

ROTEIRO PARA ABORDAGEM DA SUPERCONDUTIVIDADE EXPERIMENTAL NO ENSINO DE FÍSICA



Fábio Saraiva da Rocha¹, Jacob Schaf²

¹Universidade Federal do Pampa, Campus Bagé, RS, Brasil.

²Universidade Federal do Rio Grande do Sul, Instituto de Física, Porto Alegre, RS, Brasil.

E-mail: Fabio.rocha@unipampa.edu.br

(Received 16 April 2009, accepted 17 May 2009)

Resumo

Este trabalho tem a intenção de colaborar com uma tendência atual de propor a aproximação dos temas da Física Moderna e Contemporânea (FMC) aos currículos educacionais carentes de atualização. O texto apresenta um roteiro para estudo da supercondutividade experimental para o Ensino de Física e pode servir como material de apoio na abordagem do tema. Utilizando uma amostra supercondutora de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ ($T_C \sim 92\text{K}$), dispondo de nitrogênio líquido, de um magneto permanente e alguns poucos equipamentos usuais de laboratório de ensino de Física é possível observar a transição do estado supercondutor para o estado normal provocada por: i) variação da intensidade da corrente elétrica de transporte aplicada sobre o corpo de prova, ii) ação combinada entre corrente elétrica e variação de temperatura e iii) variação da intensidade do campo magnético sobre o corpo de prova mantendo constante a intensidade da corrente elétrica de transporte. A experiência proposta pode ser usada como continuação do estudo experimental das propriedades físicas dos supercondutores após a demonstração da experiência clássica de levitação magnética envolvendo o Efeito Meissner.

Palavras chave: Ensino de Física, Supercondutividade.

Abstract

This paper has the intention of collaborating with a current trend concerning the approach of the subjects of Modern and Contemporary Physics with the educational programs. We present an outline of a simple experimental demonstration of the transition from the superconducting state (resistanceless) to the normal state (resistive), caused by the combined action of temperature, transport current and magnetic field on a ceramic sample of $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ ($T_C \sim 92\text{K}$). This experiment does not imply large expenditures. It helps to introduce contents of the contemporary physics that lead to an update of the educational curriculum. The main physical concepts, involved in the superconductor-normal transition, are shown. The experiment proposal can be used as an extension of the experimental study of the physical properties of the superconductors subsequent to the demonstration of the classic experiment of magnetic levitation involving the Meissner Effect.

Keywords: Physics teaching, Superconductivity.

PACS: 74., 74.60.-w, 74.80.Bj

ISSN 1870-9095

I. INTRODUÇÃO

A descoberta da supercondutividade foi feita em 1911 pelo físico Heike K. Onnes [1]. Ele media a resistência elétrica do metal mercúrio sólido em baixas temperaturas e notou que a resistência elétrica deste metal caía abruptamente até zero quando a temperatura se aproximava dos 4K. Esta propriedade foi explicada somente em 1957, através da Teoria BCS, das iniciais dos autores Bardeen, Cooper e Schrieffer [2].

Abaixo da temperatura crítica de transição T_c , um supercondutor exhibe duas características marcantes: a resistência elétrica nula e o diamagnetismo perfeito. O diamagnetismo perfeito se caracteriza pela anulação da indução magnética no interior do supercondutor. Foi

observado pela primeira vez pelos físicos Walter Meissner e Robert Ochsenfeld em 1933 e é hoje conhecido com o nome de efeito Meissner [3].

Desde a descoberta da supercondutividade até 1986, a temperatura crítica supercondutora mais alta conhecida era apresentada por um composto de germânio-nióbio; com $T_C = 23,2\text{K}$. Em 1986, os físicos conseguiram supercondutividade em uma cerâmica composta de La, Ba, Cu e O com $T_C = 35\text{K}$ [4]. Essa descoberta possibilitou grandes avanços na busca de materiais que apresentam supercondutividade em temperaturas cada vez mais elevadas. Em 1987, Chu, C. W. e colaboradores anunciaram ter encontrado um material supercondutor a base de Y, Ba, Cu e O com T_C de aproximadamente 92K

[5]. O material com estequiometria $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$, na forma cerâmica, foi usado como base para este trabalho.

Existe uma tendência, observada em alguns trabalhos científicos, de colaborar para introduzir e explicar temas de FMC [6], em especial o fenômeno da supercondutividade, de uma forma didática mais acessível [7, 8]. Devido à relativa facilidade de aquisição ou montagem de um kit de levitação supercondutora [8] (basicamente amostra supercondutora, nitrogênio líquido e um pequeno ímã de boa intensidade magnética) a experiência que consiste em fazer um supercondutor interagir magneticamente levitando um ímã, tem sido realizada em escolas, faculdades e universidades.

Neste trabalho dispomos ao leitor um roteiro de atividade experimental para a observação da transição do estado supercondutor não resistivo para o estado de resistência elétrica não nula provocada pela associação controlada de corrente elétrica de transporte, temperatura e campo magnético sobre uma amostra do supercondutor $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ policristalino do tipo II. Para melhor compreensão dos conceitos envolvidos nesta obra entendemos importante a leitura dos trabalhos de introdução a supercondutividade citados neste artigo [8, 9, 10]. Leitores que desejarem se aprofundar mais no tema da supercondutividade podem optar por leituras ainda mais avançadas [11, 12].

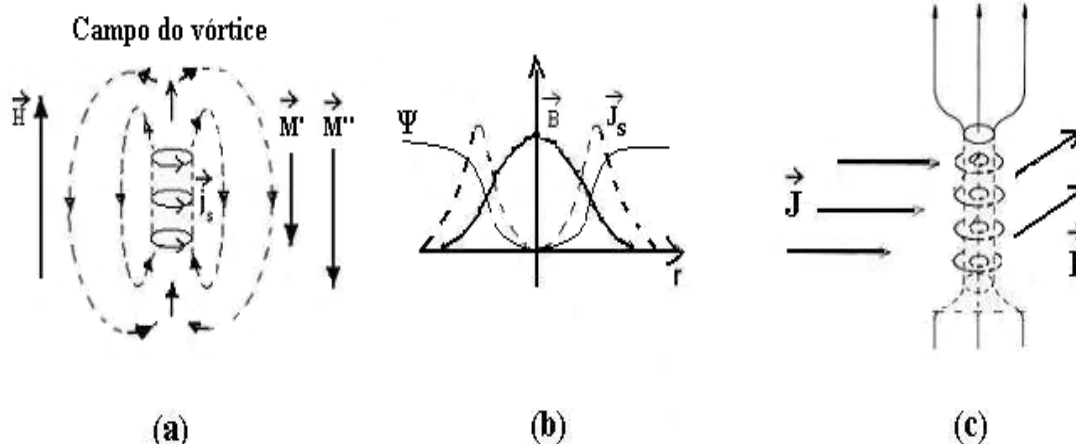


FIGURA 1. (a) Diagrama esquemático de um vórtice de supercorrentes isolado dentro de um material supercondutor. Dentro do vórtice o campo magnético fica mais intenso pela soma do campo externo com o campo gerado pelas supercorrentes de blindagem \vec{J}_s que se estabelecem ao redor do fluxon. Fora do vórtice a contribuição magnética \vec{M}' fica somada com a contribuição magnética gerada pelas supercorrentes de blindagem na superfície externa da amostra \vec{M}'' que é anti-paralela a \vec{H} . Na figura 1(b) vemos qualitativamente o parâmetro de ordem, a densidade radial das supercorrentes de um vórtice e a intensidade de indução magnética dentro do fluxon. Repare que a intensidade das supercorrentes é nula no centro, cresce e passa por um máximo e depois cai radialmente com a distância. Por sua vez a intensidade da indução magnética tem máximo no centro e cai monotonicamente com a distância. Em (c), é mostrada a força de Lorentz sobre um vórtice quando está presente uma corrente de transporte \vec{J}_s . No desenho, as linhas que passam próximas do vórtice indicam o sentido da corrente convencional que gera um campo magnético sobre a corrente que circula na periferia do fluxon. A ação deste campo faz aparecer sobre a corrente (e conseqüentemente sobre o vórtice como um todo) uma força de Lorentz. As forças sobre o vórtice e corrente de transporte constituem um par ação e reação.

