

2

Revisão Bibliográfica

Neste capítulo serão apresentadas as teorias necessárias ao entendimento da supercondutividade e às discussões deste trabalho; também será abordada a supercondutividade em sistema Bi/Ni e a interdifusão em filmes finos.

2.1

Sistema Bi/Ni

2.1.1

Supercondutividade em Bi

O estudo sobre supercondutividade em ciência dos materiais tem evoluído enormemente, de convencional a não-convencional passando pela categoria indeterminada e mal definida [19]. A supercondutividade do bismuto amorfo (a-Bi), considerado convencional, foi descoberta várias décadas atrás com uma temperatura crítica de transição T_c aproximadamente 6 K, enquanto que sua contraparte cristalina (x-Bi) ainda não foi encontrada a supercondutividade até 10^{-2} K [20]. Isso colocou o assunto em primeiro plano décadas atrás, mas depois saiu de foco, pois não foi possível entender a dicotomia observada nas duas fases. Por esta razão, o bismuto é um material interessante para estudar a influência das relações estrutura-propriedade na supercondutividade. Na abordagem da teoria de BCS (John Bardeen, Leon Cooper e John Robert Schrieffer), a supercondutividade é um fenômeno coletivo que envolve uma interação atrativa entre elétron-elétron mediada por fônons e o movimento coerente desses pares eletrônicos de Cooper.

O bismuto bulk de estrutura cristalina romboédrica como mostrado na Figura 2.1, com parâmetros de rede: $a = b = 0,455$ nm, $c = 1,186$ nm, é um semi-metal único e tem propriedades especiais, tais como grandes comprimentos de onda de Fermi, diamagnetismo forte e magnetorresistência muito elevada. É bem conhecido que o Bi não tem uma transição supercondutora até 50 mK à pressão ambiente [21] e que a supercondutividade (SC) em Bi é improvável devido à densidade de portadores de carga ser extremamente baixa. SC no Bi não pode ser explicada pela teoria convencional de BCS porque sua aproximação adiabática não é válida para Bi. Um trabalho teórico será necessário

para entender SC no limite não adiabático em sistemas com baixa densidade de portadores e estrutura de banda incomum, tal como Bi [12]. No entanto, as nanopartículas de Bi incorporadas à matriz isolante [10], nanofios de Bi [9] e filmes finos Bi/Ni [15] mostram uma transição supercondutora. Tanto para as nanopartículas de Bi como para as camadas Bi/Ni, a interface desempenha um papel muito importante na transição supercondutora, sendo necessário um estudo microestrutural detalhado em escala atômica.

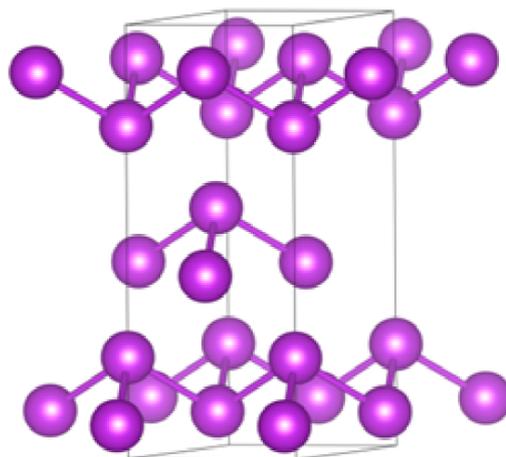


Figura 2.1: Esquema da estrutura cristalina de Bi romboédrica [22].

2.1.2

Diagrama de fases do sistema Ni/Bi

A Figura 2.2 mostra o diagrama de equilíbrio de fases para o sistema binário Bi-Ni em porcentagem atômica e de peso dos elementos. O diagrama indica a coexistência de dois compostos intermetálicos entre Ni e Bi que tem formula química NiBi (51 at.% Bi) e NiBi₃ (76 at.% Bi), ambos têm estabilidade térmica limitada a 654 °C e 471 °C, respectivamente. A fase NiBi₃ é um composto estequiométrico que não tem alcance de homogeneidade [23]. A estrutura cristalina de NiBi₃ é uma estrutura tipo CaLiSi₂ com simetria ortorrômbica (pnma) e a estrutura do NiBi é uma superestrutura complexa baseada numa célula unitária pseudo-hexagonal (P63/mmc) [24, 25]. NiBi₃ é um composto intermetálico conhecido por ser um supercondutor de tipo II com uma temperatura crítica de aproximadamente 4 K [26], enquanto NiBi mostra supercondutividade com uma temperatura de transição (T_c) de 4,25 K [27].

