

Estudo do fenómeno da supercondutividade num supercondutor de alta temperatura crítica (BiPbSrCaCuO) e do SQUID

SANDRA M. RODRIGUES - N^o 201404983

FIS4016 - Técnicas Laboratoriais Avançadas II
Faculdade de Ciências da Universidade do Porto

Neste trabalho é realizado um estudo do supercondutor de alta temperatura, BiPbSrCaCuO, na vizinhança da transição supercondutora. Foi obtida uma temperatura crítica de $\approx 107,86$ K, com um erro de 0,13 %. É também conduzido um estudo de caracterização das junções de Josephson de um SQUID. A corrente crítica de cada junção foi determinada como $50 \mu\text{A}$, e a variação máxima de tensão induzida por um quanta de fluxo como $\approx 80,016$.

1. INTRODUÇÃO

Em 1911 o físico Heike Onnes descobriu pela primeira vez, no seu laboratório, que a resistividade do mercúrio cai abruptamente para zero sempre que a amostra é arrefecida abaixo dos 4.2 K [1]. O fenómeno foi então batizado de supercondutividade. Pouco mais de um ano depois percebeu-se que um campo magnético, bem como uma corrente suficientemente fortes têm o poder de restaurar a resistividade da amostra. Nos anos que se seguiram a investigação na área prosperou e o fenómeno de supercondutividade a muito baixas temperaturas foi descoberto em inúmeros materiais.

Décadas mais tarde, em 1933, Meissner e Ochsenfeld perceberam que uma amostra arrefecida abaixo da sua temperatura crítica, num campo magnético externo fraco, repele o campo magnético do seu interior. Haviam descoberto o diamagnetismo perfeito [2].

Vários avanços foram feitos na área ao longo dos anos, tendo em 1950 sido proposta uma teoria fenomenológica da supercondutividade, por Ginzburg e Landau, frequentemente denominada de teoria macroscópica. No entanto, é em 1957 que surge a teoria que ainda hoje é considerada uma base para a compreensão da supercondutividade em materiais convencionais. A teoria foi proposta por Bardeen, Cooper e Schrieffer, e ficou assim conhecida como a teoria BCS [3].

O advento da nanotecnologia, e da fabricação de filmes-finos abriu caminho às descobertas de Josephson, que em 1962 postulou o efeito de túnel quântico [4]. Um efeito que ocorre quando uma supercorrente atravessa uma camada extremamente fina ($\approx 10 \text{ \AA}$) de um isolador, e que ficou conhecido como o efeito de Josephson. Tecnologia supercondutora baseada neste efeito evoluiu gradualmente, e representa atualmente a base da eletrónica supercondutora em desenvolvimento.

Em 1987, grupos em Alabama e em Houston descobriram pela primeira vez cerâmicas com elevada temperatura crítica (≈ 92 K).

As elevadas temperaturas críticas são extremamente vantajosas no estudo do fenómeno, uma vez que nitrogénio líquido é muito mais barato do que hélio líquido.

Neste trabalho será realizado o estudo da supercondutividade de uma cerâmica de elevada temperatura crítica (≈ 108 K), bem como o funcionamento de um equipamento de SQUID, baseado em junções Josephson.

2. TEORIA DA SUPERCONDUTIVIDADE

A. Supercondutividade

A supercondutividade é um estado da matéria dentro do estado sólido. Para que um material seja considerado supercondutor deve exibir duas características diferentes:

1. Resistividade nula abaixo de uma determinada temperatura crítica: $\rho = 0 \forall T < T_c$
2. Indução magnética nula dentro do supercondutor: $B = 0$

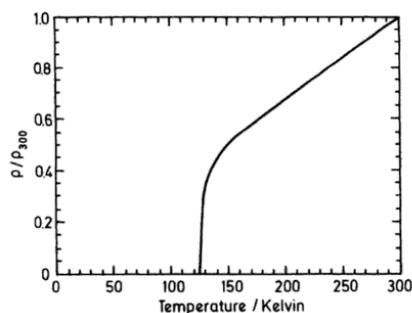


Fig. 1. Dependência da resistividade elétrica de um óxido supercondutor na temperatura [5].

A.1. Resistividade Nula

A resistividade nula é observada em supercondutores a todas as temperaturas abaixo da crítica. Esta pode, no entanto, ser anulada se o material for atravessado por uma corrente que ultrapasse a densidade crítica de corrente, J_c . A resistividade de um supercondutor é nula até onde se pode medir. Trata-se de um dos melhores zeros da natureza, tão pequena como $10^{-23} \Omega\text{m}$.