II. FUNDAMENTOS DA SUPERCONDUTIVIDADE E O TRANSPORTE ELÉTRICO

A seguir passamos a discussão dos fundamentos teóricos envolvidos com a ação de corrente elétrica de transporte d.c., temperatura e campo magnético sobre o sistema supercondutor $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ cerâmico.

A. Ação da corrente elétrica de transporte sobre uma amostra supercondutora tipo II

Assim como a grande maioria dos supercondutores, o composto $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ apresenta supercondutividade do tipo II. Ele é caracterizado por um parâmetro de ordem Ψ que é uma “função de onda coletiva macroscópica” para os elétrons supercondutores, os pares de elétrons de Cooper. Ψ tem um comprimento de coerência ξ (escala típica de

variação do parâmetro de ordem) relativamente pequeno e a penetração de campo tem um comprimento λ (medida da extensão em que a indução magnética penetra na amostra) relativamente grande. Abaixo da temperatura de transição supercondutora e sob campo magnético aplicado ligeiramente superior a um campo crítico de penetração de fluxo H_{c1} , ocorre penetração parcial do fluxo magnético no interior da amostra. Nesta situação o material apresenta um estado peculiar denominado estado misto porque o material permanece supercondutor, mas contém em seu interior regiões filamentos (tubos) normais. Estes filamentos são tubos de vórtices de supercorrentes, que atravessam o corpo de prova de um lado ao outro. Dentro de cada tubo passa exatamente um quantum de fluxo magnético, dado por $\phi_0 = h/2e = 2 \times 10^{-15} \text{ T.m}^2$ (S.I.) e por isso chamado de fluxon. A indução magnética no estado misto será $B = n\phi_0$, sendo n o número de fluxons presentes na amostra por unidade de área.

No interior do supercondutor, no espaço entre os fluxons, a indução magnética $\vec{B} = \vec{H} + 4\pi\vec{M}$ é nula, pois a magnetização gerada pelas supercorrentes de blindagem no contorno do fluxon somada com a magnetização gerada pelas supercorrentes de blindagem $4\pi\vec{M}$, que percorrem a superfície da amostra, anulam o campo externo \vec{H} aplicado nas regiões entre os fluxons. No entanto, dentro de cada vórtice existe um campo criado pelas supercorrentes, que se soma ao campo externo \vec{H} . Na figura 1(a), vemos o campo de um vórtice de supercorrentes isolado e ao lado, o vetor campo externo aplicado \vec{H} junto com a magnetização \vec{M}' e \vec{M}'' , representando a contribuição de campo magnético das correntes do vórtice e a contribuição de campo magnético das correntes de blindagem que circulam pela superfície da amostra, respectivamente. Na figura 1 (b) é representada a densidade de indução magnética \vec{B} , a

densidade de supercorrentes de blindagem \vec{J}_s e o parâmetro de ordem Ψ nas proximidades de um vórtice. Note que o parâmetro de ordem se anula no centro do vórtice e a indução magnética passa por um máximo neste ponto e vai decrescendo radialmente até se anular. Por sua vez a corrente de blindagem que é nula no centro do vórtice circula em torno do caroço normal.

Ao aumentarmos gradativamente o valor de campo externo sobre a amostra, a população de vórtices cresce e a separação entre eles torna-se cada vez menor. A partir daí a interação repulsiva entre vórtices se torna importante pela força de Lorentz. Se o campo externo for crescendo, os vórtices começam a se sobrepor, acabando gradualmente com a supercondutividade na amostra quando todo o espaço estiver ocupado pelos tubos normais dos vórtices. Este valor de campo magnético é, por definição, o campo crítico superior H_{C2} no qual a amostra sofre uma transição de fase de segunda ordem para o estado normal.

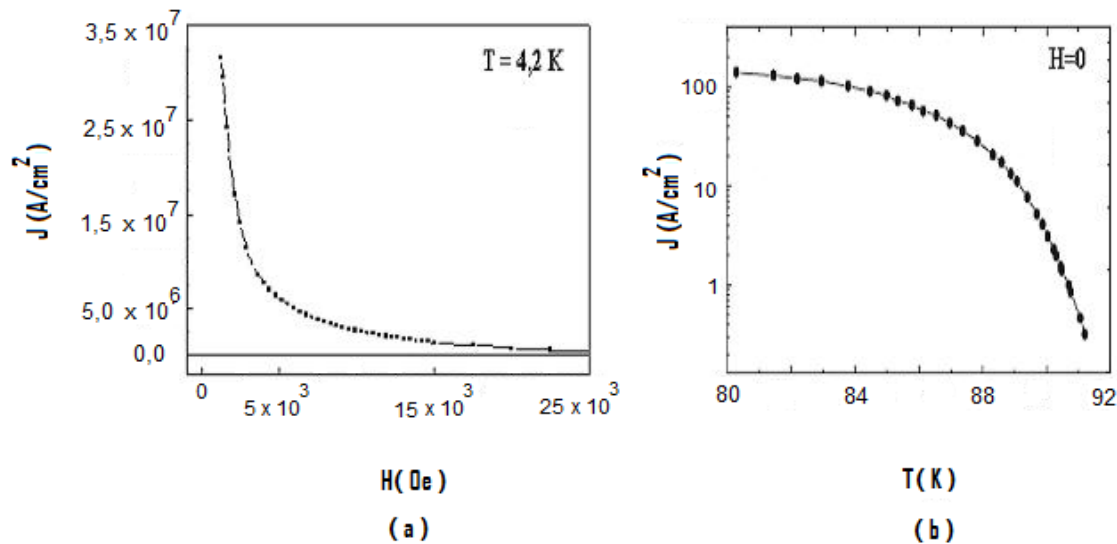


FIGURA 2. (a) Gráfico da densidade de corrente crítica J_c , como função do campo magnético aplicado para um composto borocarbeto YNi₂B₂C. Figura adaptada do trabalho de Rocha [13]. Em (b), a densidade de corrente crítica em função da temperatura para uma amostra policristalina de YBa₂Cu₃O₇. Figura adaptada do trabalho de [14]. Do gráfico exposto em (b) é possível encontrar o valor de 140 A/cm² para a densidade de corrente crítica em 80K.

A capacidade de um supercondutor do tipo II de transportar grandes valores de correntes com resistência nula, dentro de um grão do material, depende da quantidade de defeitos que existem na estrutura cristalina do material. Se uma corrente fornecida por uma fonte externa (corrente de transporte) for perpendicular à orientação dos fluxons de campo surgirá uma força que tende a fazer com que eles se movam perpendicularmente à corrente (força de Lorentz), veja na figura 1(c). Assim, quando uma corrente de transporte percorrer o material, os vórtices tenderão a se movimentar e consequentemente dissipar energia da corrente. Algumas das imperfeições do material são eficientes para aprisionar as linhas de fluxo magnético impedindo que sejam movidas pela corrente e por consequência coibindo a dissipação de energia. Sendo assim, o valor da corrente máxima, suportada por um supercondutor do tipo II sem dissipação ($R=0$), depende

diretamente das forças de aprisionamento de fluxo em defeitos do material.

Existe uma corrente máxima que um supercondutor suporta com resistência nula. Se este limite for superado, o estado supercondutor é extinto. Do ponto de vista das aplicações da supercondutividade, é desejável que o material, além de ter uma temperatura crítica T_C alta, de preferência acima da temperatura de ebulição do nitrogênio líquido, também suporte altas correntes críticas J_c . As limitações para a utilização de supercondutores tipo II em aplicações tecnológicas estão diretamente ligadas à temperatura crítica T_C , densidade de corrente crítica J_c (densidade de corrente com resistência nula) e campo crítico H_{C2} (valor do campo, que destrói a supercondutividade).

