \mu_0(\vec{H} + \vec{M}) \quad (2.19)$$

As relações entre  $\vec{B}$ ,  $\vec{M}$  e  $\vec{H}$  definem a permeabilidade e a susceptibilidade magnética

$$\vec{B} = \mu\vec{H} \quad e \quad \vec{M} = \chi\vec{H} \quad (2.20)$$

que substituídas na equação 2.19 resulta em:

$$\mu = \mu_0(1 + \chi) \quad (2.21)$$

aqui,  $\mu$  e  $\chi$  são a permeabilidade magnética e a susceptibilidade magnética, respectivamente [7].

### 2.3.3 Permeabilidade e Susceptibilidade Magnéticas

Quando um material é submetido a um campo magnético externo  $\vec{H}$ , a sua magnetização  $\vec{M}$  pode variar. A susceptibilidade magnética pode ser tratada como uma função resposta, revelando a forma como a magnetização responde a um campo aplicado.

Considerando um material isotrópico e linear, a permeabilidade,  $\mu$ , e susceptibilidade,  $\chi$ , podem ser escritas na forma escalar. Considerando efeitos de não linearidade da resposta magnética do sistema à aplicação do campo magnético, sendo assim devemos escrever  $\mu$  e  $\chi$  como funções de  $\vec{H}$ .

Logo, para o material isotrópico em questão, as relações que melhor expressam a permeabilidade e a susceptibilidade, são:

$$\mu = \mu(H) = \frac{\partial B}{\partial H} \quad (2.22)$$

$$\chi = \chi(H) = \frac{\partial M}{\partial H} \quad (2.23)$$

Considerando que o material magnético isotrópico é submetido a um campo magnético  $H$ , que é uma superposição de campos magnéticos colineares,  $H = H_{DC} + h$ , onde  $H_{DC} \gg h$ , podemos escrever  $M(H)$  como uma série de Taylor em torno de  $H_{DC}$ :

$$M(H) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{n!} \left( \frac{\partial^n M}{\partial H^n} \right)_{H_{DC}} (H - H_{DC})^n = M_{DC} + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n!} \left( \frac{\partial^n M}{\partial H^n} \right)_{H_{DC}} (H - H_{DC})^n \quad (2.24)$$

Usando a definição de susceptibilidade diferencial, reportada na equação (2.23), obtemos:

$$\chi = \frac{\partial M}{\partial H} = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{(n-1)!} \left( \frac{\partial^n M}{\partial H^n} \right)_{H_{DC}} (H - H_{DC})^{n-1} \quad (2.25)$$

Como  $H_{DC} \gg h$ , teremos que  $H_{DC} \geq H$  e podemos reduzir a equação acima ao termo de primeira ordem,

$$\chi(H_{DC}) = \frac{\partial M}{\partial H} \Big|_{H_{DC}} = \frac{\partial M(H_{DC})}{\partial h} \Big|_{H_{DC}} \quad (2.26)$$

Da mesma, forma a permeabilidade diferencial pode ser definida por

$$\mu(H_{DC}) = \frac{\partial B}{\partial H} \Big|_{H_{DC}} = \frac{\partial B(H_{DC})}{\partial h} \Big|_{H_{DC}} \quad (2.27)$$

As equações (2.26) e (2.27) são válidas para qualquer material e as grandezas  $\chi$  e  $\mu$  podem ser obtidas a partir destas equações desde que a dependência de  $\vec{B}$  e  $\vec{M}$  com  $\vec{H}$  sejam conhecidas.

Considerando que o campo  $h$  é um campo magnético alternado na direção  $z$ , expresso por  $\vec{h} = h_0 \cos(\omega t) \frac{\vec{z}}{|\vec{z}|}$ , e superposto a um campo magnético  $H_{DC}$ , podemos expressar o campo  $H$  na forma:  $H(t) = H_{DC} + h_0 \cos(\omega t)$ . Neste caso, a magnetização do material pode ser escrita como:

$$M(t) = M_0 + m_0 \cos(\omega t - \varphi) = M_0 + m_0 [\cos(\omega t) \cos(\varphi) + \sin(\omega t) \sin(\varphi)] \quad (2.28)$$

onde  $M_0$  é o valor da magnetização para o campo  $H_{DC}$  e  $\varphi$  representa o atraso de  $\vec{M}$  em relação ao campo magnético externo. Como  $\vec{H}_{DC}$  e  $\vec{h}$  são paralelos, a equação acima foi escrita da forma escalar. Aqui,  $\cos(\omega t) = \frac{h}{h_0}$  e  $\sin(\omega t) = -\frac{1}{\omega h_0} \frac{\partial h}{\partial t}$ , ou seja,  $M(t)$  tem uma componente em fase com  $h$  e outra em fase com  $\frac{\partial h}{\partial t}$ .