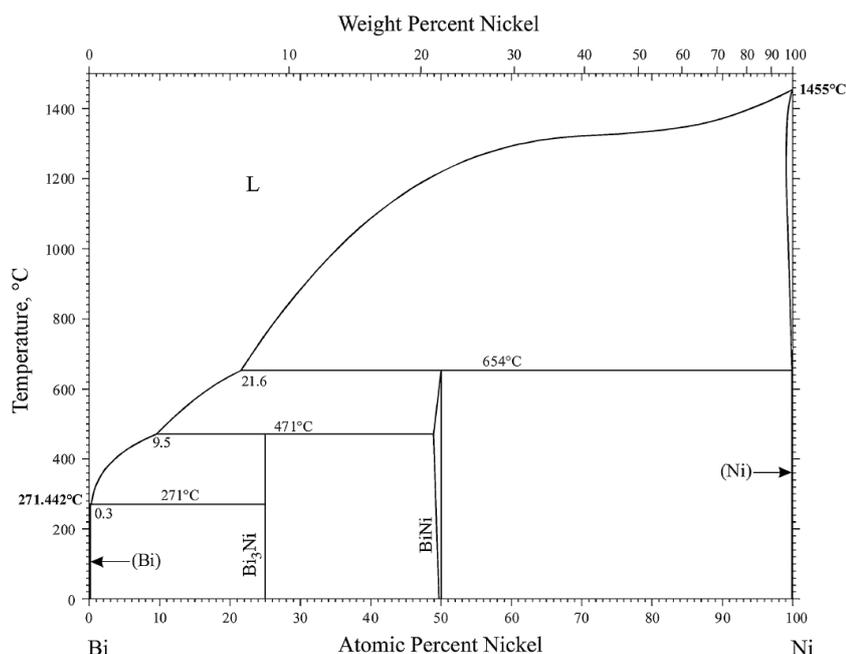


Figura 2.2: Diagrama de fases do sistema Bi-Ni [28].

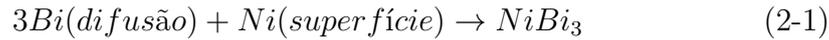
2.1.3

Formação de NiBi_3 em Sistema Bi/Ni

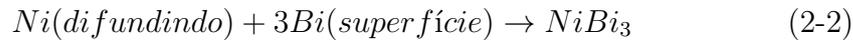
O sistema Ni/Bi foi estudado há muitos anos com o objetivo de entender as propriedades das junções de solda contendo Ni e Bi, no qual ocorre a formação de NiBi_3 . Ao contrário da maioria dos intermetálicos, que são frequentemente duros e frágeis, o NiBi_3 sintético é macio e frágil. Tais propriedades mecânicas inferiores tornam a formação de NiBi_3 em juntas soldadas muito indesejável. Estudos têm sido realizados para prevenir a formação de NiBi_3 durante o processo de soldagem [24].

De acordo com o diagrama de fase do sistema Ni-Bi, existem dois compostos intermetálicos no sistema: NiBi , estável até 654°C e NiBi_3 , estável até 471°C . Duchenko e Dybkov estudaram as reações no estado sólido entre Ni e Bi na faixa de temperatura entre $150 - 250^\circ\text{C}$ e descobriram que uma camada de NiBi_3 é formada na interface original Ni/Bi. De acordo com os seus resultados, o crescimento de NiBi_3 foi muito rápido para reações no estado sólido a tais temperaturas. Eles também relataram que o crescimento de NiBi_3 seguiu uma cinética parabólica, sugerindo que o crescimento foi controlado por difusão e a principal espécie difusora foi o Bi, como determinado pelo experimento de Kirkendall com marcadores na interface original [29,30].

Segundo Dybkov Duchenko, a formação da camada de NiBi_3 entre Ni e Bi é devido às duas reações parciais de difusão no estado sólido [30]:



e



Tomando lugar nas interfaces Ni/NiBi₃ e NiBi₃/Bi, respectivamente.

O outro composto intermetálico, NiBi, que também é termodinamicamente estável entre 150-250 °C, de acordo com o diagrama, não foi detectado usando microscopia eletrônica de varredura (SEM) em seu estudo, como é de se esperar. A razão para a ausência de NiBi não foi esclarecida pelos autores [29, 30], mas provavelmente esta limitada pela resolução espacial analítica do instrumento.

Lee et. al. estudaram o sistema Ni/Bi e em seu trabalho, após o recozimento em 370 °C por 600 horas, foi observada a presença do NiBi. O fato de que o NiBi ter se formado neste trabalho, mas não em outros, sugere que a razão para a ausência de NiBi não é devido à dificuldade de nucleação. O elemento que domina a difusão em Ni/Bi foi analisada por um experimento de Kirkendal envolvendo marcadores para marcar a posição inicial da interface. Os autores preportam que o fluxo de Bi através de NiBi a 370 °C é 3 - 9 vezes maior do que o fluxo de Ni [24], propondo que a formação de NiBi não ocorre diretamente da reação entre Ni e Bi, mas da reação entre Ni e NiBi₃:



2.1.4

Supercondutividade em Sistema Bi/Ni

A supercondutividade no sistema Ni-Bi é interessante devido aos seguintes fatos experimentais: primeiro, ambos Ni e Bi cristalinos não são supercondutores e se depositado um sobre o outro, tornam-se supercondutores [13]; segundo, não depende da ordem de deposição e sim da espessura; terceiro, mesmo em amostras preparadas a 110 K, a supercondutividade ainda pode ser observada [31].

