

Tópicos de Física Contemporânea no Ensino Médio: um Texto para Professores sobre Supercondutividade

(Topics in Contemporary Physics at high school level: a text for teachers about superconductivity)

Fernanda Ostermann, Letícia Mendonça Ferreira, Cláudio J. Holanda Cavalcanti

Universidade Federal do Rio Grande do Sul, Instituto de Física

Av. Bento Gonçalves, 9500 - Caixa Postal 15051

91501-970 - Porto Alegre - RS - Brasil

Recebido 27 de Outubro, 1997

Este artigo é dirigido a professores de Física do ensino médio com o objetivo de tratar um tópico de Física Contemporânea - supercondutividade - não só no contexto dos conteúdos trabalhados na escola média, mas também a partir de temas não abordados nesse nível de ensino: conceitos básicos de Mecânica Quântica e Física do Estado Sólido. Existe consenso, em nível nacional e internacional, quanto à necessidade de introduzir, já no ensino médio, conteúdos de Física Contemporânea no currículo. No entanto, normalmente, a Física ensinada nas escolas avança, no máximo, até o início do nosso século. Neste contexto insere-se este trabalho, pretendendo contribuir para a atualização curricular em Física.

This is a paper directed to high school Physics teachers in which we attempt to present a topic in Contemporary Physics - superconductivity. This topic is discussed through high school Physics contents but also from subjects that are not treated in this level: principles of Quantum Mechanics and Solid State Physics. There is an agreement that it is important to introduce Contemporary Physics in high school Physics curriculum. However, usually, Physics teaching ends at the beginning of our century. The proposal of this text is to be a contribution to the updating of high school Physics curriculum.

I. Introdução

Este texto é dirigido a professores de Física do ensino médio com o objetivo de tratar um tópico de Física Contemporânea - **supercondutividade** - a partir de conteúdos trabalhados na escola média (por exemplo, eletromagnetismo e termodinâmica) e de temas não abordados nesse nível de ensino: conceitos básicos de Mecânica Quântica e Física do Estado Sólido. A justificativa para a escolha deste tópico centra-se na sua atualidade, abrangência de várias áreas de conhecimento da Física, desafios envolvidos na descrição completa do fenômeno e, acima de tudo, nos avanços tecnológicos que suas aplicações poderão proporcionar no futuro. Além disso, existe consenso, em nível nacional e internacional, quanto à necessidade de introduzir, já no ensino médio, conteúdos de Física Contemporânea no currículo. Como se sabe, normalmente, a Física ensi-

nada nas escolas avança, no máximo, até o início do nosso século. São inúmeras as razões para a introdução de tópicos contemporâneos na escola média. Dentre elas, pode-se citar:

- despertar a curiosidade dos estudantes e ajudá-los a reconhecer a Física como um empreendimento humano e, portanto, mais próxima a eles;
- os estudantes não têm contato com o excitante mundo da pesquisa atual em Física, pois não vêem nenhuma Física além de 1900. Esta situação é inaceitável em um século no qual idéias revolucionárias mudaram a ciência totalmente;
- é do maior interesse atrair jovens para a carreira científica. Serão eles os futuros pesquisadores e professores de Física.

Neste texto, introduzimos o fenômeno da supercondutividade a partir de sua evolução histórica e de suas

propriedades fundamentais (resistividade nula e efeito Meissner). A seguir, discutimos os aspectos gerais da transição supercondutora e as principais teorias que descrevem o estado supercondutor. A proposta é desenvolver os temas de forma mais qualitativa e conceitual, evitando-se, sempre que possível, um tratamento matemático extenso e rigoroso. Este trabalho constitui apenas uma introdução ao assunto. O leitor interessado em aprofundar seus conhecimentos poderá consultar a bibliografia indicada ao final do texto.

II. Evolução Histórica da Supercondutividade

1911 descoberto o fenômeno pelo físico holandês Heike Kamerlingh Onnes (figura 1) (o que foi possível com a liquefação do hélio em 1908). Pesquisando a resistividade elétrica do mercúrio, percebeu que este material perdia de forma completa e abrupta a sua resistividade ao ser resfriado abaixo de -269°C (4K). Ele denominou de “supercondutividade” esse estado de resistividade zero (figura 2). Em 1913, recebe o Prêmio Nobel de Física.

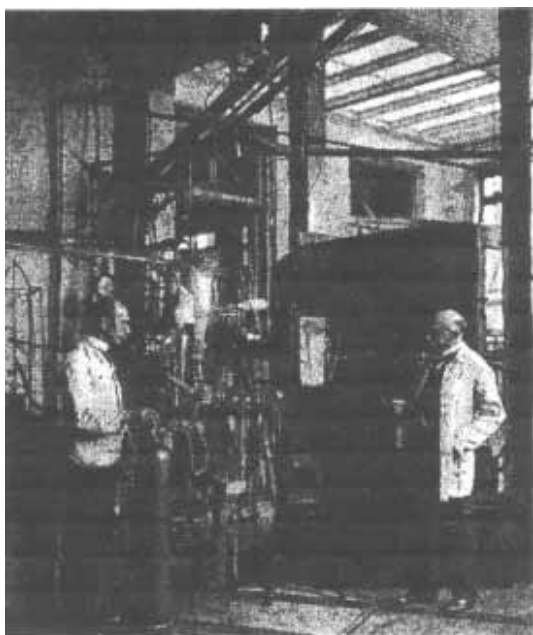


Figura 1: H. Kamerlingh Onnes (1853-1926), à direita, com seu assistente (Gilles Holst) no Laboratório de Criogenia da Universidade de Leiden, Holanda (figura retirada de Nobel, 1996).

1933 Os físicos alemães W. Meissner e R. Ochsenfeld descobrem o fenômeno hoje conhecido como Efeito Meissner. A supercondutividade passa então a ser encarada como um novo estado da matéria.

1934 O físico inglês F. London fórmula uma teoria sobre as propriedades eletrodinâmicas dos supercondutores; as equações de London são condições que complementam as equações de Maxwell. O modelo proposto é de dois fluidos (elétrons normais - superelétrons). A teoria descreve o fenômeno mas não “explica” a ocorrência da supercondutividade.

1950 Os físicos soviéticos V.L. Ginzburg e L.D. Landau desenvolvem a chamada teoria fenomenológica (às vezes chamada macroscópica) para explicar as propriedades termodinâmicas da transição do estado normal para o supercondutor. Embora originalmente fenomenológica, a teoria provou ser exata e muito poderosa. Até hoje, a descrição de óxidos supercondutores de altas temperaturas críticas é possível com o uso deste formalismo. Tanto a teoria de London como esta última serviram para estabelecer relações entre diferentes fenômenos. No entanto, ambas são descrições matemáticas dos efeitos observados em laboratório, isto é, teorias fenomenológicas, incapazes de explicar o fenômeno como consequência das leis fundamentais da Física.

1957 A teoria microscópica da supercondutividade é formulada por Bardeen, Cooper e Schrieffer (teoria BCS). É uma teoria elegante mas matematicamente complexa e não pode ser adequadamente apresentada em um nível elementar. A teoria BCS explica a origem da supercondutividade, dando fundamento às teorias de London, Ginzburg e Landau. Em 1972, seus formuladores ganharam o Prêmio Nobel de Física. A teoria mostrou explicar os fatos observados à época. Atualmente, os supercondutores a altas temperaturas críticas ainda esperam por uma teoria que explique a natureza de sua origem microscópica.

1962 O físico inglês B.D. Josephson prediz, baseado na teoria BCS, que dois materiais supercondutores em contato (junção) devem apresentar propriedades particulares. Tais fenômenos, hoje conhecidos como efeito Josephson, foram comprovados posteriormente em laboratório e permitiram mostrar consequências da física quântica em escala macroscópica. Em 1973, recebe o Prêmio Nobel de Física. Intensifica-se a busca por materiais supercondutores dotados de alta temperatura crítica.

- 1973 O físico norte-americano B. Matthias descobre o composto Nb_3Ge , com uma temperatura crítica de 23K.
- 1986 Os físicos alemães K.A. Muller e J.G. Bednorz demonstram que o material constituído por La-Ba-Cu-O se torna supercondutor a 30K.
- 1987 Os físicos americanos Paul Chu e Maw-Kuen Wu descobrem o sistema composto por Y-Ba-Cu-O com temperatura crítica de 93K.
- 1988 Supercondutividade a 110K no sistema Bi-Ca-Sr-Cu-O. Supercondutividade a 125K com o composto de Tl-Ca-Ba-Cu-O.
- 1993 Descoberta a supercondutividade num composto de Hg-Ba-Ca-Cu-O, com $T_c \approx 135K$.
- 1997 Não há aceitação pela comunidade científica de uma única teoria que explique o fenômeno da supercondutividade em altas temperaturas. Mas a busca da supercondutividade a temperaturas ainda maiores continua.

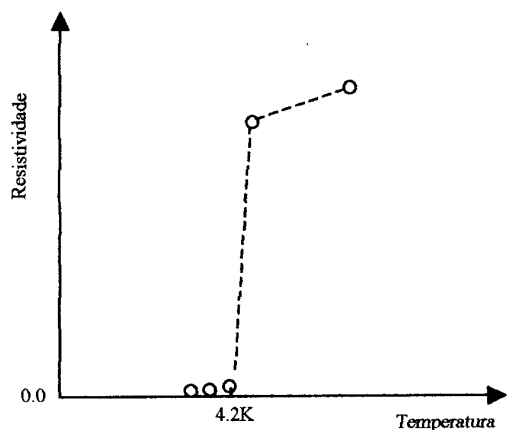


Figura 2: A resistividade do mercúrio cai abruptamente a zero em $T=4,2K$ (figura retirada de Balseiro e Cruz, 1988).

III. Propriedades Básicas de um Supercondutor: Resistividade Nula e Diamagnetismo Perfeito

III.1 Um Modelo de Metal

Um modelo simplificado de metal consiste de uma rede cristalina de íons positivos envolvidos por elétrons que podem mover-se livremente, os chamados elétrons livres, como mostra a figura 3.

A uma temperatura diferente de zero absoluto, os íons positivos estão em movimento oscilando em torno de suas posições de equilíbrio devido à sua agitação

térmica. Os elétrons livres, por sua vez, apresentam um movimento desordenado ou aleatório, tal como o de moléculas gasosas em recipientes fechados. A “dança” de um elétron está representada na figura 4.

