Письма в ЖЭТФ, том 56, вып.11, стр.600 - 603 10 декабря 1992 г.

ПРОЯВЛЕНИЯ ФЛУКТУАЦИОННОГО СРЕДНЕГО ПОРЯДКА В СВЕРХПРОВОДНИКАХ С НЕОДНОРОДНЫМ СПАРИВАНИЕМ

А.М.Исмагилов, Ю.В.Копаев

Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН
117924, Москва, Россия

Поступила в редакцию 6 ноября 1992 г.

Показано, что флуктуационные эффекты в сверхпроводниках с неоднородным спариванием усиливаются по сравнению со случаем однородного спаривания. В определенной области фазовой диаграммы реализуется отрицательный знак флуктуационного вклада в теплоемкость. Предложен "флуктуационный механизм" для объяснения неклассического (не по БКШ) поведения сверхпроводящей щели, регистрируемой в туннельных и оптических экспериментах на высокотемпературных сверхпроводниках.

Рассмотрим область зарождения неоднородного сверхпроводящего состояния (НСС) в ферромагнетике [1,2]. Фазовая диаграмма системы в координатах температура T – встроенное спин-обменное поле h изображена на рисунке (ОСС – область однородного сверхпроводящего состояния).

Мы покажем, что флуктуационные эффекты в сверхпроводниках с неоднородным спариванием усиливаются по сравнению со случаем однородного спаривания.

Флуктуационный средний порядок в области зарождения НСС определяется корреляцией электронов в состояниях, связанных непрерывным классом векторов неоднородности q, таких что $|\mathrm{q}| - q_0 < 1/\xi$ (ξ – корреляционная длина НСС); для q_0 можно получить выражение

$$q_0 = \frac{\alpha h}{v_F}[1 + \frac{8\pi^2}{3(\alpha^2-4)}(\frac{T}{h})^2], \quad \alpha \simeq 2,4,$$

где v_F – скорость Ферми. В результате фазовый объем коррелирующих состояний превышает величину, соответствующую однородному ($q_0 \equiv 0$) случаю в $(\xi' q_0)^2$ раз (ξ' – корреляционная длина ОСС).

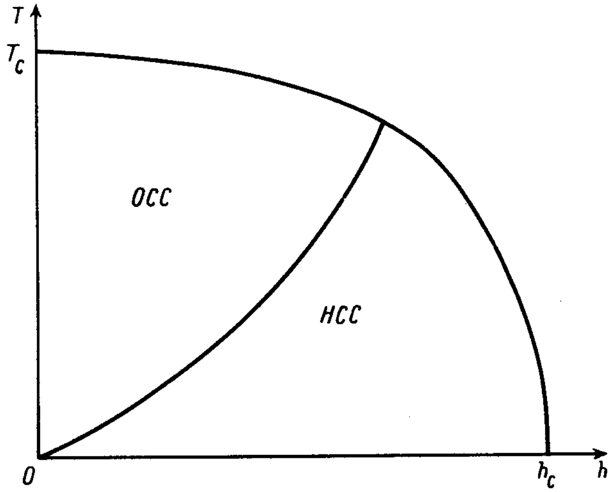
Рассматриваемая нами система формально аналогична системе с неоднородным электрон-дырочным спариванием, эффекты флуктуационного среднего диэлектрического порядка в которой рассматривались в [3]. Основываясь на полученных в статье [3] результатах, заключаем, что отношение корреляционных длин НСС и ОСС равно $\xi/\xi' \simeq 5$; псевдощель в плотности электронных состояний в области зарождения НСС равна $v_F q_0$, что больше соответствующей величины v_F/ξ' для однородного случая.

Для оценки области существенной роли флуктуаций выше линии фазового перехода в НСС вычислим флуктуационную поправку к теплоемкости:

$$\Delta C = -T\frac{\partial^2(\Delta\Omega(h,T))}{\partial T^2}. \tag{1}$$

Здесь $\Delta\Omega(h,T)$ – флуктуационная поправка к термодинамическому потенциалу, для которой в приближении хаотических фаз (ПХФ) имеем:

$$\begin{cases} \Delta\Omega(h,T) = TV\sum_n \int \frac{d\mathbf{q}}{(2\pi)^3}\ln(g\Phi(\Omega_n,\mathbf{q},h,T) \\ \Phi(\Omega_n,\mathbf{q},h,T) = \frac{1}{g} - \frac{1}{N(0)}T\sum_m \int \frac{d\mathbf{k}}{(2\pi)^3}G(\omega_m,\mathbf{k},h)G(-\Omega_n-\omega_m,-\mathbf{k}+\mathbf{q},-h)\,, \end{cases} \qquad (2)$$



Здесь $G(\omega_m,\mathbf{k},h) = (i\omega_m - \epsilon(\mathbf{k}) + h)^{-1}$ – функция Грина для ферромагнетика в несверхпроводящем состоянии, $\omega_m = (2m+1)\pi T$, $\Omega_n = 2n\pi T$, $N(0) = 2\epsilon_F^2/\pi^2 v_F^3$ – плотность состояний на уровне Ферми, ϵ_F– энергия Ферми, V – объем системы, g – константа сверхпроводящего спаривания.