Para compreender o estado de resistividade nula começamos por considerar um metal acima da sua temperatura típica. Este é descrito como um metal normal. Os seus eletrões de condução comportam-se como um gás de eletrões quase livres, que são

dispersos pelas vibrações e imperfeições da rede, contribuindo para a resistividade. No entanto, se a $T < T_C$ esperamos ter $R = 0$, o comportamento terá de ser diferente. Na verdade este comportamento pode ser fenomenologicamente descrito pela teoria BCS. Quando um metal supercondutor é arrefecido abaixo da sua temperatura crítica, o gás de eletrões, que caracteriza o estado normal, transforma-se num tipo de fluido diferente. Passa a tratar-se de um fluido quântico de pares de eletrões altamente correlacionados [5]. É importante notar que esta correlação existe no espaço dos momentos, o espaço recíproco, e não no espaço real. Abaixo de T_C , um eletrão de condução com um dado momento e um dado spin acopla fracamente com outro eletrão de momento e spin exatamente opostos. São os chamados pares de Cooper, onde o acoplamento é garantido pelas ondas elásticas da rede, os fonões. Como a rede é constituída por iões positivos, o eletrão em movimento cria nela uma distorção. No entanto, devido à elevada massa dos iões, esta distorção de carga positiva acaba por relaxar, atraindo outro eletrão.

Enquanto os dois eletrões que constituem um par de Cooper se encontram bastante afastados, os outros eletrões próximos encontram-se apenas a alguns Å de distância. Como os pares de Cooper se formam entre eletrões de momento e spin opostos, o momento e o spin resultante do supercondutor serão nulos. Da relação de de Broglie, a onda associada terá então um λ infinito (na prática é da dimensão da amostra).

Da ótica sabemos que uma onda apenas é difundida por um obstáculo, se este for da ordem de grandeza do comprimento de onda. Como esta condição não se verifica, os pares de Cooper não podem ser dispersos da mesma forma que os eletrões individuais. De onde se conclui que não existe um mecanismo que origine a resistividade.

A.2. Sem Indução Magnética

A não existência de indução magnética no interior de um supercondutor quando a sua temperatura se encontra abaixo da temperatura crítica é explicado pelo efeito Meissner-Oschensfeld [2]. Num estado normal, a uma temperatura superior a T_C , na presença de campo magnético, as linhas de campo atravessam a amostra. Já abaixo de T_C o comportamento altera-se. Ocorre uma transição de fase para o estado supercondutor e o fluxo magnético passa a ser expelido para fora da amostra metálica. O fenómeno encontra-se esquematizado na figura 2.

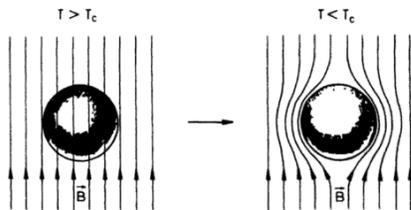


Fig. 2. Comportamento das linhas de um campo magnético externo fraco aplicado a uma amostra metálica abaixo e acima da temperatura crítica, T_C [5].

Este comportamento do campo magnético, para temperaturas abaixo de T_C é uma evidência de que o estado de resistividade nula não é suficiente para caracterizar um supercondutor. Se esse fosse o caso, quando arrefecido num campo magnético, até à temperatura T_C , o supercondutor aprisionaria o campo no seu interior. Quando o campo fosse removido, as correntes induzidas preservá-lo-iam no interior do material. A expulsão do fluxo por

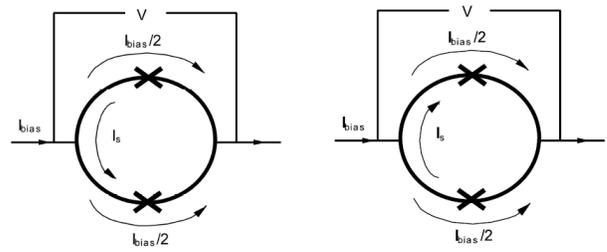


Fig. 3. SQUID dc na presença de campo magnético aplicado (à esquerda). Inversão do sentido da corrente I_S (à direita) [6].

parte da amostra implica por isso, que este estado supercondutor é, de facto, um estado de equilíbrio termodinâmico.