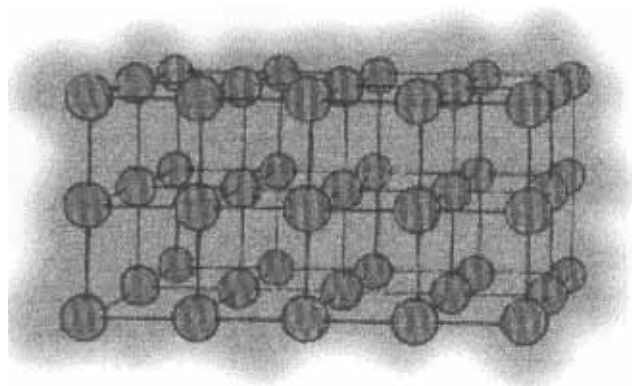


Figura 3: Um modelo de metal (figura adaptada de GREF, 1993).

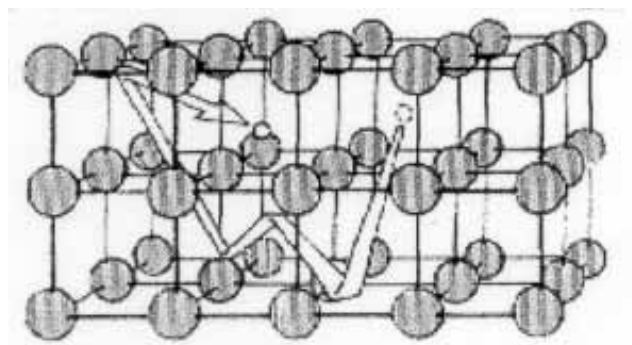


Figura 4: Movimento desordenado de um elétron livre (figura retirada de GREF, 1993).

III.2 A Corrente Elétrica (ou corrente de transporte)

Em um fio metálico desconectado de uma fonte de energia elétrica, os elétrons livres movem-se desordenadamente no interior da rede cristalina. Tal movimento não constitui a corrente elétrica. Ao se submeter o fio a uma diferença de potencial elétrico, surge uma força de origem elétrica que atua sobre cada um dos elétrons livres, dando origem a um movimento ordenado com uma direção preferencial. Este movimento ordenado de cargas constitui a chamada corrente elétrica.

III.3 A Resistividade Elétrica

O movimento dos elétrons livres (a corrente elétrica) sofre oposição devido à presença de impurezas ou imperfeições na rede cristalina e a vibrações térmicas que

deslocam os íons de suas posições de equilíbrio. Estes dois efeitos que destroem a perfeita periodicidade da rede cristalina causam espalhamento dos elétrons de condução (livres) em outras direções diferentes daquela da corrente elétrica. Esta oposição à corrente elétrica é conhecida como *resistividade elétrica*.

III.4 Condução em um Metal

A resistividade elétrica de um metal diminui à medida em que o material é resfriado. Quando a temperatura é diminuída, as vibrações térmicas dos íons diminuem e os elétrons de condução sofrem menor número de espalhamentos. Assim, a resistividade elétrica decresce conforme a temperatura diminui e sua variação com a temperatura é ilustrada na figura 5. A figura mostra o comportamento de um metal perfeitamente puro (sem impurezas e defeitos na rede cristalina) e de um metal com impurezas. Observa-se que a resistividade de um metal perfeitamente puro vai a zero quando a temperatura aproxima-se do zero absoluto, uma vez que a única contribuição à resistividade seria aquela devido a vibrações térmicas que, no entanto, são inexistentes a $T = 0\text{K}$. Mas, normalmente, os metais apresentam impurezas e imperfeições intrínsecas que impedem que sua resistividade caia a zero em $T = 0\text{K}$, assumindo um valor ρ_0 diferente de zero, o qual designamos de resistividade residual.

Uma das curvas da figura 5 representa o comportamento de um condutor ideal - resistividade nula em $T = 0\text{K}$. Mais adiante, será visto que tal curva não caracteriza o fenômeno da supercondutividade.

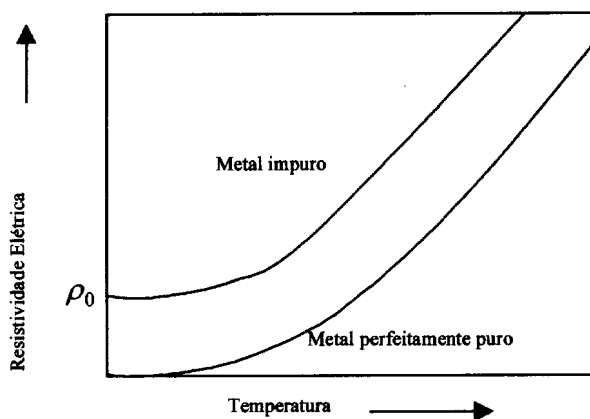


Figura 5: Variação da resistividade de metais com a temperatura (figura retirada de Rose-Innes e Rhoderick, 1988).

III.5 A Supercondutividade

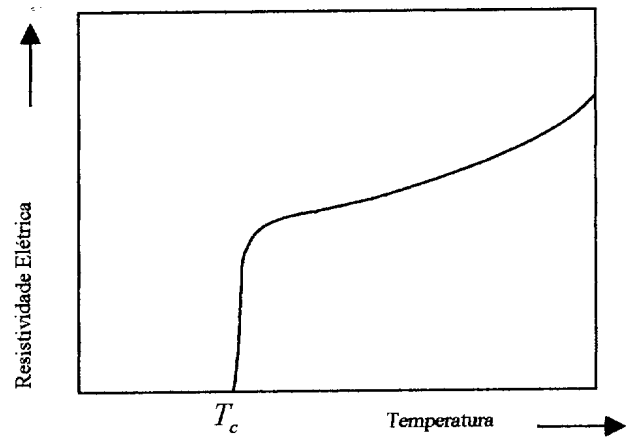


Figura 6: Perda de resistividade de um supercondutor em temperaturas baixas (figura retirada de Rose-Innes e Rhoderick, 1988).

Certos materiais apresentam um comportamento bastante surpreendente que difere significativamente do comportamento usualmente observado em metais. Quando resfriados, sua resistividade decresce da maneira usual, mas a uma temperatura poucos graus acima do zero absoluto, sua resistividade cai abruptamente a zero (figura 6). Diz-se, então, que o material passou ao estado supercondutor. A perda da resistividade elétrica é uma das propriedades características do estado supercondutor, mas não a única. Posteriormente, será discutida outra propriedade fundamental deste estado: o efeito Meissner, ou seja, o estado diamagnético perfeito.

III.6 Resistividade Nula

A temperatura na qual um supercondutor perde a sua resistividade elétrica é chamada de temperatura de transição ou temperatura crítica (T_c). Esta temperatura é característica de cada material. A tabela abaixo fornece alguns valores típicos de T_c dos elementos metálicos.

	Nb	Pb	Ta	Sn	Zr	Bi	Ge
T_c (K)	9.3	7.2	4.5	3.7	0.8	\tilde{n} sc	\tilde{n} sc

Um fato interessante observado é que nem todos os bons condutores à temperatura ambiente (cobre e

ouro, por exemplo) são supercondutores, mesmo nas mais baixas temperaturas obtidas até os dias de hoje. A supercondutividade não é um fenômeno raro: aproximadamente metade dos elementos metálicos apresenta tal propriedade. Além disso, um grande número de ligas são supercondutoras.

III.7 Efeito Meissner

Os físicos alemães W. Meissner e R. Ochsenfeld constataram que os supercondutores são diamagnetos quase perfeitos. Quando um material é submetido a um campo magnético, este penetra no mesmo, ainda que o valor em seu interior seja, de um modo geral, diferente do valor do campo aplicado. Nos supercondutores, em campos suficientemente pequenos, o valor do campo magnético no interior do material é zero: os supercondutores repelem o campo magnético, fenômeno conhecido pelo nome de efeito Meissner, em homenagem a um de seus descobridores. Em um primeiro momento, tal descoberta desorientou os pesquisadores, mas levou a duas conclusões importantes. Em primeiro lugar, ficou demonstrado que um supercondutor não é simplesmente um metal com resistividade zero, pois a resistividade nula não implica diamagnetismo perfeito. A supercondutividade deveria ser concebida como um novo estado da matéria, com propriedades muito particulares. Em segundo lugar, o efeito Meissner permitiu estabelecer que a transição do estado normal para o supercondutor é uma transição termodinâmica reversível. Este aspecto do fenômeno será discutido mais adiante.

Para se entender por que os supercondutores são diamagnetos perfeitos é interessante comparar seu comportamento com o de um condutor ideal (perfeito) quando estão em jogo duas variáveis que determinam o comportamento da supercondutividade no material: o campo magnético aplicado (\vec{H}) e a temperatura (T).

Deve-se distinguir, de um lado, um campo magnético aplicado externo (por exemplo, gerado por um ímã) e, de outro, um campo magnético presente dentro de uma amostra. Fixada a temperatura e o campo do ímã, o campo interior se ajusta automaticamente ($\vec{B} = \mu_0(\vec{H} + \vec{M})$). O campo no interior da amostra é chamado indução magnética (\vec{B}) e diferencia-se do campo do ímã (\vec{H}). A grandeza \vec{M} é chamada magnetização do corpo.

III.7.a Propriedades Magnéticas de um Condutor Perfeito

Seja um condutor ideal a baixa temperatura que não apresenta resistividade na ausência de campo magnético aplicado. Quando um campo é aplicado, de acordo com a Lei de Faraday-Lenz (campo variável no tempo gera corrente elétrica que se opõe a esta variação), aparecerão correntes induzidas sem resistividade que circularão na superfície da amostra de tal maneira a criar um campo magnético dentro do material que seja exatamente igual e oposto ao campo magnético aplicado. Como essas correntes são persistentes (não há resistividade), o fluxo total dentro do material permanece nulo. A figura 7 ilustra esta situação: as correntes de superfície i geram uma densidade de fluxo \vec{B}_i que exatamente cancela o campo magnético externo \vec{H}_a em qualquer ponto dentro do metal. Estas correntes superficiais são freqüentemente chamadas de correntes de blindagem.