Fazendo uso da notação complexa

$$h(t) = h_0 [e^{-i\omega t}] M = M_0 + m_0 [e^{-i(\omega t + \varphi)}] = M_0 + \frac{m_0}{h_0} e^{-i\varphi} h \quad (2.29)$$

assim, a susceptibilidade magnética diferencial será escrita como:

$$\chi = \frac{\partial M}{\partial H} = \frac{\partial M}{\partial h} = \frac{m_0}{h_0} e^{i\varphi} = \chi' + i\chi'' \quad (2.30)$$

Para baixas frequência, a magnetização descrita pela equação (2.29) consegue acompanhar o campo magnético oscilante e a susceptibilidade magnética é igual a  $\chi'$ . Com o aumento da frequência do campo alternado, a magnetização  $M$  começa a ter uma defasagem (atraso) em relação ao campo magnético  $H$ , dando origem a uma componente imaginária  $\chi''$ .

Em suma, a susceptibilidade magnética consiste de uma componente real  $\chi'$ , associada

à resposta dos momentos magnéticos excitados pelo campo alternado, e de uma componente imaginária  $\chi''$ , associada à dissipação de energia durante o processo dinâmico de excitação dos momentos.

### 3 TÉCNICA EXPERIMENTAL

#### 3.1 Equipamento Utilizado

##### 3.1.1 Criostato

Para a realização das medidas, utilizamos um criostato, ilustrado esquematicamente na Figura 3.1, que opera com gás Hélio e um compressor. O gás comprimido entra no criostato e flui até o chamado "dedo frio", localizado no centro da câmara, onde ocorre a expansão livre do gás, havendo assim o resfriamento.

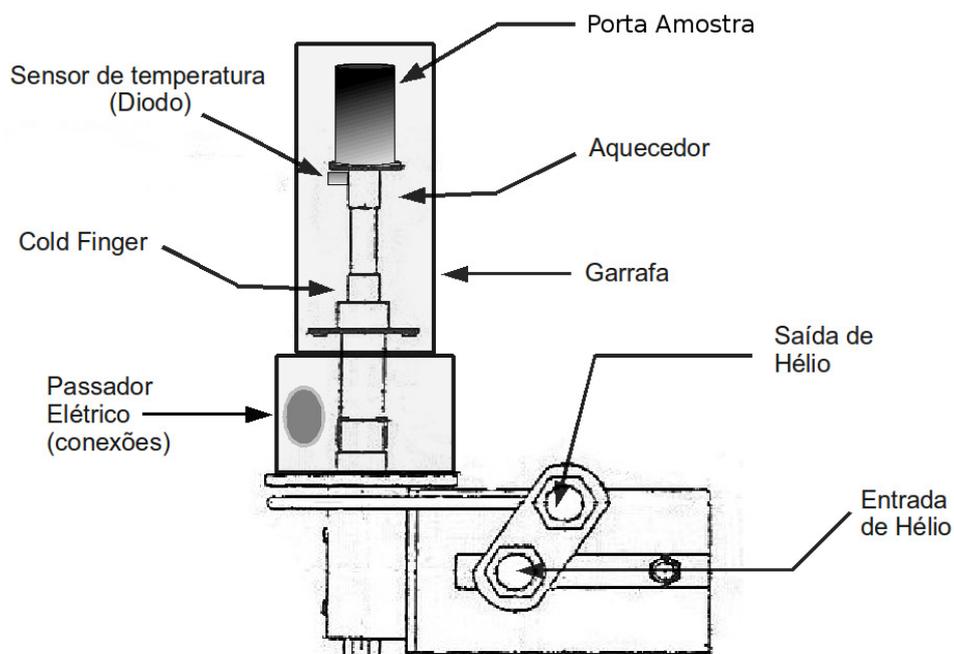


Figura 3.1: Representação esquemática do criostato mostrando a localização dos dispositivos internos e externos.

É necessário fazer vácuo na câmara para evitar trocas de energia por meio de convecção e condução, de modo a permitir um melhor controle da temperatura. Na parte superior do dedo frio está localizado o aquecedor, o qual está ligado a um controlador de temperatura comercial, cuja principal função, no presente trabalho, é controlar a temperatura pelo método PID(proporcional, integral e derivativo). Este controle calcula a diferença entre o valor medido e o valor esperado da temperatura e minimiza esta diferença por ajustes nos controles de entrada.