B. Superconductive Quantum Interference Device (SQUID)

B.1. Anéis Supercondutores

Os anéis fechados supercondutores são sistemas bastante úteis no estudo da supercondutividade, e estão na base do funcionamento do SQUID, sendo a sua compreensão relevante para a realização deste trabalho.

Imaginemos um anel supercondutor arrefecido abaixo da sua temperatura crítica num campo magnético fraco. O campo magnético induziu no anel uma corrente. Quando o campo magnético aplicado é retirado, o que se verifica é que a corrente induzida tenta opôr-se a essa mudança, gerando um campo, em substituição do que foi removido. Num material normal esta corrente decairia rapidamente, no entanto, estando na presença de um supercondutor, a corrente está quantizada. A quantidade de fluxo contida no anel pode apenas assumir certos valores discretos. Para que a corrente cessasse repentinamente seria necessário que todos os pares de Cooper que compõem a corrente transitassem simultaneamente de estado. Uma vez que se trata de acontecimento altamente improvável, na prática isto nunca se verifica, e a corrente flui indefinidamente.

B.2. Junções de Josephson

Um junção de Josephson é uma estrutura física simples, que consiste em duas regiões de supercondutores colocadas muito próximas uma da outra, cada uma com a sua fase ϕ_1 e ϕ_2 . Se as duas regiões do supercondutor estiverem suficientemente perto uma da outra, as suas fases estarão relacionadas, e corrente elétrica pode fluir entre elas sem sentir resistência. A própria junção atua como um supercondutor.

As junções de Josephson são os dispositivos essenciais da eletrónica de supercondutores. Elas podem ser usadas numa variedade de circuitos eletrónicos, sendo um dos mais úteis o SQUID, que contém duas junções na sua constituição.

B.3. SQUID dc

Os SQUIDs convertem fluxo magnético para voltagem, facilitando assim a análise da leitura de uma medição, e a consequente caracterização de um material.

Trata-se de um loop supercondutor com duas junções, onde podem ocorrer fenómenos quânticos de interferência magnética. O fenómeno de primeira ordem denomina-se SQUID dc, e é sobre ele que o foco deste trabalho vai recair.

Atentos na figura 3 à esquerda. Se uma corrente constante atravessar o dispositivo, uma chamada corrente de *bias*, e este for simétrico, com junções iguais, ela deverá dividir-se igualmente pelos dois braços. Uma supercorrente irá fluir pelo dispositivo,

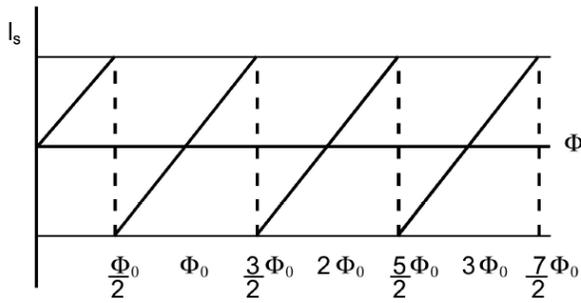


Fig. 4. Relação entre a corrente I_S e o fluxo magnético aplicado [6].

desde que esta não exceda o valor da corrente crítica das junções, i.e., a corrente máxima que as junções podem aguentar num estado de resistência nula.

Se um campo magnético for aplicado ao SQUID, o loop supercondutor vai tentar contrariá-lo, gerando uma corrente I_S que flui em torno do loop. Esta corrente cria um campo magnético igual, mas oposto ao campo aplicado, cancelando o fluxo resultante. Uma vez que a corrente I_S se impõe à corrente de *bias*, verifica-se uma redução do valor da corrente crítica do SQUID pela aplicação de um campo magnético.

As junções presentes no SQUID funcionam como uma espécie de portões, capazes de manter fora, ou deixar entrar quantas de fluxo magnético. À medida que o fluxo magnético é aumentado, I_S aumenta, até que o fluxo atinge o valor de meio quanta. Neste ponto as junções voltam ao normal, e I_S anula-se. Continuando a aumentar o fluxo, uma pequena corrente I_S começa a fluir no sentido positivo, e o ciclo começa outra vez. A corrente I_S muda de sinal (direção) sempre que o fluxo aplicado atinge metade de um inteiro de quantas. Esta corrente é assim periódica no fluxo aplicado, como ilustra a figura 4.

