

Apêndice C

Tópicos

C.1 Interação RKKY

Em soluções sólidas diluídas de um íon magnético num metal não-magnético (como, por exemplo, Mn em Cu), a interação de troca entre os íons e os elétrons de condução possui importantes consequências. O gás eletrônico é magnetizado na vizinhança do íon magnético. Essa magnetização causa uma interação de troca indireta entre dois íons magnéticos, pois o segundo íon percebe a magnetização induzida pelo primeiro. Essa interação, conhecida como RKKY [33] também desempenha um papel importante na ordem dos spins dos metais tipo terra-rara, onde os spins das camadas internas $4f$ são acoplados pela magnetização induzida no gás de elétrons condutores.

Essa interação indireta acopla momentos relativamente distantes e é a interação dominante em metais onde há pouca ou nenhuma superposição entre elétrons magnéticos vizinhos. O coeficiente da interação (equivalente ao coeficiente J da interação direta de troca) oscila em torno de zero (assumindo valores negativos e positivos) à medida que aumenta a separação entre íons. Essa oscilação é amortizada e dependendo da distância entre os pares de íons, pode ocorrer um acoplamento ferromagnético ou antiferromagnético.

C.2 Hélio Superfluido 3

Existem dois isótopos estáveis do elemento químico hélio: ^3He e ^4He [36]. Uma das propriedades mais marcantes dos líquidos de hélio é o fato de que eles não se solidificam a menos que altas pressões sejam aplicadas. Isso

ocorre graças à sua pequena massa atômica e às baixas interações, que fazem com que as oscilações de ponto-zero sejam bastante intensas (princípio da incerteza). A temperaturas da ordem de um milésimo da temperatura de transição do ^4He , o ^3He se torna superfluido. O fato do átomo de ^3He ser um férmion ($s = \frac{1}{2}$) faz com que o mesmo possua propriedades intrinsecamente distintas do ^4He superfluido, que é um líquido bosônico.

Ao contrário dos supercondutores convencionais, no ^3He não existe uma rede cristalina que possa mediar a força atrativa entre os átomos (mais precisamente, são quasepartículas envolvendo os átomos de ^3He). A atração deve ser uma propriedade intrínseca do próprio líquido. Além disso, as quasepartículas são eletricamente neutras. As principais características da interação entre átomos de ^3He são:

- (i) forte repulsão a pequenas distâncias;
- (ii) fraca atração de Van der Waals a pequenas e médias distâncias.

Verifica-se que para minimizar a forte repulsão a pequenas distâncias, os átomos de ^3He tendem a formar pares de Cooper em estados com momento angular $l = 1$ (consequentemente $S = 1$). Nesses estados, a função de onda do par é nula para $\mathbf{r} = \frac{\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2}{2} = 0$, onde $\mathbf{r}$ é a distância relativa dos pares.

Existem três fases estáveis principais no ^3He : fases A , B e A_1 . Apesar das três apresentarem características bastante diferentes, elas possuem uma importante propriedade comum: os valores do momento angular orbital relativo $l = 1$ e de spin $S = 1$.

A função de onda do par de Cooper no ^3He é dada pela Eq. (2.14). Repare que são necessários nove parâmetros com respeito à dependência das partes de spin e orbital (b_{lm}^α para $\alpha = 1, 2, 3$ e $m = -1, 0, 1$) para determinação do estado, enquanto nos supercondutores convencionais é necessário apenas um parâmetro complexo. Como consequência disso, os pares de Cooper possuem estrutura interna: como $l = 1$, eles são intrinsecamente anisotrópicos.

As forças entre átomos de ^3He são rotacionalmente invariantes nos espaços orbital e de spin. Além disso, as mesmas conservam o número de partículas. Uma consequência dessa última simetria é a invariância de calibre do sistema. A temperaturas menores que T_c , essa invariância é quebrada espontaneamente. Ao mesmo tempo, num superfluido com $l = 1$, a anisotropia do par de Cooper no espaço orbital acarreta a quebra espontânea da simetria de rotação orbital. Além disso, como pares estão necessariamente

num estado tripleto, a simetria rotacional no espaço de spin também pode ser quebrada, como num magneto.

Dentre as possíveis fases do ^3He superfluido, a que possui menor energia para todas as temperaturas (no limite de acoplamento fraco) é a fase B , que é descrita pelo estado BW, dado pela Eq. (2.55). O estado originalmente descrito por Balian e Werthamer [18] é caracterizado por um acoplamento spin-órbita que acarreta um momento angular total nulo. Num estado BW, os três estados ocorrem com a mesma probabilidade. Apesar da anisotropia intrínseca, o estado BW possui um gap isotrópico.