O sensor de temperatura utilizado é um diodo. Uma corrente passa pelo interior do

diodo e, uma medida a diferença de potencial é medida sobre o mesmo. Essa diferença de potencial é proporcional a temperatura. O controlador recebe informações da temperatura no interior do criostato, com essa informação o controlador calcula por meio PID, e corrige a corrente a ser mandada para o aquecedor, que é fixo no dedo frio. O controle da temperatura mostra-se satisfatório. Na Figura 3.2 mostramos a variação temporal da temperatura para uma temperatura fixa de 20 K.

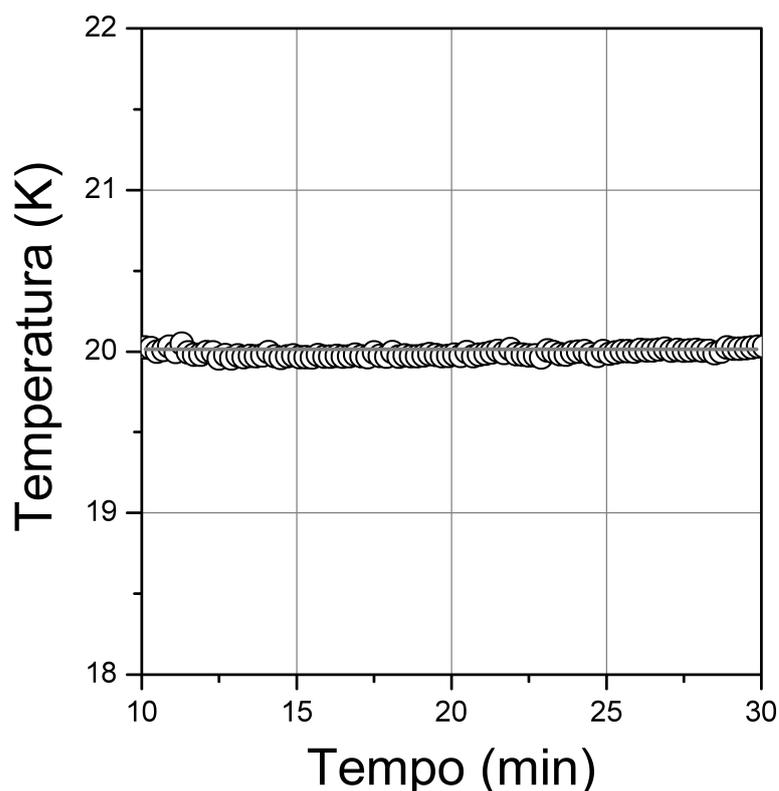


Figura 3.2: Variação da temperatura com o tempo no interior do criostato.

### 3.1.2 Susceptômetro

Um susceptômetro é constituído de uma bobina primária, enrolada por um fio de cobre por onde flui uma corrente AC. Um campo magnético alternado é gerado no seu interior, o qual é usado para excitar a amostra. No interior da bobina primária são colocadas duas bobinas secundárias: a bobina sensora e a bobina de compensação. Estas bobinas são ligadas em série e em oposição de fase, como ilustrado na Figura 3.3. A variação do fluxo magnético na bobina primária induz uma força eletromotriz ( $\mathcal{E}_s$ ) nos terminais das bobinas secundárias.

O sinal medido é resultante da tensão induzida na bobina sensora, onde está posicionada a amostra, menos a tensão induzida na bobina de compensação. As tensões geradas estão relacionadas à variação do fluxo magnético nas bobinas secundárias. A lei de *Faraday* pode ser escrita como:

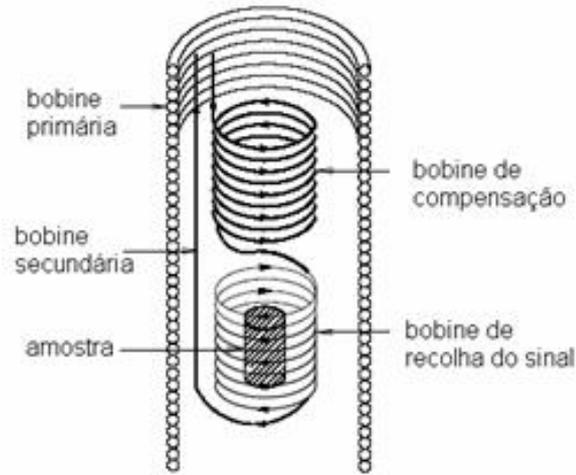


Figura 3.3: Esquema de um susceptômetro, ilustrando seus componentes.

$$\epsilon_s = -\frac{d\phi_1}{dt} + \frac{d\phi_2}{dt} \quad (3.1)$$

$$= -nA_1 \left( \frac{dH}{dt} + \frac{dM}{dt} \right) + nA_2 \frac{dH}{dt} \quad (3.2)$$

$$= -nA_1 \left( \chi \frac{dH}{dt} \right) + n(A_1 - A_2) \frac{dH}{dt} \quad (3.3)$$

onde  $\phi_1$  e  $\phi_2$  são os fluxos magnéticos na bobina sensora e na bobina de compensação respectivamente. A amostra é posicionada na bobina inferior, e possui uma magnetização  $M$ .  $A_1$  e  $A_2$  são as seções transversais das bobinas e  $n$  é o número de espiras, que deve ser igual em ambas.