Uma vez que a corrente crítica do SQUID depende da corrente I_S , verifica-se também uma periodicidade da mesma no fluxo aplicado (figura 4). A corrente crítica é máxima quando o fluxo magnético aplicado é múltiplo inteiro do quanta de fluxo, e mínima quando o fluxo é múltiplo de metade de um quanta. À medida que se aumenta o fluxo magnético desde o zero, a curva V-I do SQUID vai oscilar continuamente entre estes dois estados, com o período de um quanta de fluxo.

3. SECÇÃO EXPERIMENTAL

A. Supercondutividade num supercondutor de alta temperatura crítica

Para concretizar a montagem experimental necessária à realização deste trabalho foi utilizado o seguinte material:

- Amostra supercondutora com quatro contactos eléctricos.
- Termómetro de platina de quatro contactos eléctricos.
- Criostato com a câmara experimental
- Dewar de inox com azoto líquido para arrefecimento da câmara experimental.
- Aquecedor da câmara experimental.
- Duas fontes de alimentação.
- Amperímetro.

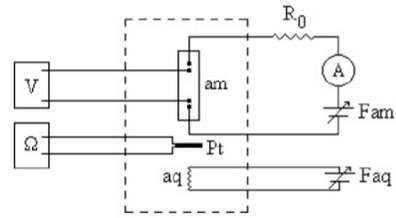


Fig. 5. Esquema da montagem experimental. (am) - amostra, (aq) - aquecedor, (Pt) - termómetro de platina, (Fam) - fonte de alimentação regulável, (Faq) - fonte de alimentação regulável para aquecimento da amostra. [7].



Fig. 6. Montagem utilizada no laboratório.

- Dois multímetros digitais.
- Tabela de calibração do termómetro de platina.

A montagem foi feita tal como as figuras 5 e 6 ilustram. A medição foi realizada em regime de subida de temperatura. Foram registados os valores de resistência medidos pelo termómetro de platina, e a respetiva leitura de tensão no voltímetro. Conhecido o valor da corrente, e atendendo à tabela de calibração do termómetro os dados foram posteriormente analisados.

B. Medições com o SQUID



Fig. 7. Montagem do SQUID [6].

No que à montagem do aparelho diz respeito esta pode ser conseguida seguindo a descrição presente no manual [6]. Esta encontra-se representada na figura 7, onde podemos observar o contentor do nitrogénio, com a sonda que contém o sensor

SQUID lá dentro. Esta sonda encontra-se ligada à caixa eletrônica, cujos comandos nos permitem realizar diferentes testes. Todos os resultados foram observados num osciloscópio, que foi ligado à caixa eletrônica do SQUID.

É possível operar com o SQUID em dois modos diferentes, bastando para isso selecionar o switch desejado na caixa do SQUID. Com o modo V-I vamos analisar as propriedades das junções de Josephson, e com o modo $V - \phi$ as propriedades do próprio SQUID dc.

4. RESULTADOS

A. Estudo da Supercondutividade do BiPbSrCaCuO

Com os dados recolhidos foi possível traçar a curva da figura 8, que descreve o comportamento da resistência do material com a variação da temperatura. Tal como era esperado, abaixo de um determinado valor de temperatura, a denominada temperatura crítica, o material não apresenta resistência à passagem de corrente. Está por isso num estado supercondutor.

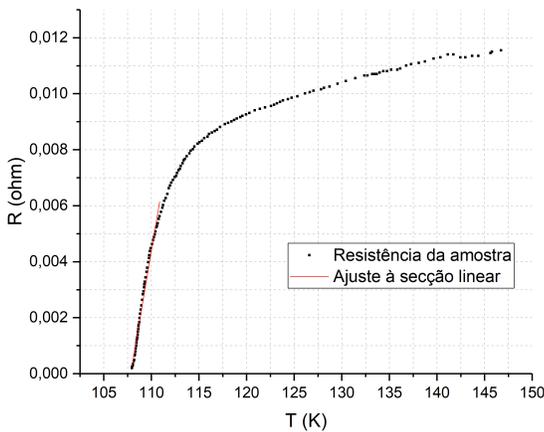


Fig. 8. Evolução da resistência de BiPbSrCaCuO em função da temperatura.

Com o objetivo de determinar qual o valor da temperatura crítica do material, foi realizado um ajuste linear à região de subida do gráfico. Com os parâmetros obtidos (declive = $0.00202 \pm 3.7098 \times 10^{-5}$ e interceção = -0.21788 ± 0.00405) foi possível estimar a temperatura crítica em $\approx 107,86$ K. O valor tabelado de temperatura crítica para o BiPbSrCaCuO é de 108 K, tendo assim sido obtido um valor com um erro de ≈ 0.13 %.