A interpretação da supercondutividade, no entanto, é bastante divergente. Foi mostrado por Moodera e Meservey [13] que uma nova fase CFC do Bi pode ser induzida por crescimento de Bi sobre uma fina semente na camada de Ni. Esta nova fase de Bi exibe supercondutividade com T_c aproximadamente 4,2 K e não apresenta nenhuma das características de banda comum do Bi que são tipicamente observadas em experimentos de tunelamento [14], indicativo de que o Bi se formou numa nova estrutura física e eletrônica. No mesmo trabalho, não foi observado ferromagnetismo com a espessura de Ni até

2,0 nm. LeClair et al. reportaram que com maiores espessuras de Ni, não só foi observado ferromagnetismo na camada de Ni com espessura acima de aproximadamente 1,6 nm, existe uma estreita faixa de d_{Ni} aproximadamente 2,0 ~ 4,2 nm, onde a supercondutividade está presente no Ni ferromagnético [15]. Existem algumas explicações, por exemplo, flutuação magnética na interface Ni/Bi induzindo a supercondutividade [17] e uma camada extremamente fina de Bi em forma amorfa formada na interface Ni/Bi [18]. Vantari Siva et al. reportaram a formação espontânea de fase supercondutora $NiBi_3$ em filmes termicamente evaporados de bicamada Ni/Bi. Acredita-se que o alto coeficiente de difusão de Bi condiciona a formação de $NiBi_3$ durante a deposição de Bi sobre o filme de Ni. Os resultados de Microscopia Eletrônica de Transmissão (TEM) e de EDXS da seção transversal da amostra confirmaram a presença de $NiBi_3$ ao longo da camada superior de Bi [16]. No entanto, Gong et al. prepararam amostras a 110 K e afirmaram que não ocorre difusão e reação entre as camadas Ni e Bi, entretanto a supercondutividade foi observada. Eles concluíram que a supercondutividade é acionada a partir da interface Bi/Ni, mas não ocorre na mesma. Usando o ponto de contato de reflexão de Andreev, eles mostraram evidências de que a supercondutividade, naturalmente compatível com o magnetismo, é emparelhamento com triplete p-onda (triplet p-wave pairing) [31].

A transição supercondutora em dois estágios também foi relatada recentemente em tricamadas Bi/Ni/Bi [16]. Os autores estudaram as interfaces da amostra e descobriram que a fase $NiBi_3$ foi formada em ambas as interfaces Ni/Bi. Como resultado, se formou o sistema $NiBi_3$ -Ni- $NiBi_3$ e as duas camadas de $NiBi_3$ e o acoplamento entre elas induziu a transição supercondutora de dois estágios.

2.2

Interdifusão em Filmes Finos

Quando dois materiais A e B estão em contato a uma temperatura apropriada, os átomos do tipo A começam a penetrar no material B, enquanto que os átomos do tipo B começam a penetrar no material A. Este fenômeno é chamado de interdifusão. Por exemplo, no caso simples de um sistema binário isomorfo, o processo de mistura continua até o sistema alcançar o seu estado de equilíbrio em que os átomos são distribuídos de forma completamente aleatória, isso se A e B formarem uma liga completamente miscível. Em geral, em caso de sistema binários mais complexos, as fases formadas produto da interdifusão seguem o termodinamicamente predito pelo diagram de fases binário de tais elementos A e B.

Gradiente de potencial químico gera uma força motriz para difusão, para interdifusão em uma liga binária AB o processo deve ser descrito por coeficiente de interdifusão, que é normalmente dependente da concentração. Ou em outras palavras, a interdifusão é devida ao movimento de átomos A e B, com diferente coeficiente de difusão intrínseco (D_A e D_B). Quando as duas espécies em um experimento de interdifusão apresentam coeficiente de difusão intrínseco diferentes existe um fluxo líquido atômico através do plano na zona de difusão. Assim, mais átomos estarão em um dos lados da interface após difusão, o que resulta num transporte de volume líquido.

O propósito do estudo da interdifusão no sistema Bi/Ni é conduzido para determinar os parâmetros de difusão em diferentes fases. Para definir o coeficiente de interdifusão (\tilde{D}) numa composição particular no sistema binário A-B, utilizando o modelo de Wagner [32], pode ser utilizado:

$$\tilde{D}(Y^*) = \frac{V_m}{2t} \left(\frac{dx}{dY} \right)^* \left[(1 - Y^*) \int_{-\infty}^{x^*} \frac{Y}{V_m} dx + Y^* \int_{x^*}^{\infty} \frac{1 - Y}{V_m} dx \right] \quad (2-4)$$

onde $Y = \frac{N_B - N_B^-}{N_B^+ - N_B^-}$ e N_B é a fração molar do componente B no sistema binário A-B, Os sobrescritos + e - referem-se à fração molar não reagido à esquerda ($x = -\infty$) e à direita ($x = +\infty$), as extremidades do par, respectivamente. V_m é o volume molar, e x é o parâmetro de posição. “*” indica o ponto de interesse.