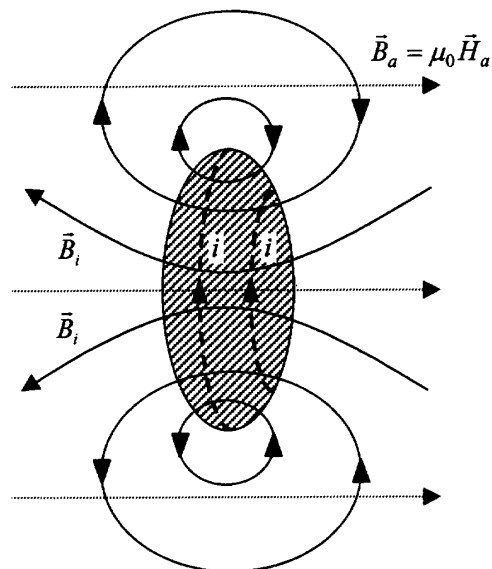


Figura 7: Distribuição de fluxo magnético em um corpo diamagnético (figura retirada de Rose-Innes e Rhoderick, 1988).

A densidade de fluxo criada pelas correntes superficiais persistentes não desaparece, é claro, na fronteira da amostra, mas as linhas de fluxo formam curvas contínuas fechadas as quais voltam através do espaço exterior. Embora a densidade deste fluxo em qualquer parte interna da amostra seja igual e oposta ao fluxo do campo aplicado, isto não é assim fora da amostra.

A figura 8 mostra a distribuição de fluxo resultante da superposição do fluxo dentro e fora da amostra com o fluxo do campo aplicado. A configuração que surge é como se a amostra tivesse impedido que o fluxo do campo aplicado entrasse em seu interior. Um material no qual não há densidade de fluxo resultante em seu interior quando um campo magnético é aplicado chama-se diamagneto perfeito.

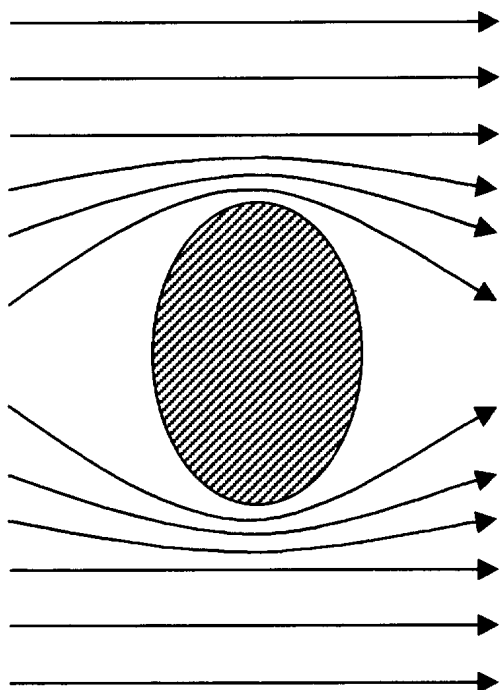


Figura 8: Distribuição resultante de fluxo em torno de um corpo diamagnético (figura retirada de Rose-Innes e Rhoderick, 1988).

Considere, agora, a seguinte seqüência de eventos, mostrado no lado esquerdo da figura 9:

1. Um condutor perfeito encontra-se a temperatura ambiente em campo nulo.
2. Resfria-se o condutor até que ele atinja uma resistividade desprezível.
3. A seguir, a uma baixa temperatura (na qual a resistividade é desprezível), aplica-se um campo magnético.
4. Finalmente, o campo é retirado.

Vê-se que, ao final do processo, o material não fica magnetizado. Para compensar a nova variação de fluxo, desaparecem as correntes de blindagem e \vec{B}_i é, então, nulo.

Considere, agora, uma outra seqüência de eventos, como mostra o lado direito da figura 9:

1. Um campo magnético é aplicado à amostra enquanto ela está à temperatura ambiente. A maioria dos metais (exceto ferromagnéticos, ferro, cobalto e níquel) tem seu valor de densidade de fluxo interno praticamente igual ao do campo aplicado.
2. A amostra é agora resfriada a uma baixa temperatura na qual sua resistividade elétrica vai a zero. Este desaparecimento da resistividade não tem efeito sobre a magnetização e a distribuição de fluxo, então, permanece inalterada.
3. Reduz-se, então, o campo magnético a zero. Conforme a Lei de Faraday-Lenz, correntes persistentes são induzidas na amostra, mantendo o fluxo no seu interior, resultando em uma magnetização permanente do material.

É importante observar que, em (c) e (f) da figura 9, a amostra está sob as mesmas condições de temperatura e campo magnético aplicado, mas mesmo assim seu estado de magnetização é muito diferente nos dois casos. Da mesma maneira, (d) e (g) mostram diferentes estados de magnetização sob condições externas idênticas. Vê-se, então, que o estado de magnetização de um condutor perfeito não está unicamente determinado pelas condições externas mas depende da seqüência com que estas condições foram obtidas.

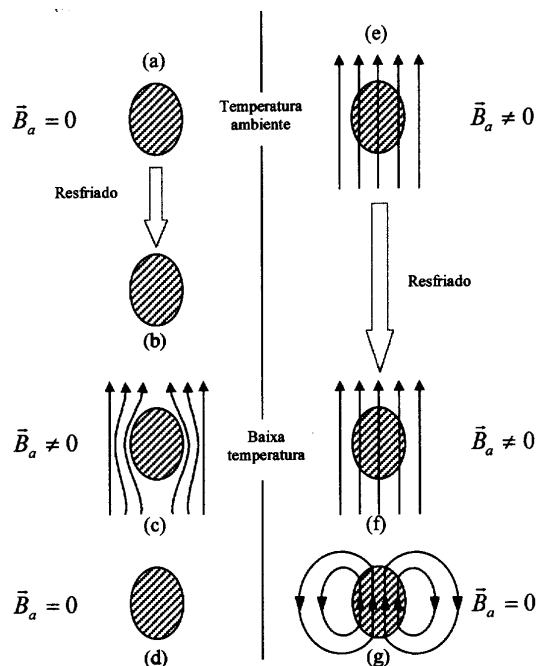


Figura 9: Comportamento magnético de um condutor perfeito (figura retirada de Rose-Innes e Rhoderick, 1988).

III.7.b Comportamento Magnético Especial de um Supercondutor

Até 22 anos após a descoberta da supercondutividade, acreditava-se que o efeito de um campo magnético sobre um supercondutor seria como o mostrado na figura 9 do condutor perfeito. Entretanto, em 1933, Meissner e Ochsenfeld submeteram amostras de estanho e chumbo ao processo de resfriamento na presença de campo. Ao contrário do que ocorre com o condutor perfeito (figura 9f), observaram que o fluxo total dentro das amostras cancelava-se, isto é, elas espontaneamente transformavam-se em diamagnetos perfeitos (figura 9c).

Este experimento demonstrou que os supercondutores têm uma propriedade adicional em relação aos condutores perfeitos: além de possuírem resistividade nula, os materiais supercondutores expulsam as linhas de fluxo do seu interior.

Dentro de um material no estado supercondutor temos sempre, $\vec{B} = 0$. Este efeito, no qual um supercondutor em presença de campo magnético expulsa de seu interior as linhas de fluxo, é chamado efeito Meissner. A figura 10 ilustra o comportamento de um supercondutor submetido aos dois processos anteriormente discutidos.

Ao contrário do condutor perfeito, o estado final do supercondutor depende somente dos valores de campo aplicado e temperatura e não da seqüência na qual estes valores foram obtidos.

IV. Termodinâmica da Transição Supercondutora

A seguir, será analisado como a supercondutividade se manifesta e sua semelhança com outros fenômenos físicos. Em particular, será verificado se ela cumpre os requisitos que caracterizam a chamada “transição de fase”.

Uma transição de fase ocorre quando há uma singularidade na energia livre ou em uma de suas derivadas e é caracterizada por uma mudança abrupta nas propriedades de uma substância.

As passagens vapor-líquido e líquido-sólido são transições de fase usualmente observadas sem dificuldades no dia-a-dia. Exemplo disto é a passagem do vapor d’água para a água líquida e desta última para o

gelo. A fase de vapor é obtida mantendo-se a substância em alta temperatura (por exemplo, 400 K, ou seja, 127°C); se esta for diminuída, o vapor é condensado na fase líquida; se o material permanece sendo resfriado, ele se solidifica.

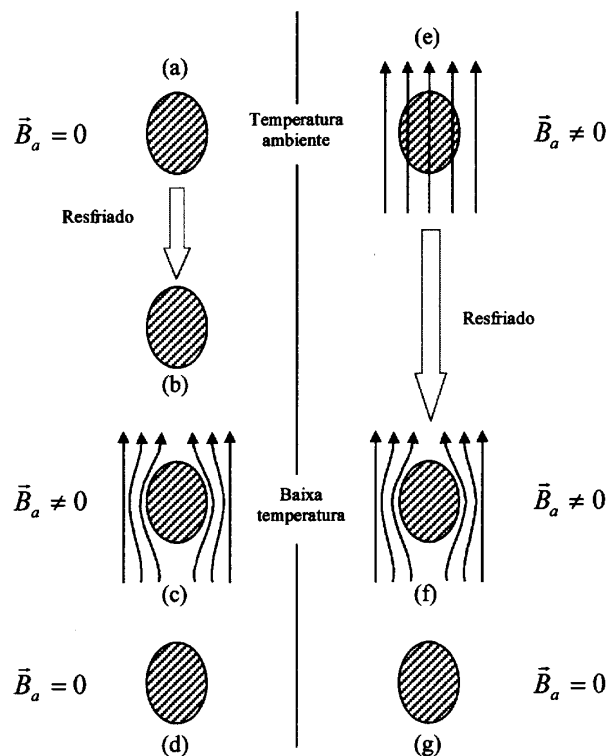


Figura 10: Comportamento magnético de um supercondutor (figura retirada de Rose-Innes e Rhoderick, 1988).

A temperatura pode ser controlada em laboratório de modo a induzir as transições de fase. No entanto, manipulando essa única variável, não é possível prever quando ocorrerá a transição. A temperatura de ebulição da água diminui com a distância acima do nível do mar, já que a transição líquido-vapor depende da pressão (a pressão atmosférica varia com a altura em relação ao nível do mar). Fixando-se a pressão P e a temperatura T , a transição de fase de um dado número de átomos fica determinada: a cada valor de pressão P corresponde uma única temperatura T na qual se produz a transição. Em um determinado experimento, a pressão e a temperatura podem ser variadas de forma controlada, o que permite denominá-las de “variáveis termodinâmicas”.