B. Resultados do SQUID

A operação do SQUID foi inicialmente considerada no modo V-I. O movimento do switch da corrente de *bias*, seguido de uma alteração da amplitude, permitiu a obtenção da curva V(I) característica do SQUID, que se encontra representada na figura 9.

Assumindo que as duas junções de Josephson que compõem o SQUID são iguais, esta curva obtida para duas junções conectadas em paralelo será igual caso se trate de apenas uma junção. A região constante que se observa no meio define a corrente crítica das junções, valor que representa a máxima corrente com resistência nula que o SQUID consegue suportar. É nesta região que estamos perante uma corrente que flui sem tensão, uma

supercorrente. O seu valor pode ser variado pela alteração do estado do switch do *flux bias*, uma vez que este alimenta uma pequena bobina que aplica campo magnético no loop do SQUID.

O valor da corrente crítica pode ser determinado medindo a largura desta zona constante no gráfico, e dividindo-o depois pelo fator de escala de 10000Ω [6]. Desta forma, para um intervalo de 2 V foi obtido um valor de $200 \mu A$ para a corrente crítica das duas junções. Sendo estas exatamente iguais somos levados a pensar que o valor da corrente crítica de cada uma era de $100 \mu A$. No entanto, a curva que observamos na figura 9 dirige a corrente de forma simétrica em torno do zero, o que implica que na verdade a corrente que obtivemos para cada junção é composta de duas contribuições, uma positiva e outra negativa. Como no caso deste trabalho obtivemos uma curva realmente simétrica na corrente, em torno do zero, o valor real da corrente crítica de uma junção pode ser determinado dividindo novamente o valor anterior por dois, ficando assim com $50 \mu A$.

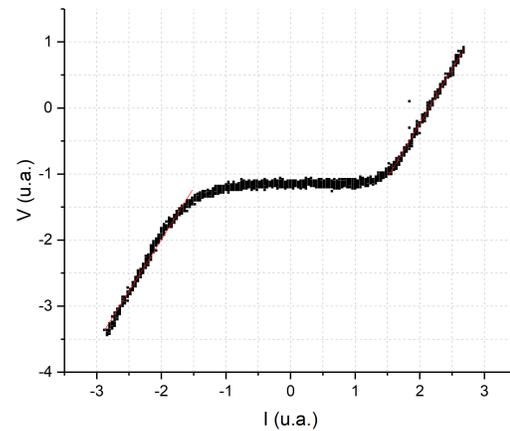


Fig. 9. Curva V(I) característica do SQUID.

Existe ainda um outro parâmetro da curva V(I) de um circuito SQUID denominado R_N . Toma o nome de resistência do estado normal, e corresponde ao valor do declive da curva nos seus extremos. Realizando ajustes lineares aos dois extremos da curva foram obtidos os valores de declive de 1.56197 ± 0.0183 , para a extremidade esquerda, e 1.63867 ± 0.01666 para a direita. Assumindo que as junções são idênticas, esperava-se que os valores de declive fossem iguais. Apesar de não o serem estão suficientemente próximos um do outro para que as possamos continuar a considerar iguais, ou pelo menos bastante semelhantes, com um valor médio de resistência de $\approx 1.60032 \Omega$.

Com os valores obtidos podemos agora calcular a quantidade $I_C R_N$. Este valor estabelece a variação máxima de tensão no SQUID induzida por um quanta de fluxo magnético individual. Obteve-se o valor de tensão de $\approx 80.016 \mu V$, o que se encontra dentro dos valores típicos para a tensão da junção de SQUID, de acordo com [6].

Uma vez concluído o estudo das junções de Josephson, passamos para o estudo do squid dc, recorrendo ao modo $V - \Omega$ do SQUID. Quando se altera o valor do *flux bias*, ainda no modo V - I observa-se uma alteração da curva obtida, correspondente

a uma alteração do valor da corrente crítica. Valor este que oscila entre um máximo e mínimo, no qual a curva $V - I$ se torna aproximadamente linear.