O sinal gerado pelas bobinas sensoras depende do par de bobinas e também do sinal da amostra. O segundo termo da equação (3.3) é referente a construção das bobinas sensoras, que deve ser anulado para ter somente o sinal referente à amostra. A fim de anular este termo é usado um circuito de balanceamento proposto por Gelfuso e colaboradores [8], ilustrado na figura 3.4.

O sinal gerado pelo *lock-in* passa por um transformador para desacoplar o circuito de terra e impedir que correntes parasíticas gerem ruídos indesejáveis. A corrente sai do transformador flui pela bobina primária e pelo circuito balanceador, assim é gerado um campo magnético oscilante que pode ser modulado de modo que a indutância mútua entre as bobinas primária e secundárias seja zero.

Neste trabalho, o susceptômetro utilizado é esquematizado na Figura 3.5. A parte (a) são as bobinas sensoras que são ligadas em série e oposição de fase, (b) é a bobina de excitação, ambos são feitos de *Teflon*<sup>®</sup>, que é um material que, com as variações de temperatura mantém suas dimensões praticamente constantes.

O porta amostra, esquematizado na parte (c) na Figura 3.5, é composto por uma região

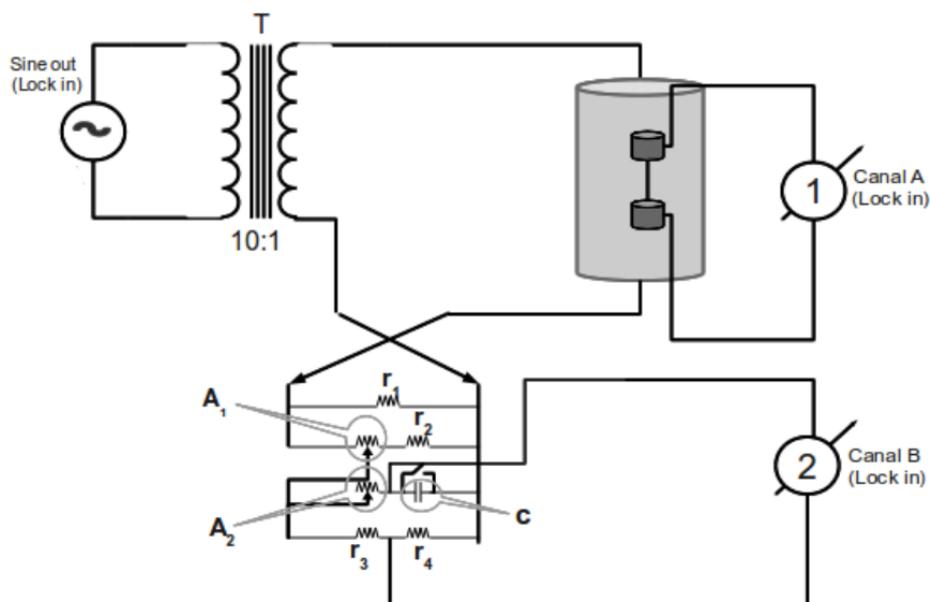


Figura 3.4: Esquema da ligação do circuito compensador com o susceptômetro [2].

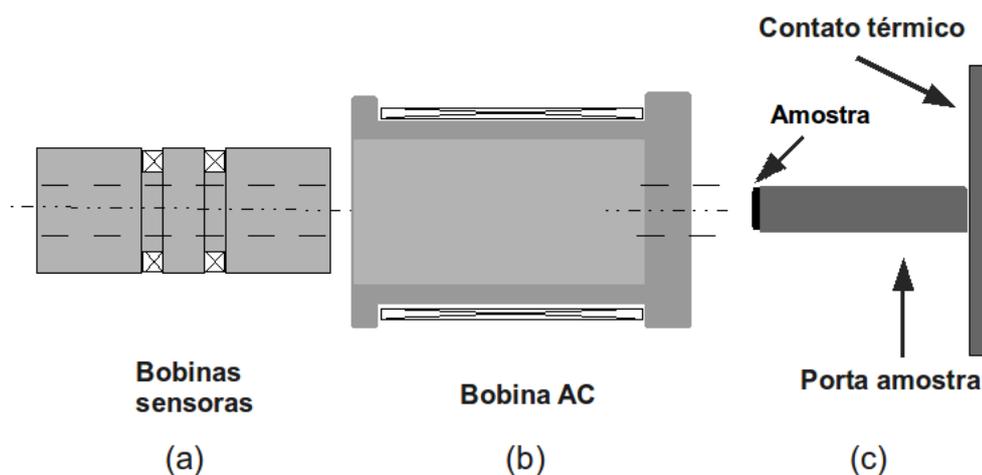


Figura 3.5: Esquema mostrando o susceptômetro, o porta amostra e a posição que a amostra é colocada.