No nosso caso, sistema Bi/Ni, a razão entre o coeficiente de difusão intrínseca das espécies pode ser calculada usando a relação desenvolvida por van Loo [33], que é como segue:

$$\frac{D_{Bi}}{D_{Ni}} = \frac{V_{Bi}}{V_{Ni}} \left[\frac{N_{Bi}^+ \int_{-\infty}^{x_K} \frac{Y}{V_m} dx - N_{Bi}^- \int_{x_K}^{\infty} \frac{1-Y}{V_m} dx}{N_{Ni}^+ \int_{-\infty}^{x_K} \frac{Y}{V_m} dx - N_{Ni}^- \int_{x_K}^{\infty} \frac{1-Y}{V_m} dx} \right] \quad (2-5)$$

onde, V_{Bi} e V_{Ni} são os volumes parciais molares de Bi e Ni, respectivamente, na composição de interesse. É muito difícil determinar o volume molar parcial das espécies em uma fase com intervalo de homogeneidade muito estreita. Portanto, é quase impossível determinar a razão exata de coeficientes de difusão intrínsecas em tais casos. No entanto, a razão do coeficiente de difusão intrínseca da espécie está relacionada com a razão de coeficiente de difusão de traçador do seguinte modo:

$$\frac{D_{Bi}}{D_{Ni}} = \frac{V_{Bi}}{V_{Ni}} \frac{D_{Bi}^*}{D_{Ni}^*} \quad (2-6)$$

A razão de coeficiente de difusão de traçador pode ser calculada facilmente utilizada:

$$\frac{D_{Bi}^*}{D_{Ni}^*} = \left[\frac{N_{Bi}^+ \int_{-\infty}^{x_K} \frac{Y}{V_m} dx - N_{Bi}^- \int_{x_K}^{\infty} \frac{1-Y}{V_m} dx}{N_{Ni}^+ \int_{-\infty}^{x_K} \frac{Y}{V_m} dx - N_{Ni}^- \int_{x_K}^{\infty} \frac{1-Y}{V_m} dx} \right] \quad (2-7)$$

Aqui negligenciando o efeito da vacância.

Embora a interdifusão em diferentes sistemas tenha sido estudada, nesse trabalho [34], a condição de contorno nas equações ainda é infinito, o que significa a concentração do componente é 100% em posição infinita positiva ou negativa. Provavelmente isto não se aplica ao presente trabalho, uma vez que a espessura de Bi e Ni são muito finas (< 100 nm). Assim, o componente de difusão de uma espécie pode penetrar completamente a camada da outra espécie em um curto tempo.

2.3

Uma Breve Introdução à Supercondutividade

Supercondutividade é um fenômeno apresentado por alguns materiais, os quais, quando estão abaixo de uma temperatura crítica (T_c) conduzem corrente elétrica sem apresentar resistências ou perdas, ou seja, resistência nula. T_c é a temperatura mais alta em que a supercondutividade ocorre em um material, abaixo desta temperatura a resistividade do material é igual a zero. Foi descoberta em 1911 pelo físico Heike Kammerlingh Onnes, enquanto pesquisava as propriedades de diversos metais em baixa temperatura (temperatura do Hélio líquido, próxima do zero absoluto), na qual a energia do material torna-se a menor possível [35].

A descoberta da supercondutividade aconteceu quando Onnes media a resistência de fios de mercúrio de alta pureza em seu laboratório de baixa temperatura em Leiden na Holanda, onde alguns anos antes conseguiram liquefazer o hélio da primeira vez. Ao baixar a temperatura constantemente, observou que a resistência do mercúrio caía inesperadamente a zero ao atingir 4,2 K como mostra na Figura 2.3. De acordo com Onnes, “O mercúrio havia passado a um novo estado, que por causa das suas extraordinárias propriedades elétricas poderia ser chamado de estado superconductor” [35]. Onnes deu o nome de supercondutividade ao estranho fenômeno. Em 1913, dois anos após a descoberta, Onnes ganhou o prêmio Nobel de Física pelos seus estudos das propriedades da matéria em baixas temperaturas, o que levou a produção do hélio líquido. Em seu discurso, ele observa ainda que o estado superconductor poderia ser destruído por um campo magnético suficientemente grande.

Uma explicação satisfatória para os fatos observados por Onnes apenas viria muitos anos após o advento da teoria BCS. Durante esse período, alguns outros avanços foram obtidos como descrito a seguir.