A figura 2(a), mostra a medida da densidade de corrente crítica realizada sobre uma amostra do composto borocarbeto supercondutor YNi₂B₂C [13] como função do

campo magnético externo aplicado. Em 2(b), é mostrado o comportamento da densidade de corrente crítica em função da temperatura para uma amostra de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ sinterizado, o mesmo composto, que foi usado como base neste trabalho. Nesta figura vemos como a densidade de corrente crítica cai na medida em que a temperatura sobe.

B. Ação de campo magnético sobre uma amostra supercondutora tipo II

Aplicando-se um campo magnético crescente H sobre um supercondutor do tipo I que esteja numa temperatura abaixo de T_c , a resistência elétrica deste reaparece subitamente quando o campo alcança um valor crítico bem definido, que depende da temperatura e é característico do material da amostra. Este campo é conhecido como campo crítico magnético H_c . Na figura 3 mostramos como o campo crítico varia em função da temperatura para um supercondutor do tipo I.

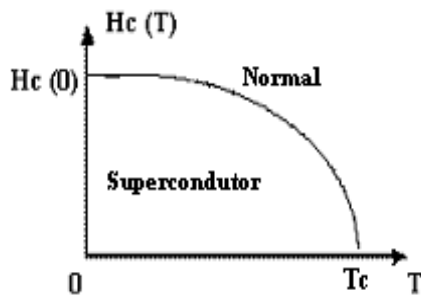


FIGURA 3. Variação do campo crítico magnético em função da temperatura para um supercondutor do tipo I.

Os supercondutores tipo II apresentam dois campos críticos magnéticos. No estado Meissner, o fluxo magnético é totalmente excluído do interior da amostra até um valor crítico de campo, chamado de H_{c1} . O valor de H_{c1} é tipicamente da ordem de uma centena de Gauss, dependendo do material. A curva na figura 4(a) é a resposta diamagnética típica de um supercondutor tipo II. Para campos acima de H_{c1} , o fluxo magnético penetra parcialmente na amostra, permitindo que o estado supercondutor subsista em parte do volume da amostra até que o campo atinja o valor crítico superior H_{c2} . O valor de H_{c2} é muito maior do que o H_{c1} , podendo chegar a casa da centena de Teslas para supercondutores óxidos de alta temperatura crítica. Na região entre H_{c1} e H_{c2} , o efeito Meissner é parcial e se estabelece na amostra o que se chama de estado misto ou estado de vórtices. Veja a figura 4.

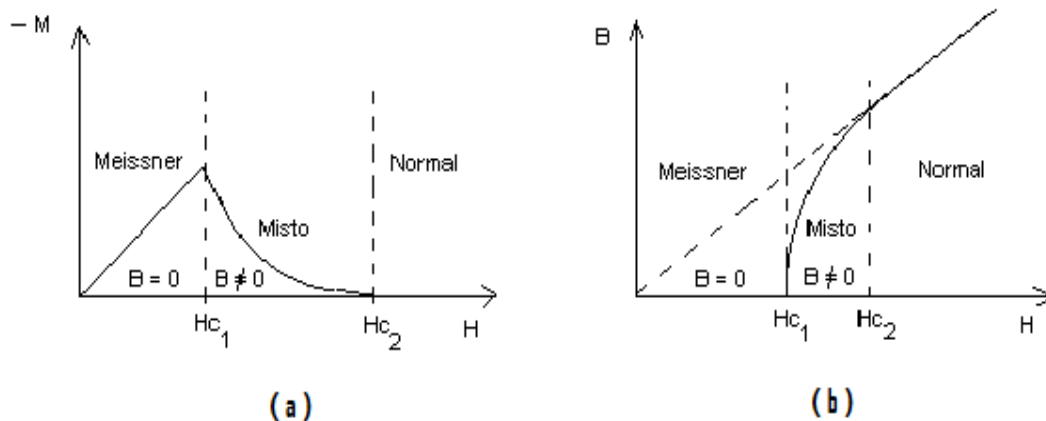


FIGURA 4. Magnetização M (a) e indução magnética B (b) em função da intensidade de campo aplicado H em um supercondutor do tipo II. Preste atenção para o sinal negativo da magnetização na figura (a). Figura adaptada do trabalho de Rocha [13].

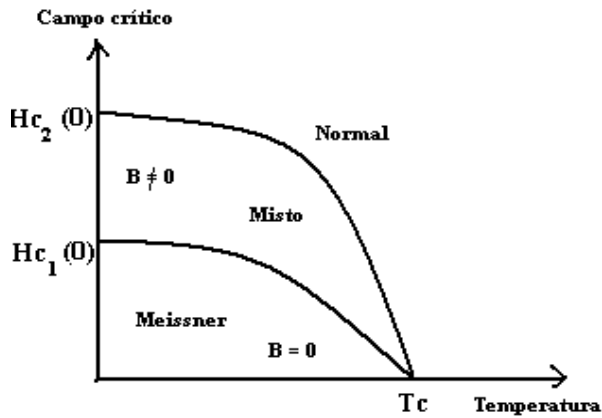


FIGURA 5. Diagrama de fases (H – T) típico para um supercondutor tipo II.

Ambos os campos críticos, H_{C1} e H_{C2} , são dependentes da temperatura e se anulam na T_c . O diagrama de fases apresentado na figura 5 ilustra a fenomenologia de um supercondutor de tipo II. Por exemplo, para o supercondutor Nb_3Sn , temos o valor de campo crítico inferior H_{C1} de 240 Oe e campo crítico superior H_{C2} é da ordem de 24 Tesla [13]. Para o $YBa_2Cu_3O_7$ o campo crítico superior pode chegar a ser da ordem de 160 Tesla no caso de um monocristal [10].

C. Efeitos de correntes e campos aplicados em supercondutores granulares

No presente trabalho, usaremos uma amostra cerâmica de $YBa_2Cu_3O_7$ sinterizado. Os cupratos supercondutores são granulares por natureza. Em baixas temperaturas eles se apresentam como aglomerados de grãos supercondutores interligados apenas por elos fracos. Os grãos supercondutores não são necessariamente os grãos cristalitos, mas a granularidade pode ser uma característica intrínseca. Mesmo um monocristal de $YBa_2Cu_3O_7$ pode ser um supercondutor granular. Os elos fracos geralmente são interfaces (fronteiras de grãos) constituídas de material amorfo, fases cristalinas secundárias ou simplesmente regiões vazias. Trata-se de uma matriz de grãos anisotrópicos fortemente supercondutores internamente, mas fracamente acoplados entre si. Para que uma corrente elétrica possa fluir num supercondutor granular com resistência nula, é necessário que os grãos supercondutores estejam bem acoplados ao longo de cadeias que atravessam toda a amostra. Tal supercorrente é descrita em termos de pares de Cooper tunelando de grão em grão através dos elos fracos. Se os elos fracos são constituídos de material puramente resistivo, os elos fracos são do tipo junções de Josephson. Neste tunelamento ocorre o conhecido efeito Josephson [10].

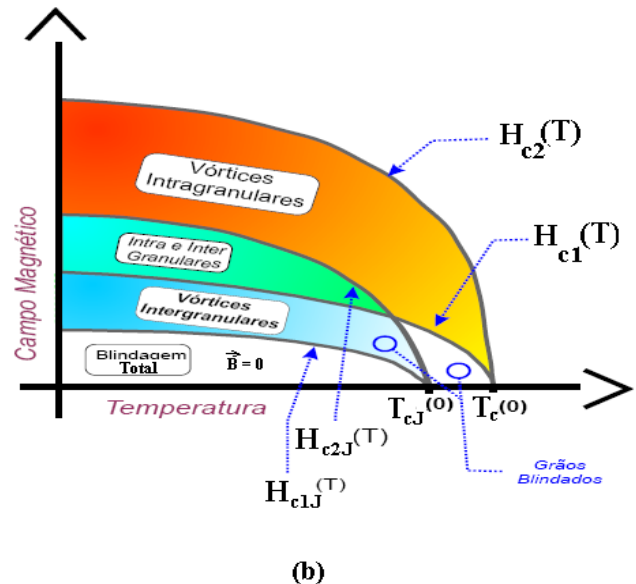
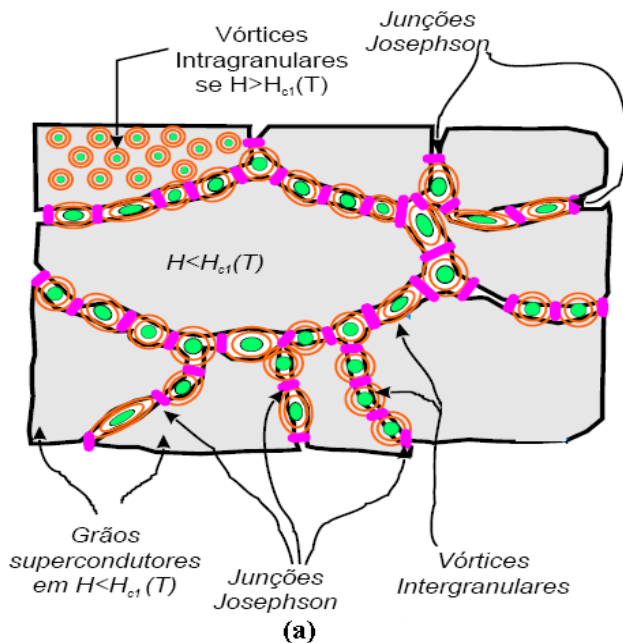