que está em contato com o reservatório térmico e por um pequeno cilindro, onde a amostra é posicionada na sua extremidade. A amostra fica no centro de uma das bobinas sensoras, em uma posição perpendicular ao campo gerado na bobina AC. O porta amostra é feito de latão, por ser um material não-magnético não influencia nos resultados.

### 3.2 Medidas de Susceptibilidade AC

Para realização das medidas, o susceptômetro é posicionado no interior do criostato, o criostato é fechado e é feito vácuo na região experimental. O gerador de função é ligado afim de aplicar o campo AC na amostra, e o compressor então é ligado para o resfriamento do

sistema.

A Figura 3.6 mostra o diagrama de blocos do sistema experimental utilizado.

A bobina AC (6) é ligada em série com o transformador desacoplador (2) e ao circuito compensador (2), estando ambos ligados à saída senoidal do *lock-in* (1).

O sinal de tensão em (7), proporcional a susceptibilidade, é medido pelo *lock-in* (1). O *lock-in* recebe dois sinais: no canal A, a tensão referente ao sinal da amostra (8), e no canal B, a correção do circuito compensador (2), ligados como  $A - B$ , para que a resposta lida seja somente da amostra.

O controlador de temperatura (3) aplica uma tensão no aquecedor, e a taxa de aquecimento pode ser controlada por uma rampa ( $K/min$ ) e o controle PID fica encarregado de manter a temperatura estável. Essa rampa mantém o aquecimento sob controle a uma pequena taxa, por exemplo a  $1K/min$ , sendo assim cada medida variando para a temperatura de  $60K$  a  $110K$ , estima-se um tempo de medida de aproximadamente 1 hora, sem levar em conta o processo de resfriamento.

Tanto o *lock-in* quanto o controlador de temperatura estão ligados a um computador (4) por meio de uma interface GPIB. É usado um programa, na plataforma *HPVee*<sup>®</sup>, que faz uma leitura dos dados disponibilizado pelos instrumentos e fornece os resultados.

Os parâmetros experimentais selecionados para a realização das medidas foram: uma