O diagrama de fase do sistema sólido-líquido-vapor está mostrado na figura 11.

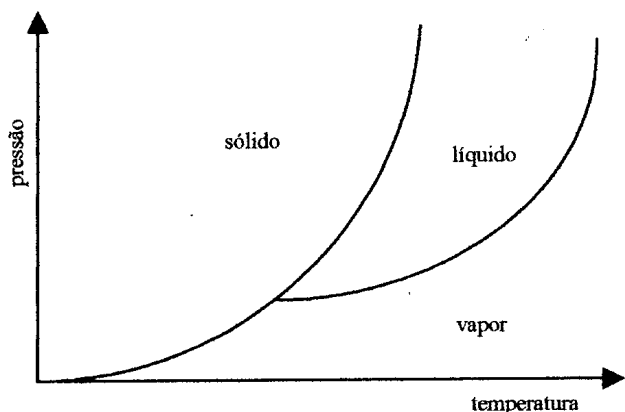


Figura 11: Diagrama de fase do sistema sólido-líquido-vapor.

Conforme a pressão e temperatura são variadas, a água pode existir no estado sólido, líquido ou de vapor. Fronteiras de fase bem definidas separam as regiões nas quais cada estado é estável. Ao cruzar as fronteiras de fase, observa-se um salto na densidade e calor latente, que são assinaturas da ocorrência de uma transição de fase. Considerando o movimento ao longo da linha de coexistência líquido-vapor, conforme a temperatura aumenta, a diferença das densidades nos estados líquido e gasoso decresce continuamente atingindo o valor zero no ponto crítico, como pode ser visto na figura 12. A diferença das densidades, que torna-se não nula abaixo da temperatura crítica, é chamada de parâmetro de ordem da transição líquido-vapor.

Considerando as características do estado de vapor, percebe-se que este se trata de um sistema muito desordenado. A temperatura induz a desordem, seja qual for a substância em análise. Em linguagem técnica, o nome para desordem é entropia. Diminuindo a temperatura, diminui a desordem, isto é, a entropia: o líquido é um estado mais ordenado que o de vapor, e o sólido é tão ordenado que é possível saber onde se situam todos os átomos que o constituem. No estado de vapor, graças à energia interna disponível (que provoca o movimento dos átomos), cada átomo permanece muito pouco tempo ao lado de seu vizinho, de forma que é impossível reconhecê-lo. Para uma molécula de gás, todas as outras moléculas são iguais. Porém, com o decréscimo da temperatura, a energia interna também diminui e as moléculas ou átomos dispõem de um tempo maior para se reconhecerem. Na linguagem da Física, reconhecer é interagir. A competição entre entropia e energia de interação determina o comportamento das

substâncias. Assim, quando a temperatura é reduzida, o conjunto de átomos se organiza, aproveitando as interações: um gás constitui-se primeiro em líquido para depois passar ao estado sólido.

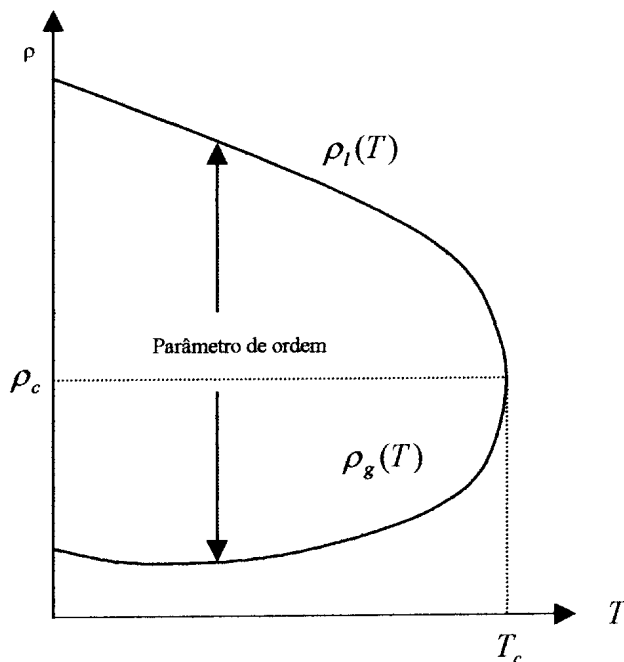


Figura 12: Densidade dos estados líquido e de vapor ao longo da linha de coexistência das duas fases.

Para o caso da transição supercondutora, deve-se primeiramente identificar quais são as partículas nela envolvidas. Uma das duas principais características da supercondutividade é a perda da resistividade elétrica (a outra é o diamagnetismo perfeito) e, considerando que a condução elétrica existe graças às cargas (elétrons) que se movimentam ao longo do material, pode-se associar a transição supercondutora ao conjunto de elétrons. Se for uma transição de fase, a supercondutividade deve se manifestar sob a forma de um estado eletrônico mais ordenado. A passagem a um estado de menor entropia deve-se à existência de interações entre elétrons, observadas quando o material atinge a temperatura crítica. A natureza atrativa desta interação será discutida mais adiante. Por enquanto cabe lembrar que, em termos de física clássica, tal interação é repulsiva.

A temperatura continua sendo uma variável termodinâmica determinante para a ocorrência da transição supercondutora. A segunda variável que determina o comportamento da fase supercondutora é

o campo magnético \vec{H}_a . A supercondutividade é destruída pela aplicação de um campo magnético suficientemente elevado. A intensidade deste campo, acima do qual a supercondutividade é destruída, é denominado de campo crítico H_c . O valor do campo crítico depende da temperatura do material: tende a zero quando se está próximo da temperatura crítica e é máximo no zero absoluto. A figura 13 constitui o diagrama de fase do sistema metal normal-metal supercondutor, onde está indicada a linha $H_c(T)$ que separa as duas fases.

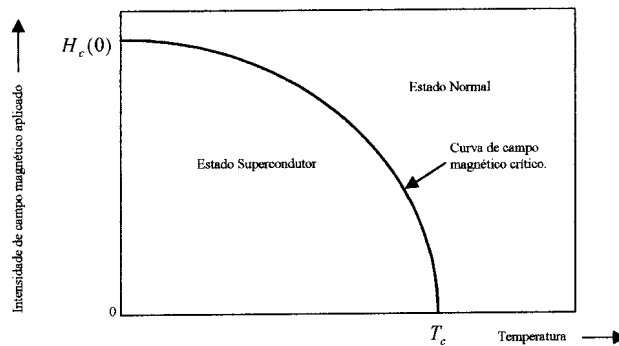


Figura 13: Diagrama de fase de um supercondutor (figura retirada de Rose-Innes e Rhoderick, 1988).

É possível obter alguma informação a respeito do campo crítico ao considerar o efeito da aplicação de um campo magnético sobre a energia livre de um supercondutor. O interesse em investigar a energia livre reside no fato de que, em qualquer sistema, o estado estável é aquele com a menor energia livre. É interessante considerar a energia livre de Gibbs¹ uma vez que esta inclui a contribuição magnética. Assim, é possível comparar a diferença na contribuição magnética à energia livre das duas fases, supercondutora e normal, quando submetidas a um mesmo campo magnético.

Considere, então, uma amostra de material supercondutor na forma de um cilindro longo e fino. Quando a amostra é resfriada abaixo da sua temperatura de transição, ela se torna supercondutora. Logo, abaixo da temperatura de transição, a energia livre do estado supercondutor deve ser menor que a energia livre do estado normal. Caso contrário, o material permaneceria normal. Suponha que a uma temperatura T , e na ausência de um campo magnético, a energia livre de Gibbs por unidade de volume do estado supercondutor seja $g_s(T, 0)$ e a do estado normal seja $g_n(T, 0)$. Quando

um campo magnético de intensidade H_a é aplicado paralelamente ao comprimento do cilindro, a amostra, no estado supercondutor, adquire uma magnetização negativa, ou seja, se magnetiza na direção contrária a do campo aplicado de forma a cancelar exatamente o fluxo no seu interior. Nessa situação, a energia livre por unidade de volume é aumentada de

$$g_s(T, H) = g_s(T, 0) + \frac{1}{2}\mu_0 H_a^2 \quad (1)$$

O estado normal, porém, é não magnético e adquire magnetização desprezível quando um campo magnético é aplicado. Conseqüentemente, a aplicação de um campo magnético não varia a energia livre do estado normal, ou seja, $g_n(T, H) = \text{constante}$.

A figura 14 ilustra o efeito do campo magnético sobre a energia livre de Gibbs dos estados normal e supercondutor.

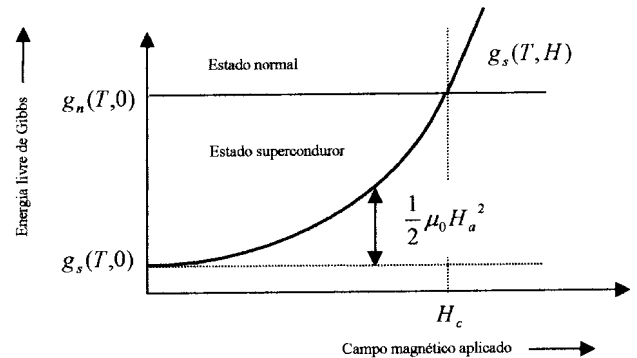


Figura 14: Efeito do campo magnético sobre a energia livre de Gibbs nas fases normal e supercondutora (figura retirada de Rose-Innes e Rhoderick, 1988).

Se a intensidade do campo magnético for aumentada suficientemente, a energia livre do estado supercondutor se tornará maior que a do estado normal e, nesse caso, o material deixará de ser supercondutor e se tornará normal. Ou seja, isso ocorre quando

$$g_s(T, H) > g_n(T, 0) \quad (2)$$

que, pela equação (1), fornece

$$g_s(T, 0) + \frac{1}{2}\mu_0 H_a^2 > g_n(T, 0)$$

$$\frac{1}{2}\mu_0 H_a^2 > g_n(T, 0) - g_s(T, 0) \quad (3)$$

¹ A energia livre de Gibbs de um dado sistema é definida como uma soma de sua energia interna, mais trocas de energia com o meio: calor e trabalho (mecânico, magnético). Matematicamente, $G = U - TS + W$.

