

# ***Supercondutividade***

**Laboratório de Física III**

**Departamento de Física e Astronomia da Faculdade de Ciências da Universidade do Porto**

# supercondutividade

## 1 Introdução

### 1.1 Supercondutividade

A supercondutividade foi descoberta em 1911 por H. Kamerlingh Onnes na Holanda enquanto estudava a resistência elétrica de uma amostra de mercúrio em função da temperatura: a resistência desaparecia abruptamente aos 4 K, por arrefecimento com hélio líquido<sup>1</sup>. O seu trabalho foi reconhecida em 1913, quando lhe foi atribuído o prémio Nobel pela liquefação do hélio e pela descoberta da supercondutividade.

Nos dias de hoje já foram identificados mais de mil materiais, incluindo cerca de 30 elementos químicos puros, que se tornam supercondutores a temperaturas inferiores a 20 K (veja-se a fig. 1).

A investigação em supercondutividade levou à identificação, nos últimos anos, de uma nova família de compostos cerâmicos que se comportam como isoladores à temperatura ambiente mas que transitam para o estado supercondutor a temperaturas mais elevadas, que tornam a supercondutividade acessível a temperaturas de ebulição do Azoto líquido ( $T=77\text{K}$ ), e como tal mais acessíveis experimentalmente.

A investigação em materiais supercondutores é de extrema importância e tem impacto numa ampla gama de aplicações quotidianas, nomeadamente na implementação da técnica de ressonância magnética (imagiologia e caracterização de materiais) e no desenvolvimento de magnetes de flexão em aceleradores de partículas (como nos laboratórios Fermi Lab e CERN).

### 1.2 propriedades dos supercondutores

A resistividade zero é uma característica essencial de um supercondutor. Designa-se como Temperatura Crítica  $T_c$  a temperatura abaixo da qual uma amostra se torna supercondutora na ausência de um campo magnético.

A existência de um campo magnético é muito relevante para a manifestação do comportamento supercondutor dos materiais. À temperatura  $T < T_c$ , e sujeito o material a valores de intensidade de campo magnético superiores a um determinado Campo Crítico  $B_C(T)$ :

$$B_C(T) = B_0 \left( 1 - \left( \frac{T}{T_c} \right)^2 \right). \quad (1)$$

onde  $B_0$  é o valor assintótico do campo crítico para  $T \rightarrow 0$  K, o material perde as suas propriedades supercondutoras.

---

<sup>1</sup>O arrefecimento através de Hélio líquido já havia sido descoberto por Onnes uns anos antes

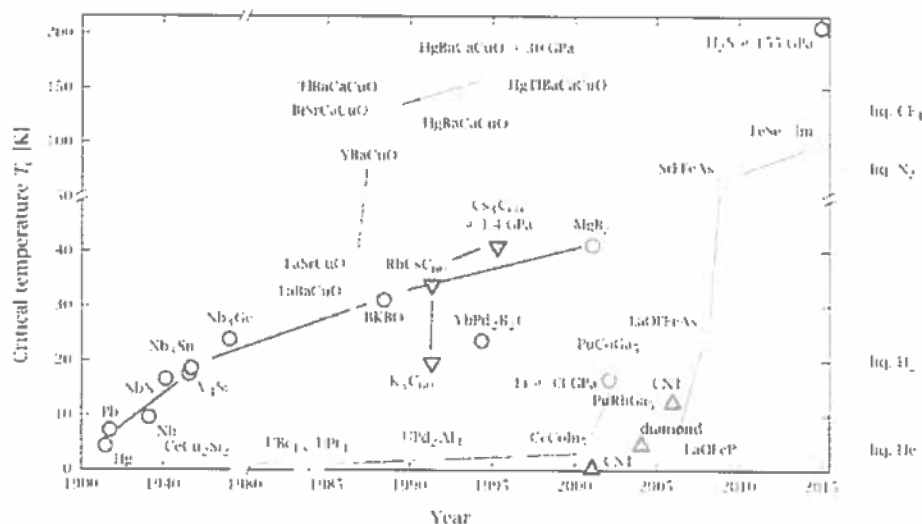


Figura 1: Exemplos de materiais supercondutores e temperaturas críticas ao longo dos anos [retirado de:

### 1.3 Efeito Meissner e a distinção entre um condutor perfeito e um supercondutor

A presença de um campo elétrico  $\vec{E}$  num condutor normal origina uma corrente densidade  $\vec{J}$  que, em estado estacionário, está relacionada com o campo elétrico pela equação  $\vec{J} = \sigma \vec{E}$  onde  $\sigma$  é expressa a condutividade elétrica.