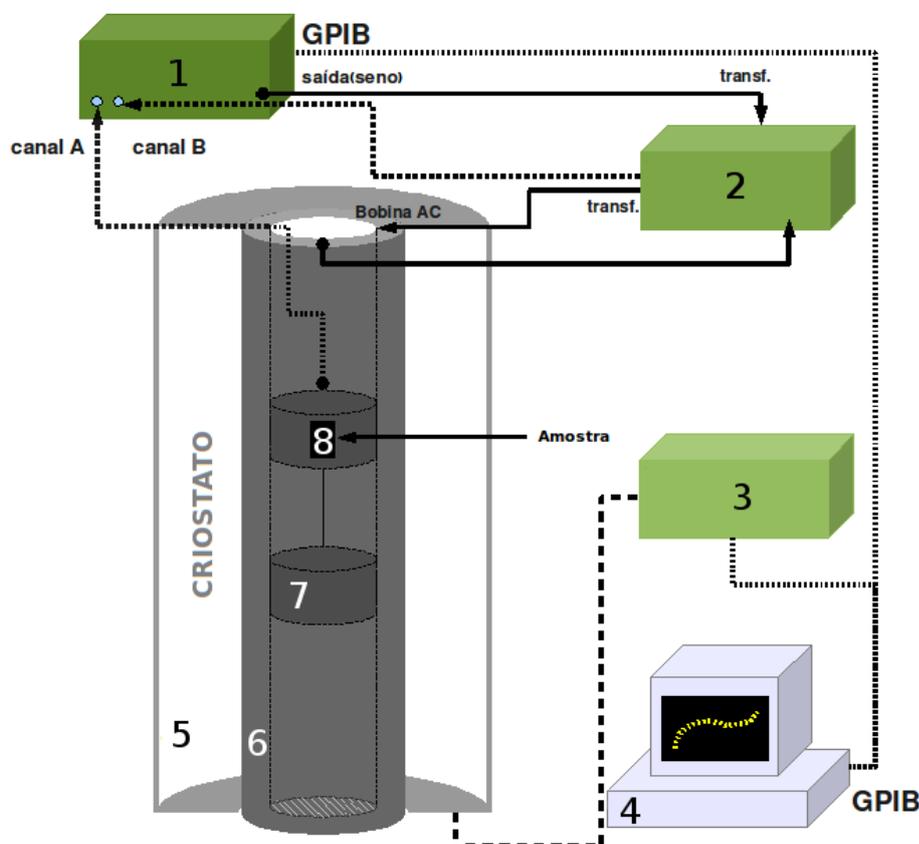


Figura 3.6: Diagrama de blocos mostrando o aparato experimental utilizado para a realização das medidas.

onda senoidal com frequência de  $100\text{ Hz}$  e amplitude de  $0,5\text{ V}$ . Esta voltagem passa pelo transformador desacoplador e uma parte, em torno de um décimo da voltagem, volta para à bobina primária, gerando um campo magnético alternado com amplitude de aproximadamente  $0,1\text{ Oe}$ . Parâmetros como tempo de integração e sensibilidade são escolhido de acordo com a amostra estudada.

### 3.3 Amostra

Foi medida a susceptibilidade magnética AC do composto  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  (YBCO) em forma massiva, obtido pelo método da reação em estado sólido a partir dos pós precursores:  $Y_2O_3$ ,  $BaCO_3$  e  $CuO$ . Neste processo, os compostos são misturados mecanicamente e então aquecidos a elevadas temperaturas para que se obtenha o produto final.

As primeiras medidas de susceptibilidade obtidas para a amostra de YBCO foram realizadas utilizando o módulo ACMS ("AC measurement system") da estação experimental PPMS ("physical property measurement system", modelo 6000, fabricado pela Quantum Design), que opera em temperaturas entre  $1,8$  e  $400\text{ K}$  e permite atingir campos magnéticos de até  $9\text{ T}$ .

Neste estágio do trabalho, estávamos interessados em aferir, com precisão, a temperatura crítica da amostra e utilizar tais medidas como "calibração" para o nosso aparato experimental. Foram realizadas medidas com diferentes campos AC e DC.

## 4 ANÁLISE DOS RESULTADOS

Inicialmente, uma amostra cerâmica foi caracterizada em um equipamento comercial (SQUID) a susceptibilidade do material, a fim de definir sua temperatura crítica e se usar como parâmetro nas medidas feitas. Realizadas pela professora Ana Augusta na Universidade Federal de São Carlos, UFSCar. Foram realizadas medidas com diferentes campos AC.

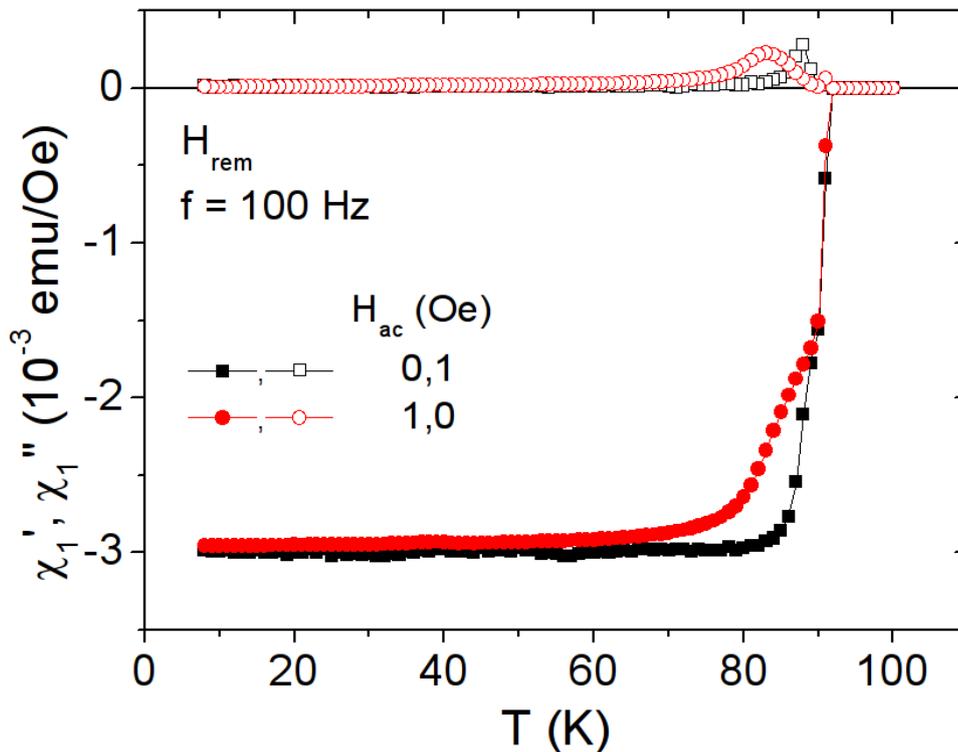


Figura 4.1: Curvas de susceptibilidade magnética AC para amostra de YBCO utilizando PPMS.