FIGURA 6. Em (a) a representação esquemática da localização dos vórtices de Josephson (intergranulares) e vórtices de Abrikosov (intragranulares) num supercondutor tipo II cerâmico. Em (b) temos a representação esquemática das linhas críticas de campos magnéticos e temperaturas intra e intergranulares. Estas figuras foram adaptadas do trabalho de Paim [15].

Os supercondutores de $YBa_2Cu_3O_7$ sinterizado são aglomerados de grãos supercondutores fracamente interligados, que tem sido descritos como uma rede de junções Josephson. Estes aglomerados de grãos supercondutores acoplados se comportam coletivamente como um supercondutor macroscópico, que exclui baixos

campos magnéticos aplicados até um valor crítico H_{C1J} . Porém, para campos acima do valor crítico a blindagem não é efetiva e fluxo magnético começa a penetrar para dentro das regiões intergranulares na forma de vórtices de Josephson. Estes vórtices alojam os fluxóides de Josephson, que, apesar de mais difusos, também contêm

um quantum de fluxo magnético cada um, tal como os vórtices de Abrikosov. Os fluxóides de Josephson são aprisionados nos espaços intergranulares, bloqueados pelas próprias junções de Josephson. Com isto o fluxo de Josephson adquire certa estabilidade. Porém, para valores de campo aplicado acima do limite H_{C2J} , a supercondutividade intergranular colapsa e as junções se tornam resistivas. Nesta situação o sistema de grãos se encontra desacoplado e o valor de corrente, que pode fluir pela amostra sem resistência cai à zero. Apesar da semelhança da dinâmica de fluxo de Josephson com a dinâmica de fluxo de Abrikosov, a energia envolvida para movimentar os fluxons de Josephson é bem menor que a energia para movimentar um fluxon intragranular [15]. Por isto a dinâmica de fluxo de Josephson é ativada em valores de campo magnéticos e temperaturas bem menores do que a dinâmica de fluxo de Abrikosov e, nestas condições, pode ser estudada separadamente. As junções ou elos fracos também não suportam correntes muito altas. A capacidade depende da qualidade dos elos fracos, que são criados na fabricação do material. Ultrapassando o limite de corrente, as junções se tornam resistivas. A temperatura em que a rede de grãos supercondutores se desacopla $T_{CJ}(H)$ depende do campo magnético aplicado e do valor da corrente de transporte.

É bem sabido que o campo magnético aplicado colabora para destruir a coerência do parâmetro de ordem supercondutor entre os grãos, assim enfraquecendo o acoplamento efetivo entre eles e eventualmente

desacoplando toda a rede de grãos. A máxima densidade de corrente que uma junção Josephson suporta com resistência nula é muito menor do que a densidade de corrente crítica intragranular. A figura 6 (a), mostra como pode ocorrer a penetração e distribuição do fluxo magnético numa amostra supercondutora granular (policristalina). Na figura 6 (b) apresentamos um diagrama de fases (H-T) das linhas de temperatura e campos críticos, de uma forma geral, para supercondutores granulares. Os valores dos campos H_{C1J} e H_{C2J} numa amostra policristalina dependem de vários fatores como, por exemplo, a geometria da amostra e dos grãos, da direção dos elos em relação ao campo externo aplicado, entre outros.

III. OBTENÇÃO E ANÁLISE DO CORPO DE PROVA E DESCRIÇÃO DO SISTEMA DE MEDIDA

Podemos obter a amostra supercondutora de duas formas. É possível adquirir a amostra policristalina supercondutora de $YBa_2Cu_3O_7$ pronta para uso, em forma de disco no comércio especializado [8] ou procedendo a fabricação própria. A prática descrita neste trabalho baseia-se no uso de um corpo de prova em forma de prisma retangular. Dois corpos de prova foram confeccionados especialmente para esta experiência a partir de reagentes químicos de alta pureza seguindo o método de reação em sólido [8].

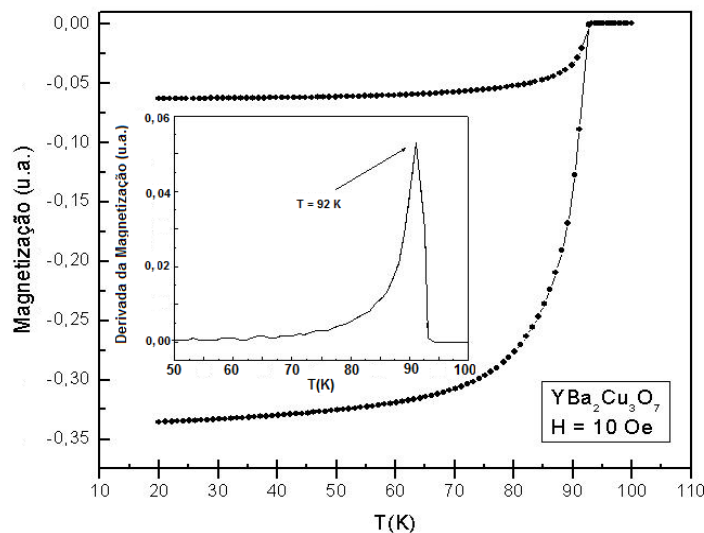


FIGURA 7. Gráfico da magnetização d.c. em unidades arbitrárias, contra a temperatura, medida na amostra de $YBa_2Cu_3O_7$ cerâmico, especialmente fabricada para ser usada na experiência proposta aqui. A medida foi feita num magnetômetro com sensor SQUID da Quantum Design. O gráfico na figura inserida mostra a derivada da curva da magnetização contra a temperatura. O máximo da derivada aponta o valor da temperatura crítica supercondutora T_C .

Na figura 7 vemos o resultado da medida de caracterização da magnetização d.c. contra a temperatura para a amostra que foi usada neste trabalho. A medida foi feita depois de resfriar a amostra em campo magnético nulo, da temperatura ambiente até 20K. A seguir foi aplicado um campo de 10 Oe e a magnetização da amostra

foi medida de grau em grau enquanto era aquecida lentamente até 100K. Sem retirar o campo magnético externo, a magnetização da amostra foi medida enquanto era esfriada novamente até 20K. Nesta última curva observamos a presença do Efeito Meissner abaixo da temperatura crítica supercondutora T_C pelo aparecimento

do sinal diamagnético (valores negativos para a magnetização da amostra), mostrando que ocorreu expulsão do campo magnético. A expulsão do campo não é completa devido ao aprisionamento de vórtices em defeitos dentro do volume superconductor. No interior do gráfico da figura 7 vemos a derivada da curva da magnetização em relação à temperatura mostrando um máximo pronunciado, que revela o valor da T_C . A caracterização por magnetização vista na figura 7 foi feita a título de assegurar a qualidade da amostra. Isto não será necessário ao adquirir uma amostra pronta, cuja qualidade o fornecedor terá que garantir.