Conclui-se, então, que há um valor máximo de campo magnético que pode ser aplicado sobre o material para que este permaneça no estado superconductor. Este valor de campo crítico é dado por

$$H_c(T) = \left[\frac{2}{\mu_0} (g_n(T, O) - g_s(T, O)) \right]^{1/2} \quad (4)$$

A expressão (4) foi derivada a partir de um argumento termodinâmico e valores de campo crítico podem ser determinados experimentalmente aplicando-se um campo magnético paralelamente a um fio de material superconductor e observando a intensidade na qual a resistividade aparece.

V. A Teoria de London

As primeiras idéias que contribuíram para a descrição da supercondutividade foram as relacionadas ao modelo de dois fluidos proposto por F. London, em 1934. Algumas propriedades podem ser entendidas com o simples pressuposto de que alguns elétrons, no material, comportam-se de maneira normal, aproximadamente como elétrons livres (elétrons normais), enquanto outros exibem comportamento “anômalo” (os superelétrons). Desenvolvendo esta idéia, London foi capaz de descrever a eletrodinâmica dos supercondutores a partir das Leis de Maxwell e com uma solução complementar que dá conta do efeito Meissner. Assim, partiu do princípio de que teria de modificar as equações usuais da eletrodinâmica a fim de descrever o efeito Meissner (é claro que as equações de Maxwell sempre permanecem válidas). Os elétrons normais continuam a obedecer à lei de Ohm ($\vec{j}(\vec{r}) = \sigma \vec{E}(\vec{r})$ onde σ é a condutividade elétrica) mas há, agora, os elétrons responsáveis pela supercondutividade (os superelétrons), para os quais esta lei deve ser modificada. Da densidade total n de elétrons, há uma fração n_s que se comporta de uma maneira “anormal” e representa os superelétrons. Eles não são espalhados nem por impurezas ou vibrações da rede, portanto, não contribuem com resistividade. Eles são acelerados livremente por um campo elétrico. Sua equação de movimento, então, é dada pela 2ª lei de Newton:

$$m^* \left(\frac{d\vec{v}_s}{dt} \right) = e^* \vec{E} \quad (5)$$

Observe que $e^* \vec{E}$ é a força resultante sobre os superelétrons (é só força elétrica; não há forças resistivas) e \vec{v}_s sua velocidade. Sabe-se, hoje, que estas su-

perpartículas são pares de Cooper (elétrons pareados), para os quais:

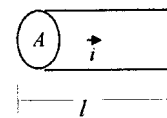
$$\begin{cases} m^* = 2m_e \\ e^* = 2e \end{cases}$$

Onde m_e é a massa do elétron e e é a carga do elétron.

Se há n_s superelétrons por unidade de volume se movendo com velocidade \vec{v}_s , há, então, uma densidade de corrente associada:

$$\vec{j}_s = n_s e^* \vec{v}_s \quad (6)$$

Esta expressão pode ser entendida considerando-se um fio de comprimento l e seção reta A onde passa Ne^* de carga total em um tempo t .



$$j = \frac{i}{A} = \frac{Ne^*/t}{A} = \frac{N}{V} \cdot \frac{l}{t} \cdot e^* = n_s \cdot v_s \cdot e^*$$

Derivando no tempo a equação (6), temos:

$$\frac{dj_s}{dt} = n_s e^* \frac{d\vec{v}_s}{dt} \quad (7)$$

Comparando as equações (5) e (7), chega-se à 1ª equação de London:

$$\frac{d\vec{j}_s}{dt} = \frac{n_s e^{*2}}{m^*} \vec{E} \quad \text{1ª equação de London} \quad (8)$$

Esta equação descreve a propriedade de resistividade nula de um superconductor; não há campo elétrico no metal a menos que haja corrente variável no tempo. Esta expressão foi obtida sem o uso de forças dissipativas.

Tomando o rotacional nos dois lados da equação (8):

$$\frac{d}{dt} (\nabla \times \vec{j}_s) = \frac{n_s e^{*2}}{m^*} (\nabla \times \vec{E}) \quad (9)$$

Mas pela Lei de Faraday-Lenz:

$$\nabla \times \vec{E} = -\partial \vec{B} / \partial t$$

(campo magnético variável gera corrente). Então, substituindo em (9) e com a Lei de Ampère $\nabla \times \vec{B} = \mu_0 \vec{j}_s$ (corrente gera campo magnético) tem-se:

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\left(\frac{1}{\mu_0} \right) (\nabla \times \nabla \times \vec{B}) + \frac{n_s e^*{}^2}{m^*} \vec{B} \right) = 0 \quad (10)$$

Para obtenção do efeito Meissner, chega-se a uma condição complementar que é a 2ª equação de London:

$$\nabla \times \nabla \times \vec{B} + \frac{\mu_0 n_s e^*{}^2}{m^*} \vec{B} = 0 \quad \text{2ª equação de London} \quad (11)$$

Utilizando a seguinte identidade vetorial:

$$\nabla \times \nabla \times \vec{B} = -\nabla^2 \vec{B} + \nabla(\nabla \cdot \vec{B}) \quad (12)$$

Mas pela lei de Gauss $\nabla \cdot \vec{B} = 0$ (não há monopolos magnéticos), então (11):

$$\nabla^2 \vec{B} - \frac{1}{\lambda_L^2} \vec{B} = 0 \quad (13)$$

onde

$$\lambda_L = \left(\frac{m^*}{n_s \mu_0 e^*{}^2} \right)^{1/2}$$

Considerando o caso unidimensional, a equação (13) se reduz a

$$\frac{\partial^2 B}{\partial x^2} = \frac{1}{\lambda_L^2} B \quad (14)$$

cujas soluções são do tipo

$$B = B_a e^{-x/\lambda_L} \quad (15)$$

A solução acima indica que o campo magnético é atenuado numa fina camada de espessura λ_L na superfície do material, caindo a zero no interior do mesmo. A quantidade λ_L , conhecida como comprimento de penetração de London, mede a extensão da penetração do campo magnético no interior do supercondutor. Logo, a 2ª equação de London prevê a ocorrência do Efeito Meissner, pois sua solução indica que o campo tende a zero no interior da amostra. A figura 15 ilustra este fenômeno.

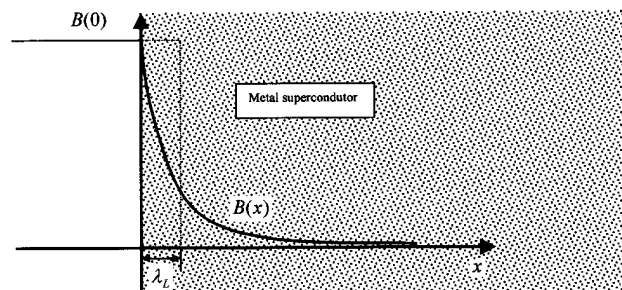


Figura 15: Penetração do fluxo magnético no interior de um supercondutor (figura retirada de Rose-Innes e Rhoderick, 1988).

VI. A Teoria de Ginzburg-Landau

Em 1950, os físicos soviéticos L.D. Landau e V.L. Ginzburg formularam uma nova teoria, desta vez para explicar as propriedades termodinâmicas da transição do estado normal para o estado supercondutor. Assim como a teoria de London, esta também é fenomenológica, isto é, faz uso de suposições ad-hoc, cuja justificativa é que elas descrevem corretamente a transição de fase em campo nulo. No entanto, pode-se dizer que esta formulação representa um avanço em relação às idéias de London, na medida em que usa fundamentos de mecânica quântica para descrever o efeito de um campo magnético (ao contrário da teoria de London, que é puramente clássica). A teoria de Ginzburg-Landau envolve um tratamento matemático trabalhoso o qual aqui não será abordado em favor de uma discussão mais qualitativa.

A primeira suposição da teoria de Ginzburg-Landau refere-se à idéia intuitiva de que um supercondutor contém uma densidade de superelétrons n_s e uma densidade de elétrons normais $n - n_s$, onde n é a densidade total de elétrons no metal. O comportamento dos superelétrons pode ser descrito por uma “função de onda efetiva Ψ ” que tem a seguinte interpretação física: $|\Psi|^2 = n_s$. Além disso, $\Psi \neq 0$ no estado supercondutor, mas zero no estado normal. Assim, Ψ é o parâmetro de ordem da transição, existindo abaixo da temperatura crítica T_c e indo a zero acima de T_c . Ou seja,

$$\begin{cases} \Psi = 0 & \text{se } T > T_c \\ \Psi \neq 0 & \text{se } T < T_c \end{cases}$$

É, então, assumido que a descrição termodinâmica do sistema pode ser feita expandindo a energia livre do estado supercondutor em potências de Ψ e que próximo a T_c é suficiente reter somente os primeiros termos desta expansão (esta abordagem está inspirada na teoria geral de Landau de transição de fase de 2ª ordem). Esta expansão em campo nulo assume a seguinte forma:

$$f_s(|\Psi|, T) = f_n(T) + \alpha(T)|\Psi|^2 + \frac{\beta}{2}|\Psi|^4 + \gamma|\nabla\Psi|^2$$

↓ ↓

energia livre do estado supercondutor	energia livre do estado normal
---------------------------------------	--------------------------------

O problema central da abordagem de Ginzburg-Landau é encontrar funções $\Psi(x, y, z)$ e $\vec{A}(x, y, z)$ (\vec{A} é o potencial vetor) que fazem com que a energia livre total da amostra seja mínima (princípio físico de minimização de energia). Assim, Ginzburg-Landau minimizaram a energia livre com respeito a Ψ e \vec{A} . Através destas duas minimizações, chega-se às chamadas equações de Ginzburg-Landau, que não serão aqui apresentadas por envolverem considerável trabalho matemático.

Conseqüências das equações de Ginzburg-Landau:

1) Campo crítico termodinâmico (H_c)

A teoria prevê a existência de um campo crítico termodinâmico como função da temperatura ($H_c(T)$) acima do qual o material passa do estado supercondutor para o estado normal (um campo magnético capaz de destruir a supercondutividade). A figura 13 representa a função $H_c(T)$.