Na Figura 4.1, reportamos a medida de susceptibilidade magnética AC obtida para a amostra de YBCO. Os parâmetros experimentais utilizados foram: frequência de 100 Hz e campos AC de 0,1 Oe e 1,0 Oe. Note que é possível identificar, com precisão, a temperatura crítica da amostra,  $T_c \approx 92$  K.

Na fase normal, as componentes real e imaginária da susceptibilidade são positivas e próximas de zero, entretanto quando a amostra é resfriada abaixo de  $T_c$  há a ocorrência do efeito Meissner e, por conseguinte, a componente real é negativa. Por outro lado, a componente imaginária apresenta um máximo, o qual está associada à dissipação de energia decorrente das movimentações viscosa dos vórtices.

Na Figura 4.2, apresentamos a curva de susceptibilidade magnética AC obtida para a amostra de YBCO realizada no LMMM. Nela podemos observar claramente a ocorrência da transição supercondutora em uma temperatura bem definida.

Na Figura 4.3 comparamos as curvas mostradas nas Figuras 4.1 e 4.2. Para tanto, as

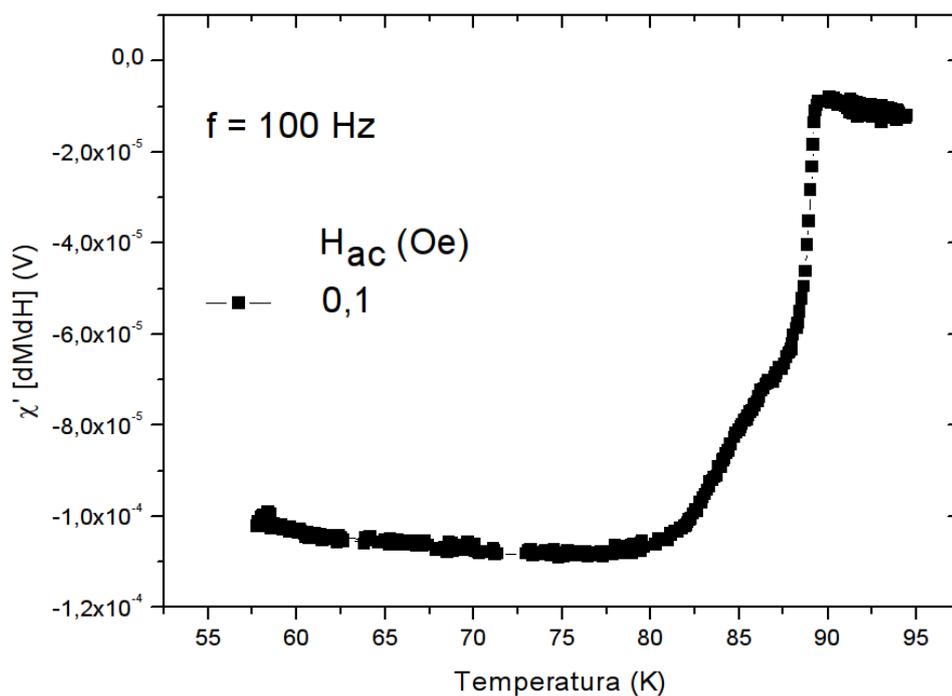


Figura 4.2: Medida de susceptibilidade AC realizada no LMMM em uma amostra supercondutora.

mesmas foram normalizadas pelo valor da componente real da susceptibilidade medida na mais baixa temperatura.