Os equipamentos e suprimentos usados na demonstração descrita neste trabalho são de fácil aquisição e disponíveis em laboratórios comuns de ensino de física. A seguir segue a lista dos materiais utilizados. Necessitamos de um suprimento de nitrogênio líquido para resfriar a amostra supercondutora. O nitrogênio líquido pode ser adquirido, a baixo custo, em empresas especializadas na venda de líquidos criogênicos. O armazenamento poderá ser feito em garrafas térmicas comuns por um ou dois dias. O importante é não fechá-las hermeticamente para evitar aumento de pressão no seu interior. Lembre-se de que o nitrogênio líquido está em contínua ebulição. Na hora da experiência, tenha à disposição, no mínimo, 2 litros deste líquido em um recipiente térmico isolante (que pode ser de isopor). O nitrogênio líquido não poderá faltar durante a experiência.

1. Corpo de prova: na elaboração deste experimento usamos uma amostra cerâmica supercondutora de $YBa_2Cu_3O_7$ em forma de prisma retangular. Na primeira e na segunda etapa utilizamos um corpo de prova que possuía $2,0 \text{ mm}^2$ de área de seção reta transversal e caminho elétrico total de $9,0 \text{ mm}$. Na terceira etapa, o corpo de prova tinha $2,5 \text{ mm}^2$ de área de seção reta transversal e

caminho elétrico total de $6,0 \text{ mm}$ (ambos os corpos de prova foram cortados da mesma pastilha originalmente preparada);

2. Um milivoltímetro comum para leitura da tensão elétrica sobre a amostra supercondutora. Quanto maior a sensibilidade e o intervalo de leitura do aparelho melhor;

3. Amperímetro com capacidade de medida de 15 mA até desejáveis 3 ou 4 A (d.c.);

4. Fonte de corrente com saída desejável de até 3 ou 4 A (d.c.) e com estágio mínimo de 15 mA . Aqui, é possível associar resistores de forma conveniente ao circuito da amostra para obter valores menores de corrente elétrica.

5. Proteção transparente para evitar eventuais respingos de nitrogênio;

6. Reservatório isolante térmico (que pode ser de isopor) para o banho de nitrogênio líquido onde a amostra ficará imersa;

7. Um magneto permanente (apenas para a terceira etapa da experiência proposta neste trabalho) que poderá ser de NdFeB, SmCo ou outra composição que apresente um campo magnético de boa intensidade. Tipicamente com campo magnético de uma centena de Gauss (ou mais) em região próxima da superfície do magneto. Em nosso caso particular, o magneto em forma de um disco possuía $4,0 \text{ mm}$ de altura e $8,0 \text{ mm}$ de diâmetro. Veja na figura 8 o gráfico do valor do campo magnético efetivo produzido sobre uma sonda Hall do aparelho Teslameter da Phywe em função da distância. O uso de ímã permanente dispensa o uso de bobinas para gerar o campo magnético sobre a amostra.

É desejável também que o experimentador possua certa experiência na execução da montagem dos contatos elétricos na amostra, veja o apêndice.

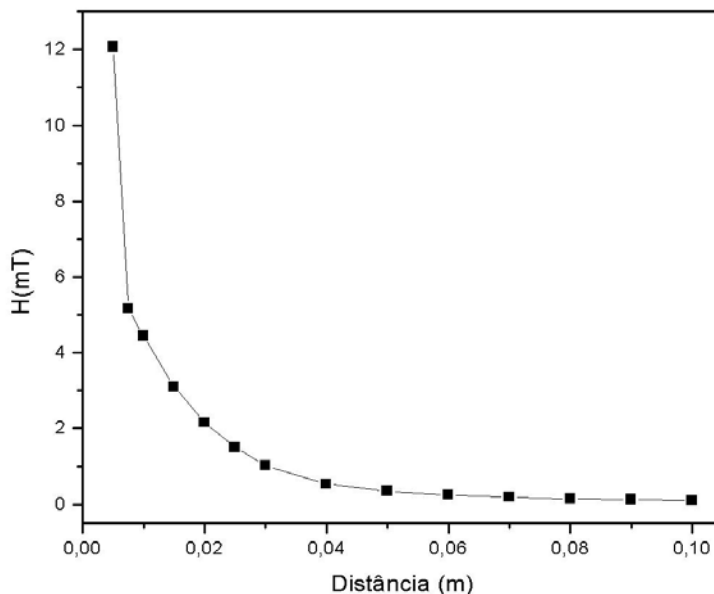


FIGURA 8. Gráfico do campo magnético efetivo produzido sobre uma sonda Hall do aparelho Teslameter da PHYWE em função da distância desta ao magneto.

Veja na figura 9 a foto do aparato experimental utilizado na terceira etapa desta experiência. Na primeira e na segunda etapas o aparato é o mesmo mostrado na figura 9 (a) apenas retirando o magneto permanente.

No esquema disposto na figura 10, necessitamos de uma fonte de alimentação capaz de fornecer baixos valores

de corrente d.c. da ordem de 0,015 A, ou valor menor, um amperímetro d. c. que atue nesta faixa e um voltímetro para registrar a variação de tensão elétrica ΔV sobre a amostra.

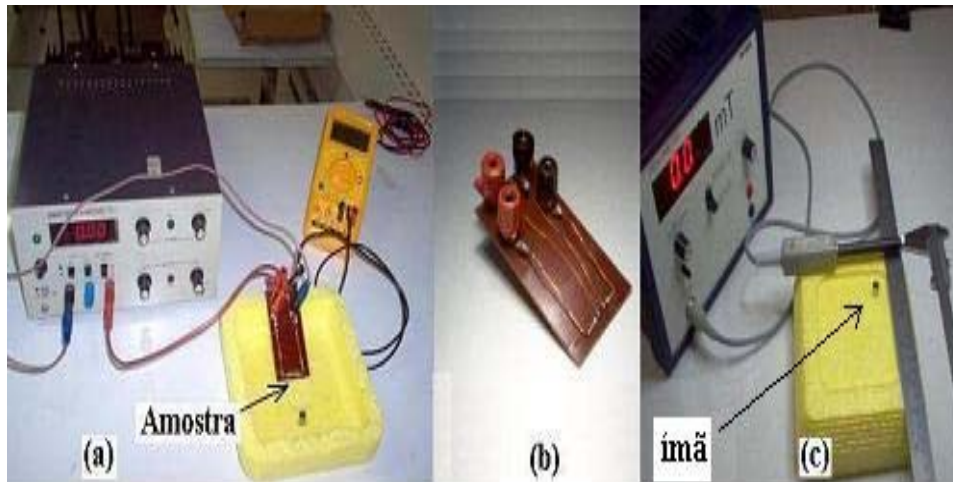


FIGURA 9. (a) Foto dos equipamentos utilizados na experiência proposta para observação da transição do estado supercondutor não resistivo para o estado de resistência elétrica não nula. Em (b), a amostra supercondutora presa ao porta-amostra construído especialmente para ancorar os fios de tensão e corrente que partem da amostra. Em (c), o magneto utilizado na terceira etapa desta experiência junto com os instrumentos de medida de distância (régua milimetrada e paquímetro usuais). Vemos também o aparelho Teslameter da PHYWE (usado para estimar o valor do campo magnético efetivo produzido sobre a amostra pela aproximação do magneto).