2) Comprimento de penetração (λ_L)

A expressão do comprimento de penetração dentro da descrição de Ginzburg-Landau é obtida a partir da minimização da energia livre com campo aplicado em relação ao potencial vetor e assumindo que o parâmetro de ordem Ψ não varia com a posição, ou seja, $\nabla\Psi = 0$. A expressão obtida é a seguinte:

$$\lambda_L = \left(\frac{m^*}{|\Psi|^2 \mu_0 e^{*2}} \right)^{1/2}$$

Observa-se que a expressão acima é semelhante à expressão de London para λ_L , uma vez que dentro do formalismo de Ginzburg-Landau $|\Psi|^2 = n_s$. Quando $T \rightarrow T_c$, $\lambda_L \rightarrow \infty$.

3) Comprimento de Coerência (ξ)

A teoria de Ginzburg-Landau prevê a existência de uma outra grandeza fundamental relacionada à supercondutividade (juntamente com λ_L e H_c) - o comprimento de coerência ξ . A partir da minimização da expressão de energia livre sem campo aplicado em relação ao parâmetro de ordem, chega-se a uma equação que, se considerada unidimensionalmente, leva à definição do comprimento de coerência:

$$\xi^2(T) = \frac{\hbar^2}{2m|\alpha|}$$

O comprimento de coerência ξ representa o comprimento ao longo do qual o parâmetro de ordem Ψ varia (mede a escala de variação espacial de Ψ). ξ também vai a infinito quando $T \rightarrow T_c$.

A seguir, será aprofundada a interpretação física de ξ no contexto da teoria BCS.

VII. A Teoria BCS

Até o momento, abordou-se uma visão puramente macroscópica da supercondutividade. Assumiu-se que alguns elétrons no material comportam-se como superelétrons com a misteriosa propriedade de poderem se mover através do metal sem sofrer nenhum tipo de resistividade, ao contrário dos elétrons normais. Foram discutidas que restrições são feitas no seu comportamento coletivo pelas leis do eletromagnetismo e da termodinâmica. Neste momento, será aprofundado o tema a partir de uma visão microscópica do fenômeno, tentando explicar por princípios físicos como aparece esta propriedade dos superelétrons. Uma completa teoria microscópica da supercondutividade é extremamente complicada e requer conhecimento avançado de Mecânica Quântica. O objetivo desta seção será apenas esquematizar os princípios físicos envolvidos.

VII.1 Resumo das Propriedades do Estado Supercondutor

Para entender-se a origem da supercondutividade, é interessante resumir as mais importantes propriedades dos supercondutores:

1) Resistividade zero e efeito Meissner: o efeito Meissner é a propriedade mais fundamental dos supercondutores. Ele incorpora a propriedade de resistividade zero na medida em que as correntes de blindagem diamagnéticas são constantes no tempo e não vão a zero enquanto o campo aplicado permanece inalterado.

2) Estrutura cristalina: estudos sobre a estrutura cristalina de supercondutores por cristalografia de R-X quando o metal é resfriado abaixo de sua temperatura crítica revelaram que não há mudança na estrutura da rede. Também foi encontrado que propriedades que dependem das vibrações de rede cristalina (como a contribuição da rede para o calor específico) são as mesmas na fase normal e supercondutora. É claro, então, que

a supercondutividade não está associada com qualquer mudança nas propriedades da rede cristalina.

3) Calor específico eletrônico: quando um supercondutor é levado ao estado normal pela aplicação de um campo magnético, vê-se que a contribuição da rede cristalina para o calor específico não se modifica, mas a contribuição dos elétrons de condução é bem diferente. Pode-se supor, então, que o estado supercondutor envolve alguma mudança muito drástica no comportamento dos elétrons de condução.

4) Ordem de longo alcance: há considerável evidência de diferentes fontes que os elétrons supercondutores possuem algum tipo de ordem de longo alcance. Em termos da teoria de London (modelo de dois fluidos), pode-se dizer que a concentração de superelétrons não pode ir a zero abruptamente na fronteira entre as regiões normais e supercondutoras, mas decresce gradualmente ao longo de uma distância ξ (comprimento de coerência), que em metais puros é da ordem de 10^{-4} cm. Falando figurativamente, pode-se dizer que os superelétrons estão, de alguma forma, conscientes da existência de outros elétrons dentro de um intervalo de 10^{-4} cm e, de acordo com isso, modificam seu comportamento. Por esta razão, a supercondutividade é referida, freqüentemente, como um fenômeno cooperativo. Esta ordem de longo alcance implica que os elétrons devem interagir uns com os outros. A expressão "ordem" refere-se ao comportamento coletivo dos elétrons supercondutores.

5) Efeito de isótopo: um resultado experimental que significou um forte impacto positivo sobre a teoria da supercondutividade foi descoberto em 1950 por Maxwell e, independentemente, por Reynolds, Serin, Wright e Nesbitt. Medidas realizadas com amostras feitas com diferentes isótopos de um dado elemento revelaram uma dependência da massa isotópica (número de nêutrons mais número de prótons) com a temperatura crítica. Em geral, a temperatura crítica é inversamente proporcional ao quadrado da massa isotópica ($\sqrt{M \cdot T_c} = \text{cte}$). Assim, embora a rede cristalina não exiba nenhuma mudança em suas propriedades entre os estados normal e supercondutor, ela deve desempenhar um papel muito importante na determinação da mudança no comportamento dos elétrons de condução, pois mudando propriedades da rede (como o número de prótons ou nêutrons) é alterada a temperatura crítica.

Viu-se que os elétrons livres, que formam um gás em torno da rede de íons, são espalhados quando se deparam com desvios da periodicidade perfeita: vibrações térmicas, impurezas e imperfeições. Diz-se que os elétrons *interagem* com a rede e fala-se em *interação elétron-rede*. Esta interação é que determina a resistividade dos materiais. Já que tanto o momentum quanto a energia devem ser conservados quando um elétron é espalhado, um modo de vibração da rede deve ser excitado no processo de espalhamento. Este movimento de vibração é quantizado e fala-se, então, em emissão (ou absorção) de um *fóton*. Assim como um *fóton* é uma partícula resultante da quantização de uma onda eletromagnética, um fóton pode ser considerado uma partícula resultante da quantização de uma onda sonora oriunda das vibrações de uma rede cristalina. A interação elétron-rede é, então, chamada *interação elétron-fóton*.

O primeiro passo para o estudo microscópico da supercondutividade foi dado por Fröhlich, em 1950. Ele demonstrou que a interação elétron-fóton poderia ocasionar uma ligação entre dois elétrons. Logo depois da hipótese pioneira de Fröhlich, Bardeen desenvolveu uma teoria semelhante, mostrando que o elétron muda seu comportamento em decorrência da sua interação com os fônons da rede cristalina. Antes da hipótese de Fröhlich e de Bardeen, se imaginava que a interação entre dois elétrons deveria ser sempre repulsiva (em virtude da repulsão coulombiana). Uma atração parece contradizer conceitos fundamentais da eletricidade: duas cargas iguais se repelem, e, portanto, dois elétrons, ambos com carga negativa, deveriam repelir-se. Mas isso só se verifica para duas cargas no vácuo e o estudo da interação elétron-fóton mostrou que tal interação pode resultar em uma interação atrativa entre dois elétrons no interior de uma rede cristalina.

O passo seguinte para a elaboração da teoria BCS foi dado por Cooper ao demonstrar que, sob certas condições, o gás de Fermi (formado pelos elétrons normais) torna-se instável possibilitando a formação de pares de elétrons ligados (hoje conhecidos como *pares de Cooper*). A teoria BCS recebeu um impulso final com o famoso trabalho de seus três autores: Bardeen, Cooper e Schrieffer. É possível entender qualitativamente como pode ocorrer *atração entre dois elétrons*.

Sejam dois elétrons viajando pela rede cristalina

VII.2 A Interação Elétron-Rede

constituída por íons positivos. Como estes íons não são rigidamente ligados à rede, pode ocorrer uma ligeira distorção da mesma (os íons se deslocam de sua posição de equilíbrio) provocada pela atração coulombiana entre os elétrons e os íons situados nas suas vizinhanças imediatas. Sendo assim, a densidade das cargas positivas próximas aos elétrons torna-se maior do que a densidade das cargas positivas mais afastadas. Esta variação de densidade é instável e a rede cristalina deverá sofrer um processo de relaxação emitindo um *fónon* com uma frequência característica deste processo de relaxação. Se os elétrons se “cruzarem” num intervalo de tempo menor do que o intervalo de tempo deste processo de relaxação (por serem partículas pesadas, os íons possuem uma inércia maior que os elétrons, demorando um certo tempo para retornar à posição original) eles “verão” uma rede distorcida. Deste modo, eles serão atraídos para a região onde existe um excesso de polarização das cargas positivas; esta atração poderá superar a repulsão coulombiana entre os elétrons, produzindo, portanto, uma *atração* efetiva entre eles (figura 16).

Trata-se, portanto, de uma interação mediada pelo deslocamento da rede cristalina e retardada no tempo, mas suficiente para formar pares de elétrons (pares de Cooper). Quando tais forças dominam a cinética dos

elétrons, o material é supercondutor. A “distância” entre os dois elétrons que formam o par de Cooper é da ordem do comprimento de coerência ξ . Seu valor é de 16000 Å para o alumínio puro e 380 Å para o nióbio puro, por exemplo. Da Mecânica Quântica, pode-se mostrar que os elétrons que formam o par têm momentos opostos (e spins opostos) de tal forma que o momento total do par é zero. Pela relação de de Broglie ($p = h/\lambda$), como p é nulo, a onda associada tem comprimento de onda infinito (fisicamente, o comprimento de onda é da ordem do tamanho da amostra). Isto indica que a supercondutividade é um fenômeno quântico em escala macroscópica.

A interação elétron-fónon é capaz de acoplar dois elétrons de tal maneira que eles se comportam como se existisse uma interação direta entre eles. Na interação postulada por Fröhlich, um elétron emite um fónon o qual então é imediatamente absorvido por outro elétron. Em certas circunstâncias, esta emissão e subsequente absorção de um fónon pode proporcionar uma interação fraca entre os elétrons. Pode-se pensar esta interação entre os elétrons como sendo “transmitida” por um fónon. Uma visão esquemática desta interpretação é dada pela figura 17.