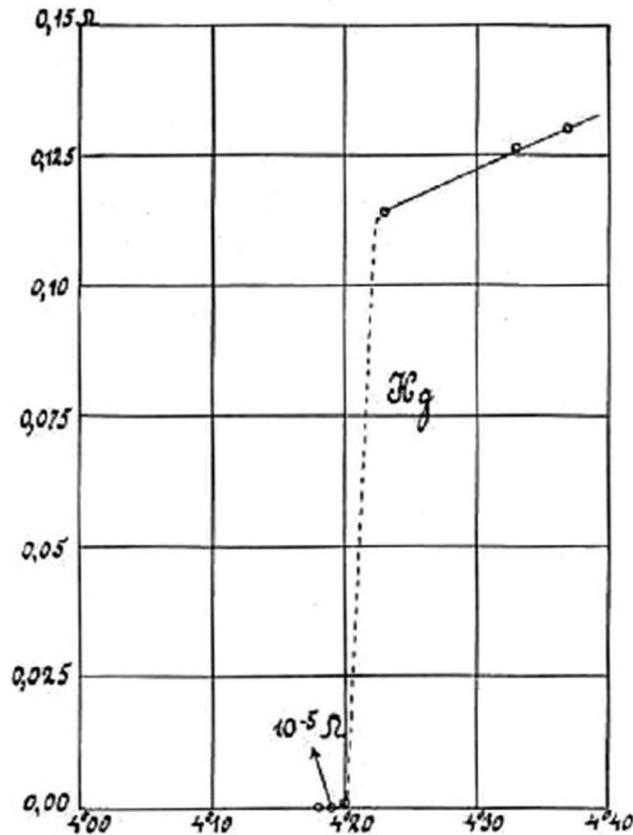


Figura 2.3: Resistência em Ohms de uma amostra de mercúrio em função da temperatura absoluta. Este gráfico marcou a descoberta da supercondutividade [35].

2.3.1 O Efeito Meissner

Em 1933, os dois alemães Meissner e o Ochsenfeld, descobriram outra importante propriedade dos materiais no estado supercondutor: o diamagnetismo perfeito. Eles mostraram que um campo magnético externo aplicado em um material no estado supercondutor é expulso de seu interior, o fenômeno passou a ser denominado como Efeito Meissner e está ilustrado na Figura 2.4 [36].

Existem três parâmetros muito importantes para descrever o fenômeno: indução magnética ou densidade do fluxo magnético B , intensidade do campo magnético H , e magnetização M . Eles são relacionados por:

$$B = \mu_0(M + H) \quad (2-8)$$

onde μ_0 é permeabilidade magnética de vácuo.

$$\text{Quando } B = 0 \Rightarrow M + H = 0 \Rightarrow M = -H.$$

Esta condição de campo magnético nulo dentro do supercondutor é distinta do diamagnetismo perfeito, o qual surgiria da sua resistência elétrica igual

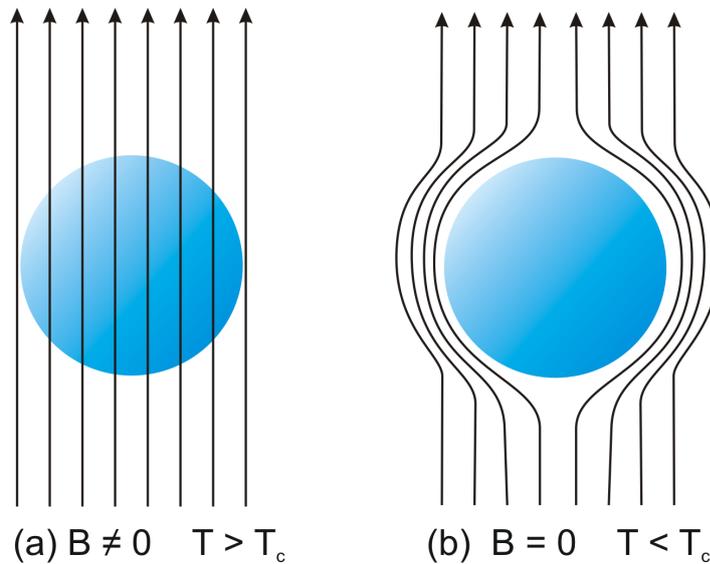


Figura 2.4: (a) O material em seu estado normal, submetido a aplicação de um campo magnético externo, onde as linhas de campo magnético penetrando em seu corpo; (b) O material em seu estado supercondutor, o campo magnético não penetra em seu corpo.

a zero. Resistência zero significa que ao tentar magnetizar um supercondutor, um circuito de corrente é gerado para cancelar exatamente o campo imposto (lei de Lenz). Mas se o material já tivesse um campo magnético estacionário quando foi resfriado através da transição supercondutora, seria esperado que o campo magnético permanecesse. Não havendo alteração no campo magnético aplicado, não haveria tensão gerada (lei de Faraday) para conduzir correntes, mesmo em um condutor perfeito. Portanto, a exclusão ativa do campo magnético deve ser considerada como um efeito distinto a partir de apenas da resistência zero. Um estado misto do efeito Meissner ocorre com os materiais supercondutores tipo II a serem apresentados mais adiante.