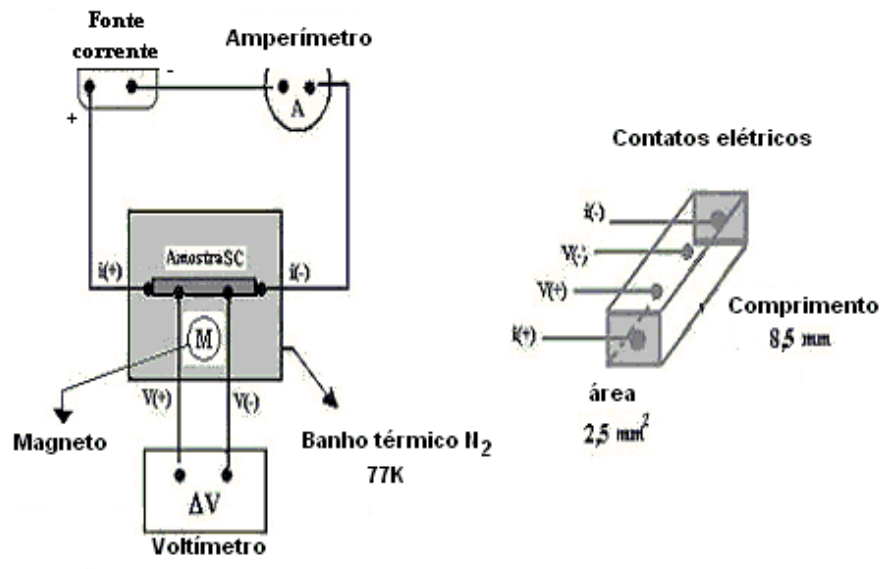


FIGURA 10. Esquema do aparato experimental requerido para a terceira etapa da experiência proposta neste trabalho. O caminho elétrico percorrido pela corrente entre os terminais de tensão $V(+)$ e $V(-)$ é de 6,0 milímetros. Nas duas primeiras etapas desta experiência o magneto permanente não foi utilizado.

IV. RESULTADOS E DISCUSSÃO

A. Primeira etapa: observação da transição do estado supercondutor para o estado normal variando a

intensidade da corrente elétrica de transporte sobre o corpo de prova

Podemos observar a transição de fase supercondutor-normal mantendo o corpo de prova imerso no banho de

nitrogênio e variando a intensidade da corrente d.c. aplicada. Para isso, mergulhe a amostra no banho refrigerante e espere termalizar em aproximadamente 77K. Ligue a fonte de corrente e passe a aumentar o suprimento de i em intervalos iguais (partindo do limite inferior da fonte que você dispôr). Sugerimos que, no mínimo, a tomada de valores ocorra a partir de 10 mA ou 15 mA, porém, quanto menor o valor de corrente de partida melhor será a observação do comportamento característico superconductor. Registre os valores da variação da tensão elétrica ΔV sobre o corpo de prova. Para correntes da ordem de 1 A ou mais, você deverá observar a produção de algumas bolhas devidas ao aquecimento da amostra imersa no nitrogênio líquido (tomar cuidado neste estágio da experiência pois o aumento da resistência elétrica aliada à corrente elétrica de transporte gera calor o que pode causar respingos de nitrogênio). Recomendamos que seja providenciada uma proteção de material transparente para evitar possíveis acidentes enquanto se observa o fenômeno. Aconselha-se desligar a fonte de corrente, com a amostra supercondutora ainda imersa no banho térmico, quando notar que o valor numérico da razão $\Delta V/i$ se tornar constante.

Na figura 11 apresentamos a medida de resistência elétrica contra o valor da corrente elétrica de transporte feita sobre a amostra supercondutora que está termalizada com o banho de nitrogênio em aproximadamente 77K. A resistência elétrica foi calculada dividindo-se a tensão medida ΔV pela corrente que atravessa a amostra i para cada par de valores medidos. Como esperado, olhando para o gráfico mostrado no interior da figura 11, vemos que a resistência elétrica começa a ser diferente de zero a partir de um valor de corrente finito entre 50 mA e 75 mA. Para correntes de transporte acima deste valor, a resistência elétrica deixa de ser nula apontando que não existe mais

nenhum caminho contínuo de grãos acoplados, de lado a lado da amostra, por onde a corrente de pares supercondutores pode fluir sem resistência elétrica entre os grãos. Com o aumento da corrente de transporte e da resistência elétrica, o interior da amostra passa a receber a influência crescente do auto-campo magnético gerado pela corrente e da dissipação local de energia por Efeito Joule gerando aumento de temperatura principalmente nas pontes entre grãos. Lembramos aqui que os aumentos do campo magnético e da temperatura contribuem para o enfraquecimento da supercondutividade. Soma-se a isso o fato da amostra supercondutora ser má condutora de calor o que possibilita um aquecimento maior no interior do corpo de prova. Os elos entre os grãos passam a sofrer enfraquecimento gradual, aumentando assim a resistência total apresentada pela amostra. Percebemos também que em aproximadamente 2,3 A, a resistência elétrica da amostra chega a um patamar. Olhando para o valor máximo de densidade de corrente elétrica apresentada na literatura [14] de $1,40 \text{ A/mm}^2$ para 80K, podemos inferir que para correntes maiores 2,3 A nossa amostra se encontra na fase normal, ou seja, não temos mais contribuição significativa por supercorrentes à condutividade em nenhuma região do volume do corpo de prova. Esta indicação se sustenta também porque a resistividade elétrica de nossa amostra $\rho \cong 10^{-5} \Omega \cdot \text{m}$ em temperatura próxima de 77K (calculada a partir do patamar do valor resistivo $0,045 \Omega$ tirado do gráfico da figura 11 e dos valores de dimensão desta amostra de caminho elétrico de 9 mm e área de seção reta de 2 mm^2) está em concordância com os valores de resistividade elétrica do $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ ($\rho \cong 0,9 \times 10^{-5} \Omega \cdot \text{m}$) extrapolado para 77K [15, 16]. É importante salientar que correntes altas circulando pela amostra durante longos períodos contribuem para fragilizar o corpo de prova.

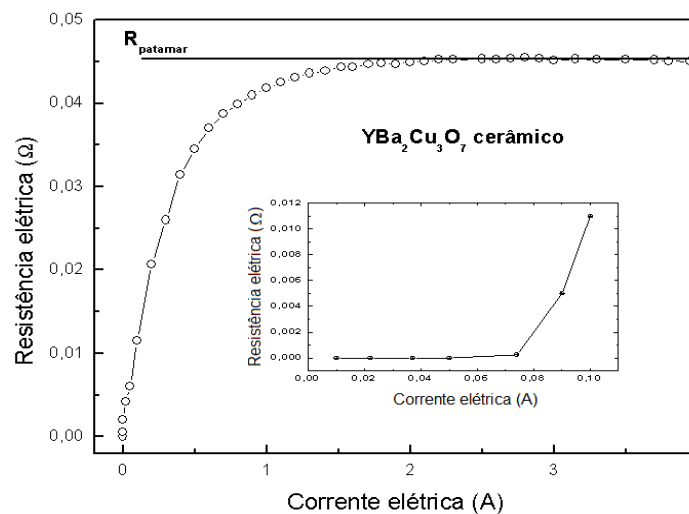


FIGURA 11. Medida da resistência elétrica de uma amostra de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ em função da corrente de transporte aplicada. A amostra encontra-se em contato com o banho térmico de nitrogênio durante toda a medida e só o campo magnético da Terra esta sobre a amostra, isto é, menor que o campo crítico inferior H_{c1} para 77K. O gráfico interno mostra o comportamento da resistência elétrica da mesma amostra para valores baixos de corrente de transporte, partindo de 10 mA. Observe que no patamar o valor obtido pelo ajuste linear sobre os dados entre 2 e 4 Amperes de intensidade de corrente é de 0,045 Ohms.

B. Segunda etapa: observação da transição do estado supercondutor para o estado normal variando a temperatura da amostra e mantendo constante a corrente elétrica de transporte sobre o corpo de prova

Nesta etapa podemos manter o magneto permanente longe da experiência. É possível mostrar aos estudantes a possibilidade de observar a transição do estado supercondutor para o estado normal mantendo uma corrente de transporte d.c. constante, de baixa intensidade, variando apenas a temperatura da amostra. Para isso, escolha um valor de corrente inferior ao valor que provoca o aparecimento de resistência elétrica diferente de zero sobre o corpo de prova quando este está imerso no banho de nitrogênio. Sobre a amostra usada para esta parte do trabalho podemos utilizar qualquer valor abaixo de 50 mA. Depois de estabelecida a corrente, com a amostra imersa no banho térmico, é interessante chamar a atenção aos alunos de que a tensão elétrica lida entre os terminais V(+) e V(-) é zero, o que caracteriza a resistência elétrica nula esperada para o estado supercondutor. Mantendo a corrente de transporte constante sobre a amostra, retire-a do banho térmico para que ocorra o aquecimento do corpo de prova e monitore o valor de tensão entre os terminais V(+) e V(-). Com o aquecimento, a temperatura da amostra deverá rapidamente ultrapassar os 92K e será possível perceber o aumento de tensão elétrica entre os terminais V(+) e V(-), o que caracteriza a transição de fase para o estado normal. Imediatamente após a verificação deste fato, mergulhe novamente a amostra no banho térmico para mostrar que podemos voltar ao estado supercondutor, $\Delta V=0$, caracterizando assim a reversibilidade da operação.