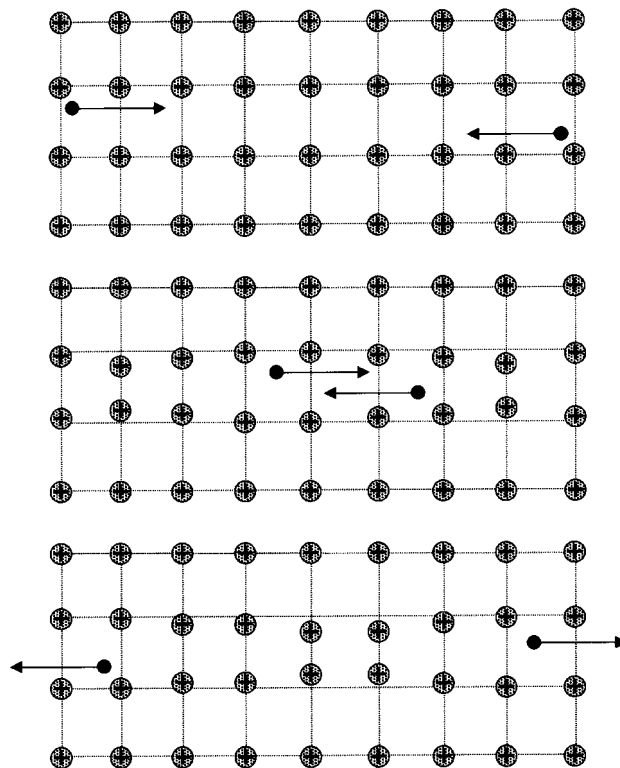


Figura 16: Atração entre dois elétrons pela distorção da rede (figura retirada de Pureur, 1996).

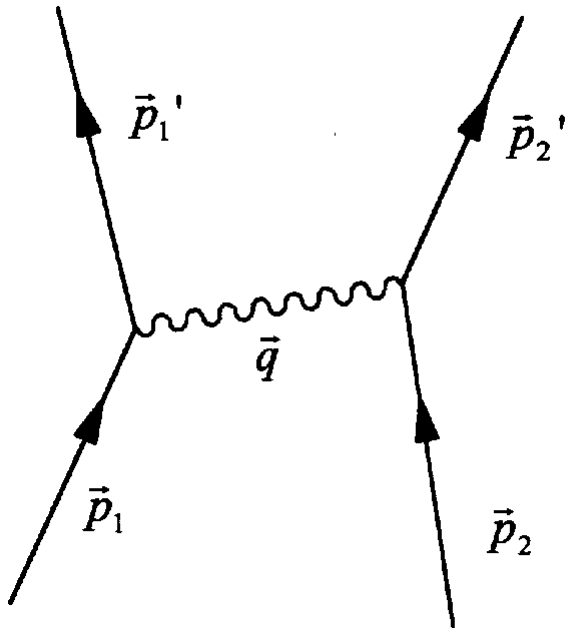


Figura 17: Interação entre os elétrons se dá por troca de fônon (figura retirada de Rose-Innes e Rhoderick, 1988).

VII.3 Resistividade Nula e Pares de Cooper

Sabe-se da possibilidade de existência de forças atrativas entre elétrons e que, em baixas temperaturas, o efeito desta interação é significativo, fazendo com que os elétrons organizem-se aos pares (os pares de Cooper). Em um metal comum, os elétrons formam um gás (gás de Fermi): Já nos supercondutores, os elétrons formam um conjunto de pares. O caráter quântico dos elétrons (são férmions, ou seja, segundo o Princípio de Exclusão de Pauli não podem ocupar o mesmo estado quântico) faz com que o estado supercondutor não seja constituído simplesmente por um gás de pares. As leis fundamentais da Mecânica Quântica exigem que estes pares sejam incapazes de se movimentar de forma independente. Estes pares, na verdade, se movem coerentemente com a mesma velocidade (os pares de Cooper podem ser considerados bósons e, portanto, podem ocupar o mesmo estado quântico). Em um metal normal, a corrente elétrica se estabelece quando a maioria dos elétrons se move em uma dada direção preferencial. Um

elétron pode ser espalhado por qualquer imperfeição da periodicidade da rede, como visto anteriormente. Isto faz com que ele mude sua direção e velocidade do movimento com a restrição imposta pelo princípio de exclusão de Pauli. Devido a esses espalhamentos, a corrente mantém-se constante somente se é mantido um campo elétrico aplicado; caso contrário, a resistividade faz com que a corrente elétrica decaia.

Em um supercondutor, os pares de Cooper podem ocupar o mesmo estado quântico (como já foi dito, podem ser considerados bósons), não estando sujeitos, portanto, ao Princípio de Exclusão (válido para elétrons isolados). Para deter uma corrente formada por pares de Cooper, deve-se então deter simultaneamente todos os pares de Cooper que se movimentam com uma dada velocidade. É natural pensar que uma impureza ou pequenas vibrações da rede não possam deter o movimento de milhares de trilhões de pares de Cooper que se movem com esta velocidade. Se a energia térmica não for suficiente para destruir os pares, a corrente flui indefinidamente. O material apresenta então resistividade nula.

VII.4 Analogias para o entendimento da interação elétron-fônon

1) Um processo macroscópico no qual há uma interação entre duas partículas resultante da troca de uma terceira partícula pode ser visualizado da seguinte maneira. Um jogador atira uma bola a um segundo jogador. Então, devido à conservação de momentum na ação de atirar e pegar a bola, cada jogador receberá um impulso que tende a retrocedê-lo em relação ao seu parceiro. Haverá uma aparente repulsão entre os jogadores embora não haja uma interação direta entre eles. Pode-se converter esta situação a uma atração, substituindo a bola por um bumerangue, mas agora os jogadores estão de costas um para o outro. Um deles atira o bumerangue que, inicialmente, se afasta do outro. Em seguida, o bumerangue faz uma curva (como mostra a figura 18) sendo agarrado pelo segundo

jogador. Levando-se em conta os recuos de cada jogador (tanto o que lançou o bumerangue quanto o que

o agarrou) o resultado efetivo é uma atração entre os dois jogadores devido à troca do bumerangue.

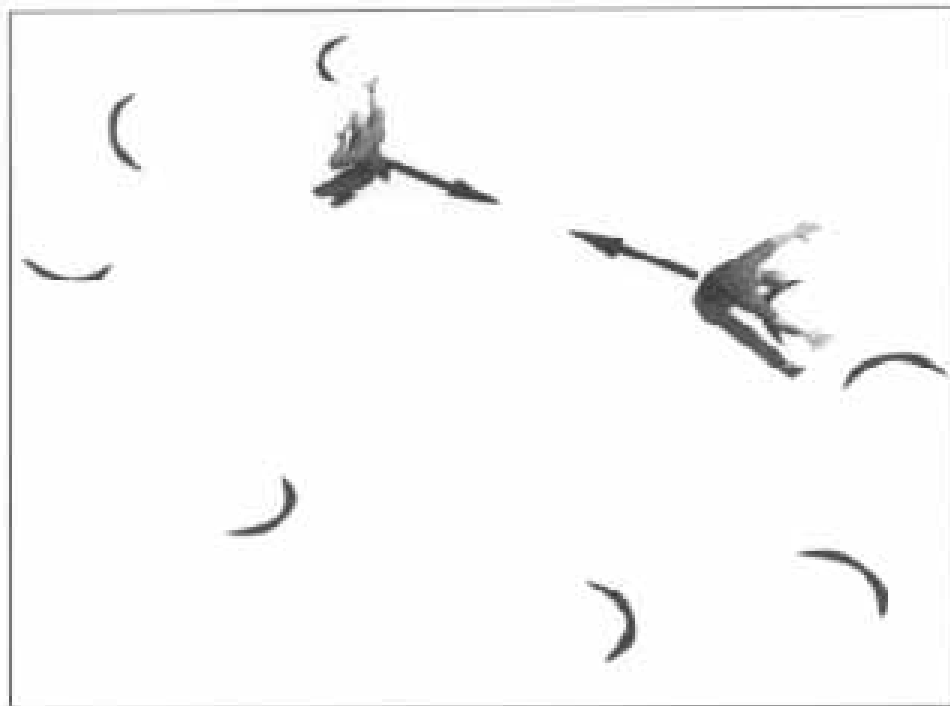


Figura 18: Lançamento de um bumerangue.

2) O Efeito Colchão

Esta analogia compara a rede cristalina a um colchão. Quando esta se deforma, há uma interação atrativa entre dois elétrons.

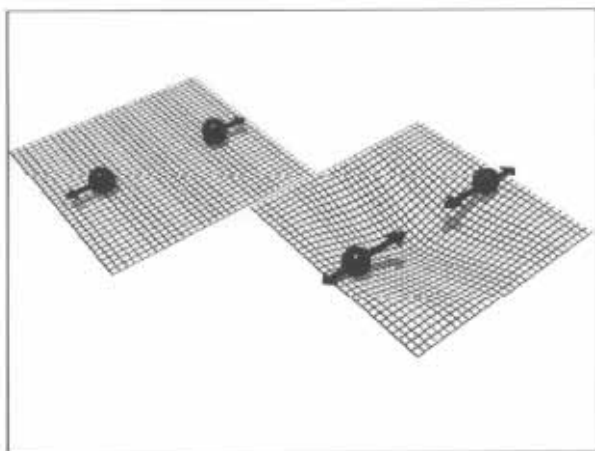


Figura 19: Efeito Colchão.

devido ao movimento ordenado dos pares de Cooper: os elétrons brincam de dominós

Pode-se comparar a supercondução à conhecida brincadeira de derrubar dominós enfileirados. Esse jogo funciona apenas se a fila estiver muito bem arrumada: assim, quando o primeiro dominó é derrubado, os demais caem inevitavelmente um após o outro, em um movimento de cascata. A figura 20 ilustra esta situação.

VII.5 Analogia para a ausência de resistividade

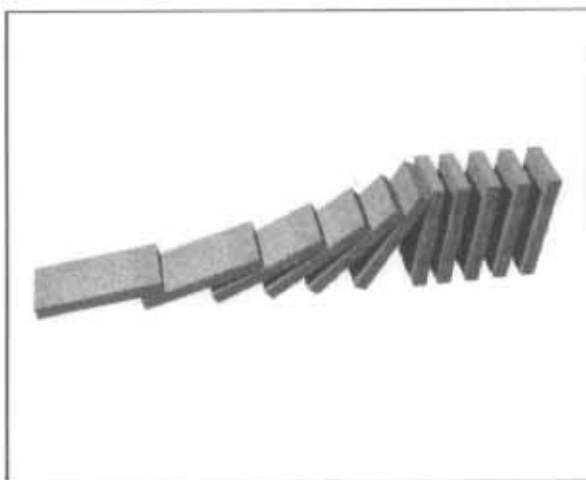


Figura 20: Movimento ordenado que ocorre na supercondução (figura retirada da revista Superinteressante, 1987).