2.3.2

As equações de London

Uma descrição satisfatória para o efeito Meissner origina-se da equação de London, assim chamada devido aos irmãos Heiz e Fritz London [37], que demonstraram que o campo magnético decai exponencialmente dentro do supercondutor sobre uma distância de 20 a 40 nm. É descrito em termos de um parâmetro chamado “a profundidade de penetração de London” que demonstra que a energia eletromagnética livre em um supercondutor pode ser minimizada pela Equação 2-9, chamada equação de London:

$$\nabla^2 H = \lambda^2 H \quad (2-9)$$

onde ∇^2 é Laplaciano, H é o campo magnético, e λ é a profundidade de penetração de London. Este parâmetro fornece a distância em que o campo magnético penetra no material supercondutor, que depende de cada material, e é dado pela Equação 2-10:

$$\lambda = \left(\frac{m}{\mu_0 n_s e \mu^2} \right)^{1/2} \quad (2-10)$$

onde: m é a massa efetiva do elétron, μ_0 é a permeabilidade do vácuo, n_s é a densidade de elétrons supercondutores e “ e ” é a carga do elétron.

A profundidade de penetração define a espessura da camada superficial em que o campo magnético se anula ao penetrar na amostra de supercondutor.

Após da abordagem fenomenológica dos irmãos London, uma grande contribuição foi dada pelos Ginzburg e Landau, que será apresentada na seção seguinte.

2.3.3

Teoria de Ginzburg-Landau e Dois Tipos de Supercondutor

A teoria de Ginzburg-Landau utiliza uma formulação matemática para explicar a supercondutividade e não pretende explicar os mecanismos microscópicos que dão origem à supercondutividade. Em vez disso, examinam-se as propriedades macroscópicas de um supercondutor com o auxílio de argumentos termodinâmicos gerais. Muitas vezes esta teoria é chamada de fenomenológica, por descrever alguns dos fenômenos da supercondutividade sem explicar o mecanismo microscópico [38, 39]. O mais importante desta teoria é a previsão da existência de dois comprimentos característicos em um supercondutor, o comprimento de coerência e o de penetração.

O comprimento de coerência ξ é dado pela equação:

$$\xi = \sqrt{\frac{\hbar^2}{2m|\alpha|}} \quad (2-11)$$

onde α é um parâmetro fenomenológico, m é a massa efetiva. O comprimento de coerência mede a variação espacial do parâmetro de ordem, em distâncias muito superiores a ξ , a densidade de elétrons supercondutores é constante. Para distâncias da ordem de ξ , esta densidade varia e se pode afirmar também que ξ descreve o tamanho das flutuações termodinâmicas na fase supercondutora.

O comprimento de penetração λ é dado pela equação:

$$\lambda = \sqrt{\frac{m}{4\mu_0 e^2 \Psi_0^2}} \quad (2-12)$$

onde Ψ_0 é o valor de equilíbrio do parâmetro de ordem na ausência de um campo eletromagnético.

O comprimento de penetração descreve a profundidade a que um campo magnético externo pode penetrar no supercondutor. A razão entre os dois comprimentos define a constante $\kappa = \lambda/\xi$, conhecida como o parâmetro de Ginzburg-Landau. Os diferentes valores para a razão dos comprimentos característicos resultam em dois tipos de comportamento para os supercondutores. Os supercondutores do tipo I, correspondendo aos materiais que possuem $0 < \kappa < 1/\sqrt{2}$, e os do tipo II, que possuem $\kappa > 1/\sqrt{2}$. Para os supercondutores do tipo II, a transformação de fase do estado normal é de segunda ordem, enquanto para os supercondutores do tipo I é de primeira ordem, segundo a derivação da teoria dupla de Ginzburg-Landau para os supercondutores [40,41].

Os supercondutores do tipo I são caracterizados pelo efeito Meissner total. Isto significa que o supercondutor repele completamente um campo magnético. Se o campo magnético se torna forte demais até exceder um valor crítico, chamado campo crítico (H_c), a propriedade de supercondutor desaparece abruptamente como ilustrado na Figura 2.5. A magnetização obedece $M = -H$ para todos os campos menores do que H_c , e em seguida torna-se zero (ou muito próximo de zero) para os campos acima de H_c .

Já para os supercondutores do tipo II o efeito Meissner não é total. Aqui, um campo magnético circundante pode penetrar em parte, e os materiais podem manter a sua propriedade supercondutora, mesmo em campos magnéticos muito fortes. Em um supercondutor do tipo II, há dois campos críticos diferentes, chamados campo crítico inferior H_{c1} , e campo crítico superior H_{c2} . Para valores pequenos de campo aplicado H , o efeito Meissner leva a $M = -H$, e não há densidade de fluxo magnético no interior da amostra ($B = 0$). Porém, uma vez que o campo excede o H_{c1} , o fluxo magnético começa a penetrar no supercondutor, portanto $B \neq 0$, e a magnetização M está mais próxima de zero do que o valor total $-H$. Continuando a aumentar o campo H , a densidade de fluxo magnético aumenta gradualmente até H_{c2} valor para o qual a supercondutividade é destruída e $M = 0$ como mostra na Figura 2.5 [42].