C. Terceira etapa: observação da transição do estado supercondutor para o estado normal variando a intensidade campo magnético sobre a amostra e

mantendo constante a corrente elétrica de transporte sobre o corpo de prova

Nesta etapa, para observar a transição do estado supercondutor não resistivo para o estado de resistência não nula, proceda da seguinte forma: mergulhe a amostra supercondutora no banho de nitrogênio e espere termalizar em aproximadamente 77K cuidando sempre para que não falte o líquido refrigerante durante toda a experiência. Ligue a fonte de corrente no estágio de menor valor e estabeleça sobre a amostra a corrente mínima. Note que $\Delta V=0$ sobre os terminais de tensão da amostra para valores baixos de intensidade de corrente elétrica sem a influência do magneto. A seguir, estando a cerca de 12 cm do corpo de prova (esta distância poderá variar dependendo da qualidade da amostra e da intensidade do campo magnético gerado pelo magneto), passe a aproximar o magneto de 0,5 cm em 0,5 cm (na direção perpendicular a direção do comprimento do corpo de prova) e registre o valor de ΔV para cada valor de campo magnético correspondente sobre a amostra. Use uma pinça de material plástico ou outro material não magnético para deslocar o magneto. Após isso, afaste o magneto da amostra, desligue a fonte de corrente e retire a amostra do banho térmico, deixando-a esquentar por alguns segundos acima da temperatura crítica. A seguir volte a mergulhar a amostra no banho (esperando novamente termalizar o corpo de prova), estabeleça novo valor de corrente e execute a prática novamente. Para valores de corrente maiores que 1 A, começamos a não perceber mais influência significativa do campo do magneto sobre os valores de resistência elétrica medidos. Importante: sempre desligue a fonte de corrente com a amostra supercondutora ainda imersa em nitrogênio, especialmente se estiver usando valores altos de corrente.

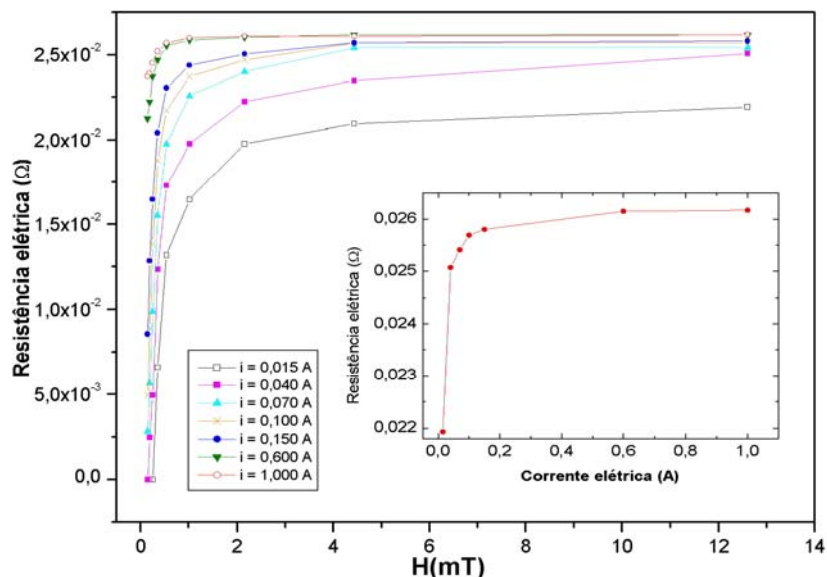


FIGURA 12. Medida da resistência elétrica do $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ em função do campo magnético aplicado associado a uma corrente de transporte d.c. sobre o corpo de prova. A amostra encontra-se em contato com o banho térmico de nitrogênio durante toda a medida. O gráfico interno mostra o comportamento dos valores máximos da resistência elétrica da mesma amostra em função da corrente aplicada (partindo de 15 mA) e em máximo valor de campo aplicado.

Na figura 12 apresentamos a medida de resistência elétrica contra o valor do campo magnético aplicados sobre a amostra supercondutora que está imersa no banho de nitrogênio. A resistência elétrica foi calculada dividindo-se a tensão medida ΔV pela corrente de transporte i que atravessa a amostra, para cada par de valores medidos. O gráfico mostrado na figura 12, aponta que a resistência elétrica é nula para valores baixos de campo magnético aplicado e correntes de transporte de 15 mA e 40 mA. Para valores de corrente a partir de 70 mA, mesmo para campo magnético aplicado nulo (presente apenas o campo magnético da Terra $\sim 0,5$ Oe) a amostra já apresenta resistência elétrica não nula. Aumentando a intensidade de campo aplicado vemos a resistência elétrica crescendo com uma taxa cada vez menor até chegar a um valor de saturação. Para valores de 0,600 A e 1,000 A percebemos que o efeito da corrente domina sobre o efeito do campo aplicado levando a resistência elétrica a alcançar seu valor máximo, inclusive para valores baixos de campo magnético. No gráfico interno da figura 12, vemos o comportamento crescente da resistência elétrica máxima em função dos valores de corrente de transporte aplicados simultaneamente ao campo magnético aplicado máximo. A resistividade elétrica tende a um valor constante que coincide com o valor desta grandeza para o estado normal do $YBa_2Cu_3O_7$ que vale $\rho \cong 0,9 \times 10^{-5} \Omega.m$, extrapolada para a temperatura de 77K. Para os mais baixos valores de corrente elétrica de transporte aplicados (se o campo magnético é representado apenas pelo campo magnético da Terra) a tensão ΔV sobre a amostra é nula e à medida que o campo aplicado cresce de valor percebemos que ΔV , e portanto a resistência elétrica, também começa a crescer a partir do zero. Enquanto a resistência elétrica for nula, a corrente de transporte composta de pares Cooper atravessa toda a amostra de grão em grão ligados por elos fracos de um polo ao outro de corrente (percolação). Com o aumento do campo magnético aplicado (aproximação do magneto), a resistência elétrica deixa de ser nula apontando que a partir daí não existe mais nenhum caminho contínuo de grãos acoplados de lado a lado da amostra. Estes possíveis caminhos para as supercorrentes se dão ao longo de grãos e através dos elos entre os grãos supercondutores aleatoriamente distribuídos dentro da amostra. Com o aumento da corrente de transporte e da resistência elétrica, o interior da amostra passa a receber a influência crescente do autocampo magnético gerado pela corrente e da dissipação local de energia por Efeito Joule gerando aumento de temperatura principalmente nas pontes entre grãos. Soma-se a isso o fato da amostra supercondutora ser má condutora de calor o que favorece o crescimento da temperatura de dentro para fora do corpo de prova (este último efeito é importante principalmente para altos valores de corrente de transporte). Os elos fracos entre os grãos passam a sofrer enfraquecimento gradual, aumentando assim a resistência total apresentada pela amostra. Olhando o valor da densidade de corrente crítica para nosso composto (apresentado na literatura como $1,40 \text{ A/mm}^2$ para 80K) podemos dizer que os efeitos da corrente elétrica de 1,000 A, somados aos efeitos do mais alto valor do campo magnético aplicado sobre o corpo de prova, não garantem

que nossa amostra não possa apresentar regiões onde ainda permanece a supercondutividade dentro do grão (mesmo se a amostra como um todo apresenta resistência elétrica não nula). Correntes maiores que 1,000 A apresentaram valores de resistência elétrica muito próximos ao do maior valor mostrado no gráfico interno da figura 12 ($\rho \cong 0,9 \times 10^{-5} \Omega.m$). Não foi observada, através dos equipamentos utilizados, nenhuma variação significativa no valor desta grandeza para o máximo campo magnético aplicado sobre a amostra.