Pode-se notar que a curva obtida no LMMM está deslocada para temperaturas mais

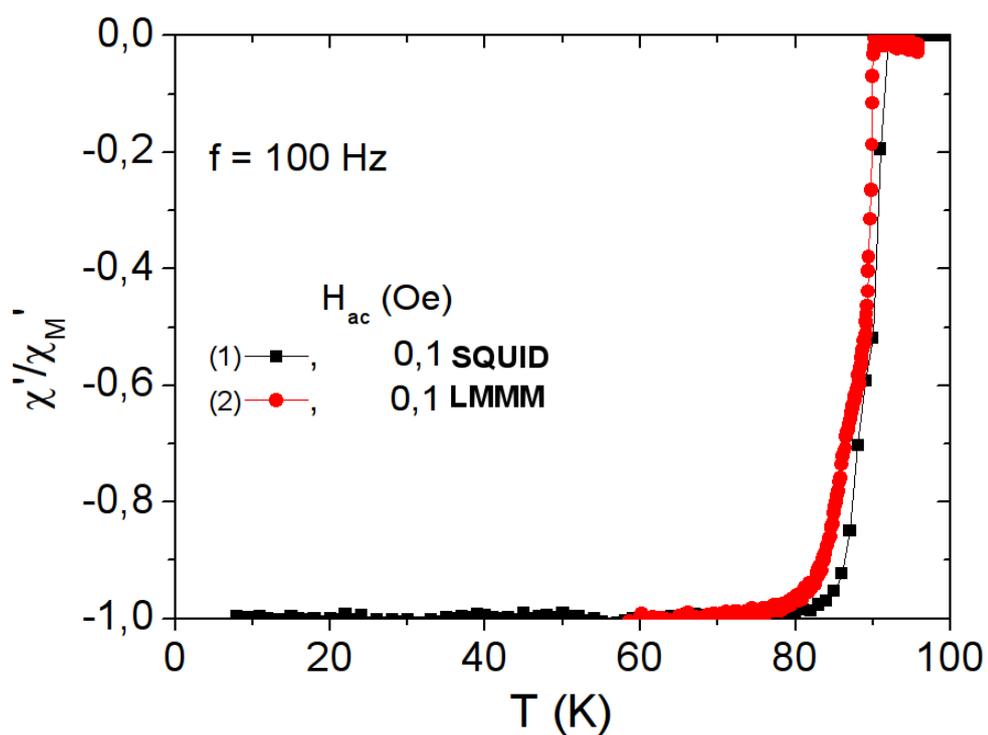


Figura 4.3: Comparação entre os dados medidos (2) e os dados usados como parâmetro(1).

baixas. Como as duas medidas foram feitas em períodos diferentes (diferença de  $\approx 1$  mês) é possível que a amostra tenha se deteriorado (oxidação). Por outro lado, também é possível que o valor absoluto da temperatura medida no LMMM não esteja correto em virtude do controle de temperatura. A diferença estimada entre os  $T_c$ 's é de  $\approx 2 K$ .

## 5 CONCLUSÕES E PERSPECTIVAS

É possível medir a susceptibilidade magnética AC em supercondutores de YBCO.

O uso do equipamento proporcionou um estudo na solução de problemas tanto na parte experimental quanto na revisão teórica sobre o estudo de supercondutores. Foi feita medida de uma de suas propriedades, usando a técnica de susceptibilidade AC, a temperatura crítica.

Medidas com campo magnético DC também são possíveis de serem feitas, com a escolha de parâmetros que quer variar como por exemplo, em uma temperatura fixa e variação do campo DC. Também com a chegada ao LMMM de um novo "dedo frio" será possível fazer medidas em altos campo magnéticos usando um eletroímã. Estudo ainda devem ser feitos ajustes no programa que é usado para a obtenção de dados.

## REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- [1] Paulo Pureur, **Estado sólido**, Porto Alegre, Instituto de Física - UFRGS, 2001
- [2] Rafael Gomes, Tese de Mestrado, **Construção de um susceptômetro AC e a susceptibilidade magnética de microfios amorfos recobertos por vidro.**
- [3] C. P. Poole Jr, H. A. Farach and R. J. Creswick, **Superconductivity** - 2nd edition - 2007
- [4] Tinkham, M. **Introduction to Superconductivity**. 2<sup>a</sup>.ed. Dover Books on Physics, 2004.
- [5] Kittel, Charles - **Introduction To Solid State Physics**, 8Th Edition, 2005.
- [6] CULLITY, B. D., **Introduction to Magnetic Materials**. Addison-Wesley Publishing Company, 1972
- [7] de FARIA, C.C., de OLIVEIRA, A.J.A., ORTIZ, W.A., **Estudo de Materiais pela técnica de susceptibilidade AC**, Revista Brasileira de Ensino de Física, v. 22, n. 3, Setembro, 2000
- [8] GELFUSO, V. C., ORTIZ, W. A., **Defasador de Amplitude Variável: um Aparato Simples e Preciso Para Medidas de Suscetibilidade Magnética**, Revista Brasileira de Ensino de Física, v. 22, n. 3, Setembro, 2000.
- [9] RIBEIRO, G.A.P., **As propriedades magnéticas da matéria: um primeiro contato**, **Revista Brasileira de Ensino de Física**, v. 22, n. 3, Setembro, 2000.
- [10] GETZLAFF, M., **Fundamentals of Magnetism**, Springer, New York, 2008