Num metal, os transportadores de carga são electrões que se relacionam directamente com  $\sigma$  sendo uma constante e propriedade característica do metal. Nessas circunstâncias comuns, a relação entre  $\vec{J}$  e  $\vec{E}$  é denominada de "Lei de Ohm", e pode também ser expressa em função da resistividade  $\rho = \sigma^{-1}$ , como

$$\vec{E} = \rho \vec{J} \quad (2)$$

Os materiais que apresentam  $\sigma$  constante são denominados de condutores ôhmicos. A resistência elétrica num condutor ôhmico é causada pela dispersão dos elétrons de condução individuais por defeitos de rede, tais como impurezas, deslocamentos ou pela vibração dos átomos da posição de equilíbrio na rede devido ao movimento térmico. Em princípio, se não houvesse tais defeitos, a condutividade de um metal seria infinita. Embora tal material não exista, é interessante discutir as consequências teóricas da condutividade perfeita à luz das leis clássicas do eletromagnetismo e da mecânica.

Considere um condutor perfeito, de resistência nula (isto é, sem dissipação ou atrito no movimento de cargas). De acordo com a segunda lei de Newton, um elétron do condutor deve obedecer à equação  $e\vec{E} = m\vec{\dot{v}}$ . Por definição  $\vec{J} = ne\vec{v}$  onde  $n$  é a densidade de elétrons de condução, em número de cargas por unidade de volume. O campo elétrico e a densidade de corrente relacionam-se segundo:

$$\vec{E} = \frac{m}{ne^2} \vec{j}. \quad (3)$$

Esta expressão, substancialmente diferente da lei de ohm da eq. 2, pode ser escrita como:

$$\vec{E} = \mu \lambda^2 \vec{J}. \quad (4)$$

en que :

$$\lambda^2 = \frac{m}{ne^2\mu}. \quad (5)$$

Consideremos agora que o condutor perfeito se encontra sujeito a um campo magnético variável. As equações de Maxwell:

$$\nabla \times \vec{E} = -\dot{\vec{B}} \quad (6)$$

e

$$\nabla \times \vec{B} = \mu \left( \vec{J} + \epsilon \dot{\vec{E}} \right) \quad (7)$$

permitem-nos relacionar os campos magnético e eléctrico dentro do condutor perfeito, resultando em:

$$\lambda^2 \nabla \times \vec{J} = -\dot{\vec{B}}. \quad (8)$$

Assumindo que o termo de deslocamento eléctrico  $\epsilon \dot{\vec{E}}$  é negligenciável, podemos resumir a equação do campo magnético como:

$$\begin{aligned} \lambda^2 \nabla \times (\nabla \times \vec{B}) &= -\dot{\vec{B}}. \\ \nabla^2 \vec{B} &= \dot{\vec{B}} \end{aligned}$$

É solução desta equação a função:

$$\dot{B}(z) = \dot{B}(0)e^{-\frac{z}{\lambda}} \quad (9)$$

onde  $z$  é a distância de penetração de campo magnético abaixo da superfície.

Daqui se conclui que o campo variável  $\dot{B}(z)$  diminui exponencialmente com a profundidade de penetração, deixando  $B$  constante abaixo de uma distância de penetração característica  $\lambda$ . Como consequências deste facto, note as seguintes situações:

- se um campo magnético estiver presente quando um condutor atingir o estado de supercondutividade, esse campo é retido (congelado) independentemente do que aconteça na superfície.
- Se tentássemos mudar o campo magnético dentro do condutor perfeito por alteração do campo exterior aplicado, seriam geradas correntes induzidas de forma a manter o campo interno constante a profundidades além de  $\lambda$  - situação que pode ser vista como um caso extremo da lei de Lenz.
- Para um condutor perfeito de densidade de electrões de condução similar ao cobre, i.e aproximadamente de um electrão de condução por átomo, a profundidade de penetração seria da ordem de  $100\text{\AA}$ .

Um campo magnético pode existir num condutor perfeito desde que já lá estivesse no momento em que se torna condutor perfeito, e o seu valor não pode ser alterado. Mas Meissner e Ochsenfeld surpreenderam a comunidade científica quando, em 1933, demonstraram por evidência experimental que os supercondutores se diferenciavam deste comportamento, ao descobrirem que o campo magnético dentro de um supercondutor é sempre zero, ou seja,  $\vec{B} = 0$ , contrastando com a exigência menos rigorosa  $\dot{\vec{B}}=0$ . Este efeito ficou assim baptizado como Efeito Meissner.