Para obter os melhores resultados na configuração $V - \phi$, o valor da corrente de *bias* é alterado de forma a que a tensão do SQUID seja mais sensível a variações do campo magnético. O ponto de máxima sensibilidade ocorre no "joelho" da curva $V-I$ (podemos observar esta região na figura 9). Este ponto pode ser encontrado ajustando o *bias flux* para que a corrente crítica esteja no seu valor máximo, reduzindo depois a amplitude, de forma a que apenas um ponto fique visível no monitor do osciloscópio. Mais uma vez ajustando a corrente de *bias*, esse ponto é arrastado até ao "joelho" da curva $I-V$.

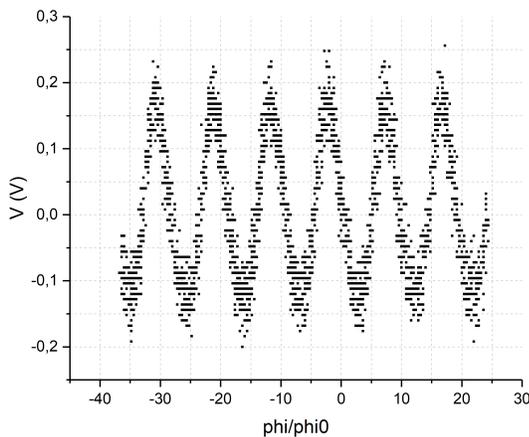


Fig. 10. Oscilações do SQUID no modo $V - \phi$.

Observaram-se oscilações deste ponto no monitor. Oscilações estas devidas à dependência periódica que a corrente I_S apresenta no fluxo magnético, já explicada anteriormente.

Alterando então o modo de funcionamento de SQUID, obteve-se o resultado da figura 10. As oscilações do ponto no modo $V-I$ foram agora transformadas numa curva oscilante no fluxo de campo magnético.

Sabemos que a corrente crítica é máxima quando o fluxo magnético é múltiplo de um quanta de fluxo, e mínima quando este é múltiplo de metade de um quanta. O que observamos na figura 10 é uma variação entre estes dois extremos, com o período de um fluxo quântico. A imagem encontra-se representada com algum ruído pois foi guardada sem a realização de uma média, ou de uma paragem do osciloscópio. Desta forma é um pouco complicado perceber exatamente entre que valores V está a variar, parecendo no entanto corresponder a uma amplitude pico a pico de 300 mV, o que, atendo ao fator de conversão de 10000 corresponde na realidade a 30 μV .

5. CONCLUSÕES

Neste trabalho é realizado um estudo do supercondutor de alta temperatura, BiPbSrCaCuO , na vizinhança da transição supercondutora. Verificou-se a existência de um regime no qual a resistência da amostra é nula. Este regime é atingido com o arrefecimento do material. Quando este chegou a uma temperatura crítica ocorreu uma mudança de fase, e ele passou a supercondutor. A temperatura crítica foi determinada como $\approx 107,86 \text{ K}$ com um erro de 0,13 %.

Para além disso, foi também conduzido um estudo ao SQUID, de caracterização das junções de Josephson e do seu funcionamento dc. Confirmou-se a dependência do valor da corrente crítica no fluxo magnético aplicado, uma vez que este induz a corrente I_S , que se vai sobrepor à I_C característica do material. A corrente crítica de cada um das junções foi determinada como 50 μA , e a variação máxima de tensão induzida por um quanta de fluxo como $\approx 80,016$.

As oscilações da curva $V - \phi$ foram observadas, correspondendo à variação do valor da corrente crítica com o campo aplicado.

REFERÊNCIAS

1. Onnes, H. K. Investigations into the properties of substances at low temperatures, which have led, amongst other things, to the preparation of liquid helium. *Nobel Lecture December 1913*
2. Forrest, A. M. Meissner and Ochsenfeld revisited. *Eur. J. Phys* **1983**, Vol. 4 No. 117, 117-120.
3. Bardeen, J.; Cooper, L. N.; Schrieffer, J. R. Theory of Superconductivity *Phys. Rev.* **1957**, 108 1175
4. Josephson, B. D. Possible new effects in superconductive tunnelling. *Physics Letters* **1962**, vol. 1 issue 7, 251-253.
5. Cyrot, M.; Pavuna, D.; Introduction to Superconductivity and High-Tc Materials *World Scientific* **1992**, 1st edition
6. Mr. SQUID User's Guide *Star CRIOELECTRONICS, LLC*.
7. Observação do fenómeno da supercondutividade num supercondutor de alta temperatura crítica *Técnicas Laboratoriais Avançadas II* **2018**.