Como na presença de acoplamento fraco o estado BW sempre possui menor energia, a ocorrência da fase A requer a presença de interações fortes. Como foi mostrado por Anderson e Brinkman [34], as correlações entre pares no estado condensado modificam a interação entre as quasepartículas de ^3He . Essa modificação depende do estado em si. Como exemplo, o estado ABM, que descreve a fase A, é estável a altas pressões pois, neste estado, as flutuações de spin são mais intensas (como num ferromagneto). Nesse estado, a susceptibilidade magnética é a mesma que a de um líquido normal. Isso indica que a componente da Eq. (2.14) associada com $S_z = 0$ está ausente. Dessa forma, o estado ABM é formado apenas por uma combinação de pares de Cooper com ambos os spins alinhados, seja para cima ou para baixo. Isso faz com que o eixo de anisotropia nesse estado tenha uma direção fixa em todos os pares, dada pelo vetor $\mathbf{d}$. Esse vetor define a direção ao longo da qual o spin do par é nulo. Da mesma forma, a direção do momento angular orbital relativo $\mathbf{l}$ é a mesma para todos os pares de Cooper. Essas propriedades acarretam a presença de uma alta anisotropia no sistema. Uma das conseqüências disso é o gap possuir nós nos pólos norte e sul da superfície de Fermi. Isso implica que quasepartículas podem ser excitadas a temperaturas arbitrariamente pequenas.

A interação de dipólo entre os spins dos núcleos dos átomos de ^3He é responsável por um acoplamento bastante fraco e anisotrópico. Essa interação pode ser facilmente superada por flutuações térmicas. No entanto, num condensado, essa interação pode ser bastante relevante. Na fase A, por exemplo, as simetrias associadas a rotações nos espaços de spin e orbital são quebradas pela interação de emparelhamento (sem incluir interação dipólo-dipólo). Isso acarreta o aparecimento de ordem de longo alcance. No entanto,

essa interação de emparelhamento não fixa a orientação relativa dos eixos preferenciais, deixando, dessa forma, uma degenerescência. A interação de dipólo quebra essa degenerescência e escolhe uma orientação relativa que a minimiza. Isso faz com que a interação dipólo-dipolo possua importância no nível macroscópico. Na fase A, por exemplo, a interação dipolar é minimizada quando os vetores $\mathbf{d}$ e $\mathbf{l}$ são orientados paralelamente [Eq. (3.13)].

C.3 Susceptibilidade Paramagnética em Supercondutores

Num supercondutor com emparelhamento tipo singleto, apenas as excitações elementares de quasepartículas contribuem para a susceptibilidade paramagnética de spin (não há contribuição dos pares). O momento magnético de spin total é dado então por

$$M = \mu_B \sum_{\mathbf{k}} [f(E_{\mathbf{k},-}) - f(E_{\mathbf{k},+})], \quad (\text{C.1})$$

onde $f(E)$ é dado pela Eq. (2.45) e

$$E_{\mathbf{k},\pm} = \sqrt{\xi^2 + \Delta^2 |g(\mathbf{k})|^2} \pm \mu_B H \quad (\text{C.2})$$

são as energias das excitações com spins paralelo e antiparalelo ao campo $\mathbf{H}$. A partir da Eq. (C.1) pode-se obter a expressão para M [29]:

$$M = 2\mu_B^2 N_0 H Y(T), \quad (\text{C.3})$$

onde $Y(T)$ é denominada função de Yosida e é tal que

$$Y(T) = \begin{cases} 0 & \text{em } T = 0 \\ 1 & \text{em } T = T_c. \end{cases} \quad (\text{C.4})$$

Essa função determina a fração de elétrons normais no supercondutor. A susceptibilidade magnética $\chi = \frac{\partial M}{\partial H}$ é então dada por

$$\chi = \chi_n Y(T), \quad (\text{C.5})$$

onde $\chi_n = 2\mu_B^2 N_0$ é a susceptibilidade no estado normal. Conclui-se então que a susceptibilidade paramagnética num supercondutor tipo singleto se anula em $T = 0$. Isso implica que, nesse limite, a energia do sistema na fase

supercondutora num campo magnético é maior do que na fase normal por $\frac{\chi_n H^2}{2}$. Porém, como em $T = 0$ o estado supercondutor tem energia menor do que o estado normal por $\frac{N_0 \Delta_0^2}{2}$ [22], conclui-se que para campos maiores do que

$$H_p = \frac{\Delta_0}{\sqrt{2}\mu_B} \quad (\text{C.6})$$

o estado supercondutor não é favorável. Este valor de campo é chamado de limite paramagnético.

Consideremos o caso dos supercondutores do tipo tripleto. Se o campo externo $\mathbf{H}$ (que define a direção $\hat{z}$) for perpendicular ao vetor $\mathbf{d}(\mathbf{k})$ (apenas as componentes d_x e d_y serão não nulas), verifica-se a partir da Eq. (2.14) que os pares possuirão projeções de spin em $\hat{z}$ iguais a ± 1 . Neste caso, tanto os pares de Cooper quanto as excitações contribuem para a susceptibilidade, que então coincide com a de um líquido de Fermi no estado normal. Para o caso de $\mathbf{H}$ paralelo a $\mathbf{d}(\mathbf{k})$, o spin dos pares de Cooper é perpendicular ao campo e não contribui para susceptibilidade que provém então, unicamente das excitações [Eq. (C.5)].