Mais tarde London apresentou uma explicação fenomenológica do Efeito Meissner, sugerindo que a eq. 8 deveria ser substituída, no caso de supercondutores, por:

$$\lambda^2 \nabla \times \vec{J} = -\vec{B} \quad (10)$$

que implica nova solução para o campo magnético no material:

$$B(z) = B(0)e^{-\frac{z}{\lambda_L}} \quad (11)$$

e em que  $B \approx 0$  a profundidades apreciáveis além de  $\lambda_L$ , de acordo com o Efeito Meissner. A constante  $\lambda_L$  é denominada de profundidade de penetração de London.

Em resumo, podemos pensar num supercondutor como um material perfeitamente diamagnético. Ao activar um campo magnético geram-se correntes internas que, na ausência de resistência, cancelam completamente o campo magnético interno.

As experiências demonstraram a validade universal da eq.11 e que a magnitude de  $\lambda_L$  pode ser consideravelmente diferente de  $\lambda$ , uma vez que a densidade dos electrões supercondutores não é necessariamente a mesma que a densidade de electrões de condução de um metal normal - a densidade de electrões varia consoante o material e é função da temperatura.

## 1.4 Teoria de BCS

A equação de London (eq. 11) traduz uma restrição colocada *ad-hoc* sobre a eletrodinâmica clássica de forma a explicar o efeito Meissner. Assim, não pode ser tomada como uma teoria fundamental da supercondutividade, ainda que se tenha demonstrado ser uma consequência lógica da teoria fundamental da supercondutividade que deu o Nobel a Bardeen, Cooper e Schrieffer - a teoria BCS - em 1972. A teoria BCS baseia-se nos princípios da teoria quântica e da mecânica estatística e explica todas as propriedades observadas dos supercondutores de baixa temperatura.

De acordo com a teoria do BCS, a interação entre electrões e fónons<sup>2</sup> é responsável por uma redução na interação repulsiva de Coulomb entre electrões, sendo suficiente para produzir uma atracção de longo alcance a baixas temperaturas. Dessa atracção resulta a formação dos pares de electrões emparelhados, de spin oposto, designados como pares de Cooper. Ao contrário dos electrões de um condutor ohmico, estes pares comportam-se como bósons, pelo que é permitido a um qualquer número de pares a ocupação do mesmo estado quântico. Os pares podem acumular-se (ou condensar) num único estado quântico a temperaturas baixas, formando os condensados de Bose. Neste estado, os pares podem constituir uma corrente eléctrica sem resistência.

O desaparecimento da supercondutividade para temperaturas acima de uma certa temperatura crítica ( $T_C$ ) é causada pela ruptura térmica dos pares Cooper. Assim,  $T_C$  constitui uma medida da energia de ligação do par.

## 1.5 Bibliografia

### Referências

- [1] R. Feynman, "Lectures on Physics", vol. III (Addison-Wesley, New York, 1966).
- [2] R. L. Liboff, "Introductory Quantum Mechanics" (Holden-Day, 1980).
- [3] C. Kittel, "Introduction to Solid State Physics", vol. III (Wiley, New York, 1976).
- [4] F. London and H. London, in Proc. Roy. Soc. (1935), pp.71.
- [5] L. C. J.R. Schrieffer and J. Bardeen, Physics Today pp. 2341 (1973).
- [6] Prémios Nobel da Física de 1913, 1962, 1972, 1973, 1978, 1987, 1996, 2003, a partir de: [https://www.nobelprize.org/nobel\\_prizes/physics/laureates/](https://www.nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/)

<sup>2</sup>os modos vibracionais dos iões positivos na rede de cristal

---

## 2 Procedimento Experimental

A amostra é um filme de BiPbSrCaCuO que manifesta propriedades supercondutoras com uma temperatura crítica de cerca de 108 K. A fase supercondutora, estável a baixas temperaturas, é caracterizada pela resistência nula da amostra.

### 2.1 Material

- Fonte de alimentação para produzir a corrente da amostra (0-1.5V, 0-1.5A)
- Amperímetro para medir a corrente da amostra
- Resistência de proteção da amostra (comutável, 100  $\Omega$  e 1k $\Omega$ )
- Voltímetro digital para medida da tensão na amostra ( 1  $\mu$ V- 1 mV: HP34401A, ou Keithley 179, ou Agilent 34405A, ou similar)
- Termómetro de platina (Pt100)
- Ohmímetro para medida da resistência do termómetro de platina (HP34401A, ou similar, para medida em 4 contactos / 4W)
- Tabela de calibração do termómetro de platina
- Câmara experimental (sob vácuo)
- Garrafa "thermos" com azoto líquido para arrefecimento da câmara
- Fonte de alimentação do aquecedor colocado na câmara (0-500 mA)

### 2.2 criogenia com azoto líquido

Alguns cuidados a considerar no manuseamento de Azoto Líquido:

- A razão de expansão de líquido para gás do Azoto é de 1 para 694!! pelo que é preciso acautelar algum aumento indesejado de pressão associado à ebulição do Azoto (em contentores fechados há normalmente válvulas que permitem controlar e regular a sua pressão). CUIDADO!
- Associado também ao elevado poder de expansão do azoto, está também o risco de asfixia!, em particular em espaços de volume reduzido e não arejados (elevadores, pequenas divisões, espaços sem ventilação...). O Azoto não tem cheiro nem cor pelo que pode causar asfixia sem qualquer sinal visível! CUIDADO!
- A temperatura muito baixa do azoto constitui um risco claro que queimadura fria, um contacto rápido com um "salpico" na pele pode não ser perigoso, mas especial cuidado deve ser tido em conta relativamente aos olhos (nunca facilitar!) e evitar qualquer possibilidade de expor roupa ou calçado ao ensopamento com azoto. O azoto líquido pode provocar queimaduras graves por contacto prolongado com a roupa e a pele. CUIDADO!

### 2.3 Procedimento experimental

1. Verifique que as ligações elétricas estão realizadas de acordo com o esquema na fig 2.
2. Ajuste a corrente da amostra para 50 mA.

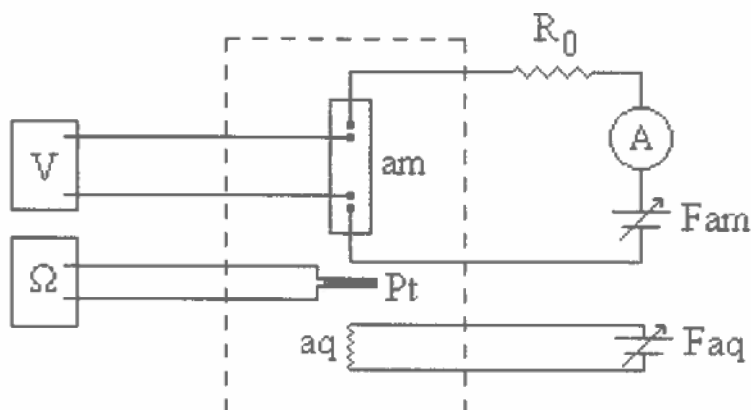


Figura 2: Esquema da montagem experimental. (am)- amostra; (aq)- aquecedor; (Pt)- termômetro de platina; (V)- voltímetro; (Ω)- ohmímetro; (A)-amperímetro; (Fam)-fonte de alimentação regulável; (Faq) - Fonte de alimentação regulável para aquecimento da amostra; ( $R_0$ ))- resistência de proteção.

3. Introduza, com o auxílio do professor, o azoto líquido no interior da garrafa “thermos”.
4. Introduza lentamente a câmara na garrafa e registre, a intervalos de temperatura convenientes, os valores da tensão da amostra (proporcionais à resistência:  $V = RI$ ). Para uma determinação rigorosa da temperatura crítica, deve tomar o máximo possível de pontos na vizinhança da transição supercondutora. Mergulhe a câmara no azoto para obter a temperatura mais baixa, cerca de 108 K.
5. Aqueça a câmara, levantando-a um pouco acima do azoto líquido e ligue o aquecedor. Aumente muito lentamente a corrente no aquecedor e só à medida que for necessário. Registre, a intervalos de temperatura convenientes, os valores da tensão da amostra.

## 2.4 Tratamento de dados

Represente graficamente  $V$  (ou  $R$ ) em função da temperatura  $T$ .

A temperatura da amostra é determinada a partir do valor da resistência ( $r$ ) do termômetro de platina, utilizando a calibração  $T(r)$  deste termômetro, à qual se encontra disponível sob a forma de função de parâmetros conhecidos, ou de tabela. Alternativamente, entre dois valores da tabela ( $r$ ) pode efetuar uma aproximação por interpolação linear.

$$T(r) = T(r_1) + \frac{T(r_2) - T(r_1)}{r_2 - r_1}(r - r_1) \quad (12)$$

em que  $(r_1, T(r_1))$  e  $(r_2, T(r_2))$  são dois pontos da tabela que satisfazem a condição  $r_1 < r < r_2$ . O quociente que surge no segundo membro da equação anterior encontra-se também tabelado, não necessitando por isso de ser calculado. A temperatura crítica é determinada pelo máximo da derivada da tensão em ordem à temperatura  $dV/dT$  (ou  $dR/dT$ ). A derivada pode ser calculada utilizando programas adequados (Excel, Origin, Scidavis, Kaleidagraph, etc.) ou aproximadamente, com o quociente  $\Delta V/\Delta T$  entre pontos sucessivos. Compare o comportamento obtido a altas temperaturas com o de um metal como o cobre.