O comportamento diferente entre os dois tipos de supercondutores em um campo magnético externo é determinada pela energia da interface entre o supercondutor e a região não supercondutora. Para um supercondutor do tipo I, a energia da interface entre estado supercondutor e estado normal é positiva, e se parte do supercondutor transforma-se em estado normal, aparece uma interface de estado supercondutor e estado normal, isso irá aumentar a energia total do sistema. Neste caso, é energeticamente desfavorável o aparecimento de um estado normal em um supercondutor do tipo I. Já nos supercondutores

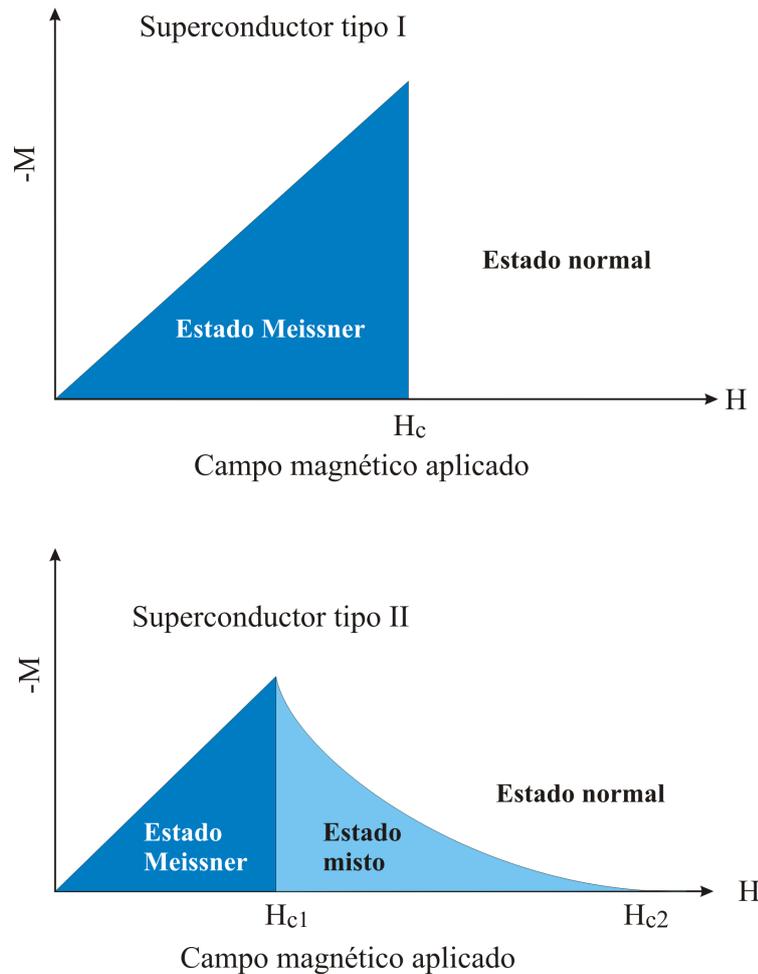


Figura 2.5: Curva de magnetização do supercondutor tipo I e tipo II.

do tipo II, ao contrário, a energia de interface é negativa. Ao aplicar um campo magnético externo no supercondutor do tipo II, o campo magnético pode penetra-lo sob a forma de vórtices. O centro dos vórtices está em estado normal e campo magnético igual H_{c2} , e porque o aparecimento da interface pode reduzir a energia total do sistema, o estado misto em um supercondutor do tipo II é estável.

Como as linhas de fluxo através de regiões de materiais não supercondutoras e rodeadas por vórtices de supercorrentes, o campo magnético não pode atravessar o resto do supercondutor. Os vórtices podem organizar-se em uma estrutura regular conhecida como rede de vórtices, também chamado de vórtice Abrikosov [43].

Os vórtices podem estar em um estado de vidro se eles não estão organizados. O diâmetro dos vórtices é de cerca de 2ξ e normalmente com um quantum de fluxo em um vórtice. Num vórtice, a força do campo magnético é igual a H_{c2} . Existem vórtices com mais do que um quantum de fluxo, que são chamados vórtices gigantes. Quase todas as propriedades interessantes dos

supercondutores do tipo II estão relacionadas com vórtices ou com estados mistos que está ilustrado na Figura 2.6.