V. CONCLUSÕES

A partir de um aparato experimental relativamente simples é possível observar o aparecimento do caráter resistivo numa amostra policristalina supercondutora de $YBa_2Cu_3O_7$ quando percorrida por uma corrente elétrica de transporte, aliada a variação de temperatura ou somada a ação do um campo magnético gerado por um magneto (ímã permanente). A partir do auto-campo magnético induzido pela corrente de transporte somado ao efeito de aquecimento pela dissipação Joule e a ação do campo externo aplicado (principalmente sobre os elos entre os grãos supercondutores) a resistência elétrica da amostra parte de zero e vai aumentando o que caracteriza a transição de fase supercondutor-normal. Paralelamente, a densidade de pares de Cooper (dentro e fora do grão supercondutor) vai diminuindo. A demonstração deste fenômeno pode ser usada como continuação do estudo experimental das características dos supercondutores após a demonstração da experiência clássica de levitação (envolvendo o efeito Meissner). A experiência proposta serve para inserção de tópicos de Física Moderna e Contemporânea (como a Supercondutividade), que ainda são pouco trabalhados principalmente do ponto de vista experimental, nos currículos de ensino médio e dos cursos de graduação em Física e Engenharias. Claro que para cada nível de ensino cabe uma proposta diferente de aproximação do tema em função do grau de aprofundamento do estudo que pode ser feito. Procuramos assim também colaborar com as orientações contidas nos Temas Estruturadores relacionados à Física Moderna e Contemporânea, dos Parâmetros Curriculares Nacionais do Ministério da Educação (MEC) [17, 18].

AGRADECIMENTOS

Agradecemos ao Laboratório de Supercondutividade e Magnetismo do Instituto de Física da Universidade Federal do Rio Grande do Sul pela cedência das instalações e de alguns dos equipamentos utilizados neste experimento.

REFERÊNCIAS

- [1] Onnes, H. K., *The Resistance of Pure Mercury at Helium Temperatures*, Communications Physical Laboratory University Leiden **119**, 120 (1911).

- [2] Bardeen, J., Cooper, L. N., Schrieffer, J. R., *Microscopic Theory of Superconductivity*, Physical Review B **106**, 162 (1957).
- [3] Meissner, W., Ochsenfeld, R., *Ein neuer Effekt bei Eintritt der Supraleitfähigkeit*, Naturwissenschaften **21**, 787 (1933).
- [4] Bednorz, J. G., Müller, K. A. Z., *Possible high T_c superconductivity in the Ba-La-Cu-O system*, Physical Review B **64**, 189 (1986).
- [5] Wu, M. K., Ashburn, J. R., Torng, C. J., Hor, P. H., Meng, R. L., Gao, L., Huang, Z. J., Wang, Y. Q., Chu, C. W., *Superconductivity at 93 K in a new mixed-phase Y-Ba-Cu-O compound system at ambient pressure*. Physical Review Letters **58**, 908 (1987).
- [6] Ostermann, F., Moreira, M. A., *Uma revisão bibliográfica sobre a área de pesquisa "física moderna e contemporânea no ensino médio"*, Investigações em Ensino de Ciências **5**, 23 (2001).
- [7] Ostermann, F., Ferreira, L. M., Cavalcanti, C. J. H., *Tópicos de Física Contemporânea no Ensino Médio: um Texto para Professores sobre Supercondutividade*, Revista Brasileira de Ensino de Física **20**, 270 (1998).
- [8] Rocha, F. S., Fraquelli, H. A., *Roteiro para a experiência de levitação de um ímã repelido por um supercondutor no ensino de Física*, Revista Brasileira de Ensino de Física **26**, 11 (2004).
- [9] Ostermann, F., Pureur, P., *Supercondutividade*, (Editora Livraria da Física, São Paulo, 2005).
- [10] Serway, R. A., *Supercondutividade, Física 4 - Para Cientistas e Engenheiros - 3. Edição*, (Editora LTC, Rio de Janeiro, 1992) pp. 150-172.
- [11] Cyrot, M., Pavuna, D., *Introduction to Superconductivity and High- T_c Materials*, (World Scientific, Singapore, 1992).
- [12] Rose-Ines, A. C., Rhoderick, E. H., *Introduction to Superconductivity*, (Pergamon, Oxford, 1988).
- [13] Rocha, F. S., *Estudo Experimental e Teórico das Propriedades Magnéticas e Supercondutoras dos Compostos Borocarbeto da Série $Y(Ni_{1-x}Mn_x)_2B_2C$ com $x = 0,0, 0,01, 0,025, 0,05, 0,10$ e $0,15$* , Tese de Doutorado – Programa de Pós-Graduação em Física. Porto Alegre: Instituto de Física, Universidade Federal do Rio Grande do Sul, (2002).
- [14] Metskhvarishvili, R., Kekelidze, N. P., Metskhvarishvili, M. R., *Investigation of the Critical Current Density of YBaCuO high-temperature Superconductor Ceramic*, Turk Journal Physics **26**, 299 (2002).
- [15] Paim, J., *Depinning do Fluxo de Josephson em Compósitos de $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ /Ag*. Dissertação de Mestrado. Porto Alegre: Instituto de Física, Universidade Federal do Rio Grande do Sul, (1997).
- [16] Pureur, P., Schaf, J., Kunzler, J., *Electric and Magnetic Measurements on the High- T_c Oxide*

Superconductors YBaCuO, EuBaCuO and GdBaCuO, Progress in High Temperature Superconductivity vol. **9**, (World Scientific, Singapore, 1988) pp. 137-146.

[17] Brasil., *Parâmetros Curriculares Nacionais: Ensino Médio*. Ministério da Educação. Secretaria da Educação, Brasília, (1999).

[18] Brasil., *Orientações Educacionais Complementares Curriculares aos Parâmetros Curriculares Nacionais para o Ensino Médio*. Ministério da Educação. Secretaria da Educação. Brasília, (2002).

APÊNDICE: CORTE DO CORPO DE PROVA E CONSTRUÇÃO DOS CONTATOS ELÉTRICOS

Para obtermos o prisma retangular desejado necessitamos cortar a amostra originalmente em forma de disco. Para isso podemos usar um arco com serra de lâmina fina e pequenos dentes, cuidando sempre para executar movimentos suaves com baixa pressão devido à fragilidade do material. Comece seu corte pelo diâmetro do disco para obter o maior número possível de corpos de prova prismáticos. Dimensões cômodas para as experiências deste trabalho são cerca de 10 mm (± 2 mm) de comprimento e 2,0 mm² ($\pm 0,5$ mm²) de área de seção reta. Depois de conformado o corpo de prova por lixação, é necessário fixar os contatos elétricos (no caso de um supercondutor, com baixíssima ou nenhuma resistência elétrica abaixo da temperatura crítica T_c , o valor da resistência de contato pode ser muito significativo numa medida). Por isso, a qualidade dos contatos é importante para execução deste experimento. Estes contatos devem ser de boa qualidade (baixa resistência elétrica) para não gerar grande aquecimento por efeito Joule durante a experiência. O efeito de contato elétrico pode ser minimizado se usamos a técnica de quatro pontos (dois contatos para medida da tensão elétrica ΔV e dois contatos para permitir a passagem de corrente elétrica i d.c.), veja figura 10. Você poderá usar cola condutiva de prata (Silver Conductive Ink, Alfa Aesar) para fixar os quatro terminais na sua amostra e minimizar a resistência de contato. Para produzirmos bons contatos devemos distribuir a cola prata sobre a superfície do supercondutor no ponto de contato escolhido. Após isso, a amostra deve ser levada ao forno na temperatura de 200 graus Célsius durante uma hora. A seguir, espere a amostra voltar a temperatura ambiente, coloque cola prata também sobre as extremidades dos fios a serem utilizados de forma a cobri-los e mantenha a junção unida (fio mais amostra) até a evaporação do solvente da cola prata. Deixe a amostra com os fios colados nos lugares previstos debaixo de uma lâmpada de 60 W durante 24 horas.