A figura 21 mostra o arranjo dos dominós na condução comum de energia elétrica pelos fios. Nesse caso, não há uma ordem adequada na fila de dominós: eles caem ao acaso, ou se chocando de raspão com as peças seguintes ou mesmo tombando no vazio. O movimento se interrompe e é preciso fazê-lo recomeçar com outro empurrão.

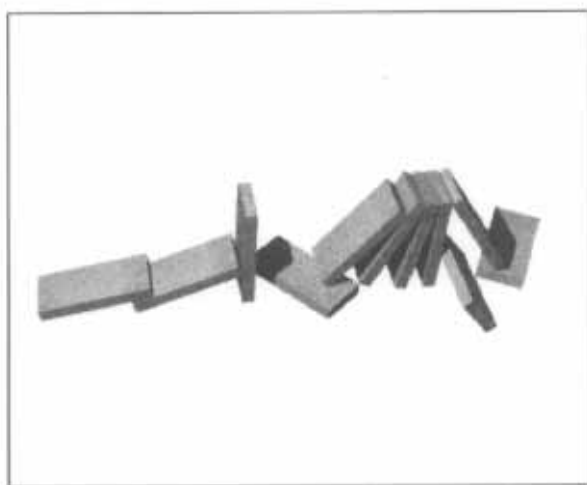


Figura 21: Movimento desordenado na condução normal (figura retirada da revista Superinteressante, 1987).

A supercondução, de fato, é apenas uma forma de organizar o movimento das partículas existentes no interior de um fio elétrico. Vê-se na figura 22 que o movimento dos elétrons e dos átomos se torna perfeitamente harmonioso. Os elétrons não se chocam com os átomos ou entre si mesmo, e nem a corrente se transforma em calor.

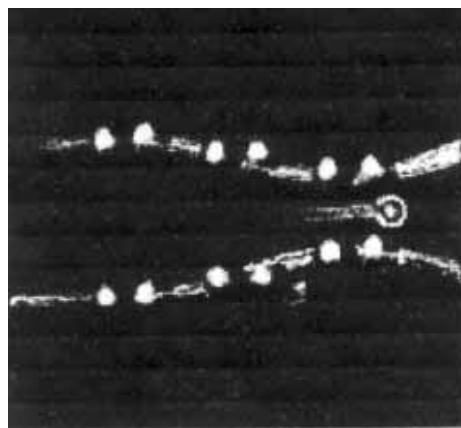


Figura 22: Movimento harmonioso de átomos e elétrons (figura retirada da revista Superinteressante, 1987).

A figura 23 representa o fluxo normal da eletricidade. Empurrados pela força dos geradores de energia - o que equivale ao empurrão nos dominós - os elétrons avançam aos trambolhões. Acabam, assim, transformando parte de sua energia em calor.

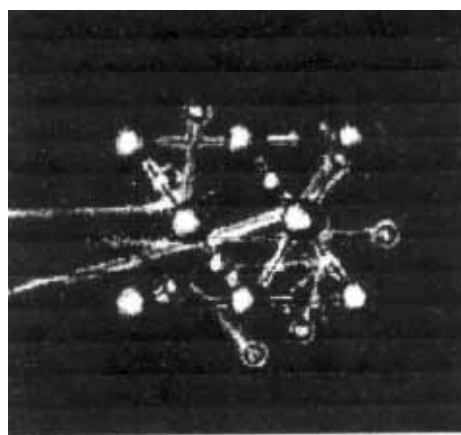


Figura 23: Os elétrons avançam aos trambolhões (figura retirada da revista Superinteressante, 1987).

VIII. Levitação Magnética

Uma manifestação do efeito Meissner é a levitação de um magneto (ímã) acima de um material supercondutor. A figura 24 ilustra uma demonstração do fenômeno.

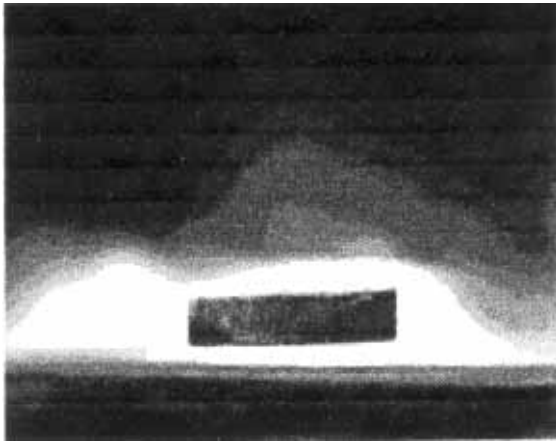


Figura 24: Levitação de um ímã sobre o supercondutor (figura retirada da Enciclopédia Encarta, Microsoft, 1996).

A presença de um ímã nas proximidades de um supercondutor induz supercorrentes (correntes sem resistência) na superfície do material. Estas supercorrentes geram seu próprio campo magnético de tal forma que o campo magnético total dentro do supercondutor vai a zero. Os dois campos opostos, o do ímã e o outro induzido pelo supercondutor, fazem com que o ímã seja repelido pelo supercondutor, exatamente como dois pólos magnéticos iguais repelem-se um ao outro. Se a força repulsiva na superfície do supercondutor é maior que a força gravitacional (peso) sobre o ímã, este irá levitar a uma distância do material supercondutor de tal forma que a força resultante sobre ele será nula - a força repulsiva será igual e contrária ao seu peso.

As linhas de indução do ímã quando a amostra encontra-se no estado normal estão representadas na figura 25.

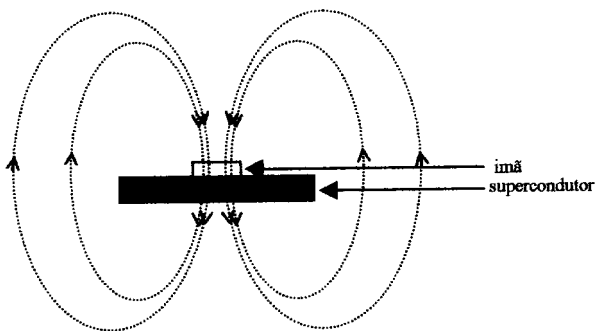


Figura 25: Linhas de indução do ímã próximo a uma amostra no estado normal.

Ao aproximá-lo da pastilha, por efeito Meissner, suas linhas são expulsas do interior da mesma (figura

26):

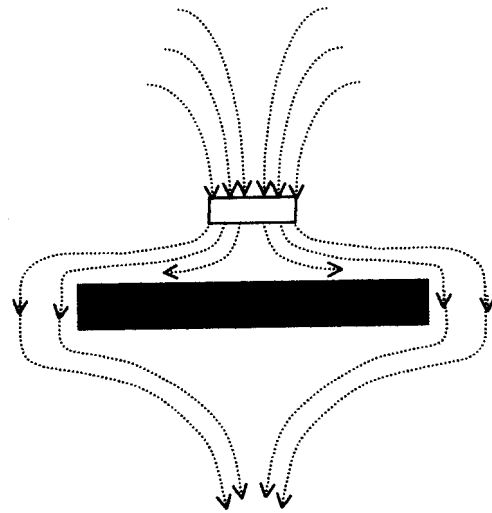


Figura 26: Configuração resultante das linhas de fluxo.

O diagrama de forças para o ímã é, entã indicado na (figura 27):

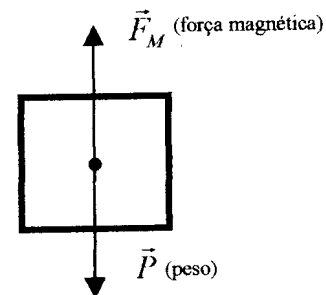


Figura 27: Diagrama de forças para o ímã.

IX. Conclusão

Este texto concentrou-se, basicamente, na descrição dos supercondutores do tipo I, que têm baixa temperatura crítica. Para o entendimento de materiais recentemente descobertos (de alta temperatura crítica), seria necessário aprofundar a descrição presente nesta pesquisa. Tais supercondutores são conhecidos, como do tipo II. Sua relevância é imensa no que se refere a aplicações tecnológicas, como: bobinas e cabos supercondutores, trem MAGLEV supercondutor, computadores digitais. Uma etapa subsequente a este trabalho poderia consistir da abordagem dos supercondutores do

tipo II, uma vez compreendidos os princípios físicos aqui discutidos.

Agradecimentos

Ao Prof. Dr. Paulo Pureur Neto pelo brilhante curso de pós-graduação ministrado na área de Supercondutividade e pelo incentivo à realização deste trabalho.

Ao Prof. Dr. Marco Antonio Moreira pelas valiosas sugestões que em muito contribuíram para enriquecer este texto.

Referências Bibliográficas

- B. Alvarenga, A. Máximo, *Curso de física*. São Paulo: Scipione, 1997. 3v.
- C. Balseiro, F. de Cruz, *Supercondutividade*. Ciência Hoje, São Paulo, v.9, n.49, p. 27-35, dez, 1988.
- M. Cyrot, D. Pavuna, *Introduction to superconductivity and high-Tc materials*. Singapore: World Scientific, 1992. 249 p.
- Fio Maravilha. Superinteressante, São Paulo, v.1, n. 10, p. 20-27, out. 1987.
- Grupo de Reelaboração do ensino de Física. *Física 3: eletromagnetismo*. São Paulo: Editora da Universidade de São Paulo, 1993. 438 p.
- D. Halliday, R. Resnick, J. Walker, *Fundamentals of physics: extended*. 4.ed. New York: John Wiley, 1993. 1306 p.
- A. M. Luiz, *Aplicações de supercondutividade*. São Paulo: Edgard Blücher, 1992. 223 p.
- J. de Nobel, The Discovery of superconductivity. Physics Today, Woodhury, v. 49, n. 9, p.40-42, Sept. 1996.
- P. Pureur Neto, *Supercondutividade*. Porto Alegre: Curso de Pós-graduação em Física - UFRGS, 1996. Notas de aula.
- A. C. Rose-Innes, E. H. Rhoderick, *Introduction to Superconductivity*. Oxford: Pergamon. 1988. 237 p.