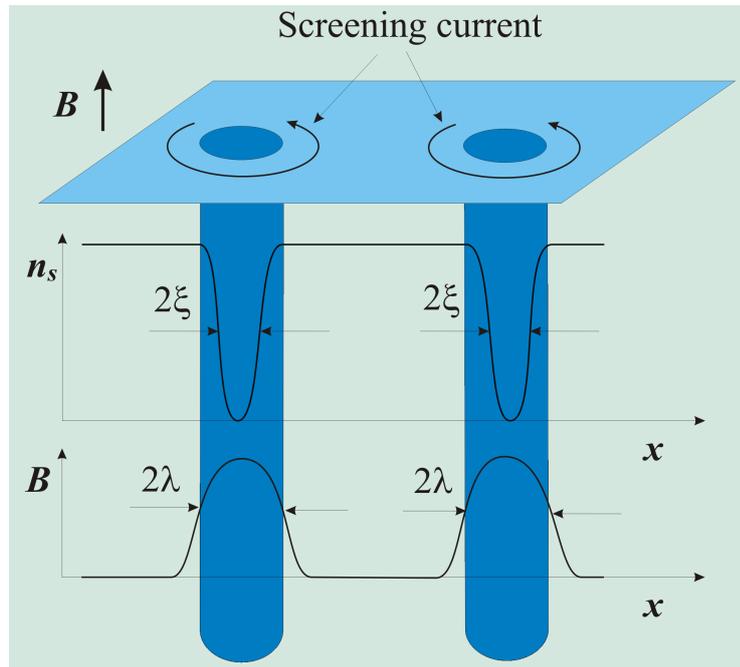


Figura 2.6: Estado misto de um supercondutor do tipo II, quando o campo magnético aplicado (H) é $H_{c1} < H < H_{c2}$, formam-se tubos de vórtices, a variação da densidade dos pares de Cooper (n_s) e a variação da densidade de fluxo.

Apesar do sucesso das teorias fenomenológicas dos London e Ginzburg-Landau, a contribuição teórica mais significativa para a área da supercondutividade foi dada pelos três americanos: Bardeen, Cooper e Schrieffer (BCS) [44], que é discutida na próxima seção.

2.3.4

Teoria BCS e os Pares de Cooper

Em 1957, o Abrikosov publicou seu trabalho sobre as propriedades magnéticas de supercondutores tipo II [45], no mesmo ano em que os três americanos John Bardeen, Leon Neil Cooper e John Robert Schrieffer, apresentaram a teoria que viria a explicar satisfatoriamente a supercondutividade a baixas temperaturas, presente nos supercondutores do Tipo I. Um ponto-chave nesta teoria é a formação de pares de elétrons, que são conhecidos como pares de Cooper, através de interações com oscilações da rede cristalina. Esta teoria é conhecida como teoria BCS (Bardeen Cooper Schrieffer) [44]. Os elétrons, assim como todas as partículas com spin fracionário, são chamados de férmions e obedecem ao princípio de exclusão de Pauli, o qual proíbe que duas partí-

culas ocupem o mesmo nível de energia. No entanto, os pares de Cooper se comportam de maneira muito diferente dos elétrons isolados. Eles atuam como bósons, partículas de spin inteiro, podendo se condensar em um mesmo nível de energia.

Em metais, a resistência elétrica surge porque os elétrons que se propagam através do sólido são espalhados devido a desvios da simetria translacional perfeita. Estes espalhamentos são produzidos ou pelas impurezas (dando origem a uma contribuição da temperatura independente para a resistência) ou pelos fônons - vibrações da rede – em um sólido.

Em um supercondutor, abaixo da sua temperatura de transição T_c não existe resistência porque estes mecanismos de espalhamento são incapazes de impedir o movimento dos portadores de corrente. A corrente é realizada em todas as classes conhecidas de supercondutor por pares de Cooper. O mecanismo pelo qual dois elétrons, ambos com carga negativa, estão unidos ainda é controverso em "modernos" sistemas de supercondutores, tais como os óxidos de cobre ou metal alcalino fulleride, mas bem compreendidos nos supercondutores convencionais, tais como alumínio, em termos da complexa matematicamente teoria de BCS [44].

O ponto essencial é que, abaixo de T_c , faz a abertura entre a energia dos pares de elétrons e dos elétrons nos estado “normal” no nível de Fermi, separando os estados de pares de Cooper e do estado “normal” [46]. O tamanho de um par de Cooper é dado pelo comprimento de coerência (ξ), que é uma medida característica de cada supercondutor que estabelece a distância em que a densidade de portadores de carga poderia variar dentro do material. O comprimento de coerência é tipicamente 100 nm [47].

Os elétrons com a distância maior do que o ξ não podem formar pares de Cooper. ξ determina o diâmetro de vórtices em um supercondutor tipo II e isso será discutido na próxima seção. O spin de dois elétrons que formam pares de Cooper tem de ser antiparalelos, o que significa que o spin de um elétron apresenta-se para “cima” (spin up), e que o outro se apresenta para “baixo” (spin down). Se o spin de um elétron gira de cima para baixo ou vice-versa, o par de Cooper quebra. É por isso que impurezas magnéticas em um supercondutor aniquilam com a supercondutividade.

O spin dos pares de Cooper é zero e então eles são bósons e podem ocupar os mesmos estados quando a temperatura é menor do que a T_c . A função de onda dos pares é igual para os pares nos mesmos estados e não é possível para espalhar todos os pares no mesmo momento. Portanto, os pares carregam a corrente livre.

A teoria BCS se aplica diretamente aos supercondutores em que os

elétrons estão unidos por sua interação com as vibrações da rede subjacente: um elétron do par polariza a rede por atrair os núcleos em direção a ele, deixando uma região de excesso de carga positiva (um poço de potencial) em que um segundo elétron é atraído - portanto, núcleo carregado positivamente intercede uma atração entre os elétrons carregados negativamente. Apenas elétrons na frequência vibracional da E_f podem ser emparelhados por esta interação, e assim somente uma pequena fração dos elétrons se tornam supercondutores [48, 49].