Разложение $\Phi(\Omega_n,q,h,T)$ в ряд по малым параметрам

$$\tilde{h}-1 = h/h_c - 1,\quad \tilde{T} = T/2h_c,\quad \tilde{\Omega}_n = \Omega_n/2h_c,\quad \tilde{q}-\tilde{q}_0 = v_F|\mathbf{q}|/2h_c - \tilde{q}_0$$

(где $h_c \simeq 1,31T_c$, $\tilde{q}_0 = \frac{\alpha}{2} \simeq 1,2$) дает

$$\Phi(\tilde{\Omega}_n,\tilde{q},\tilde{h},\tilde{T}) = \tilde{h} - 1 + \frac{1}{2}\frac{(\tilde{q}-\tilde{q}_0)^2}{\tilde{q}_0^2-1} + \frac{2}{3}\frac{\pi^2\tilde{T}^2}{\tilde{q}_0^2-1} + \frac{\pi}{2\tilde{q}_0}|\Omega_n|. \qquad (3)$$

Из (2) - (3) получаем относительную величину флуктуационной поправки к теплоемкости ($C_n = \frac{4}{3}\frac{\epsilon_F^2}{v_F^3}TV$):

$$\frac{\Delta C(h,T)}{C_n} = -3(\tilde{q}_0^2-1)\frac{h_c^3}{\epsilon_F^2 T}\sum_{n=0}^{[\frac{1}{4\pi\tilde{T}}]} \frac{32\pi\tilde{q}_0^2(\tilde{h}-1)\tilde{T}^2 + 8\tilde{q}_0(\tilde{q}_0^2-1)(\tilde{h}-1)\tilde{\Omega}_n + 3\pi(\tilde{q}_0^2-1)\tilde{\Omega}_n^2}{[2(\tilde{q}_0^2-1)(\tilde{h}-1) + \frac{\pi(\tilde{q}_0^2-1)}{\tilde{q}_0}\tilde{\Omega}_n + \frac{4}{3}\pi^2\tilde{T}^2]^{3/2}}, \qquad (4)$$

где $[\frac{1}{4\pi\tilde{T}}]$ обозначает целую часть величины $\frac{1}{4\pi\tilde{T}}$.

В соответствии с критерием Гинзбурга [4,5] область применимости ПХФ, а следовательно и выражения (4) ограничена условием $\Delta C(h,T)/C_n \ll 1$.

Анализ выражения (4) позволяет выделить следующие области характерного поведения $\Delta C(h,T)/C_n$:

1. $\tilde{T} \ll \frac{1}{4\pi}$; $\quad \frac{\Delta C(h,T)}{C_n} = -\frac{3\sqrt{2}}{4\pi}\tilde{q}_0(\tilde{q}_0^2 - 1)\frac{h_c^4}{\epsilon_F^2 T^2} < 0;$

2. $\tilde{T} \sim \frac{1}{4\pi}$; $\quad \frac{\Delta C(h,T)}{C_n} \sim -\frac{h_c^2}{\epsilon_F^2}\sqrt{\frac{h_c}{T}} < 0;$

3. $\tilde{T} \gg \frac{1}{4\pi}, \quad \tilde{h} > 1, \quad \tilde{T}^2 \ll \frac{3(\tilde{q}_0^2-1)(\tilde{h}-1)}{2\pi^2};$

$$\frac{\Delta C(h,T)}{C_n} = -\frac{48\pi^2\tilde{q}_0^2}{\sqrt{2(\tilde{q}_0^2-1)}}\frac{Th_c}{\epsilon_F^2}\sqrt{\frac{h_c}{h-h_c}} < 0;$$

4. $\tilde{T} \gg \frac{1}{4\pi}, \quad \tilde{h} > 1, \quad \tilde{T}^2 \gg \frac{3(\tilde{q}_0^2-1)(\tilde{h}-1)}{2\pi^2};$

$$\frac{\Delta C(h,T)}{C_n} = -72\sqrt{3}\tilde{q}_0^2(\tilde{q}_0^2 - 1)\frac{h_c^4}{\epsilon_F^2 T^2}\frac{h-h_c}{h_c} < 0;$$

5. $\tilde{T} \gg \frac{1}{4\pi}, \quad \tilde{h} < 1, \quad \frac{\Delta C(h,T)}{C_n} = -16\pi\tilde{q}_0^2(\tilde{q}_0^2 - 1)\times$

$$\times[2(\tilde{q}_0^2 - 1)\frac{h-h_c}{h_c} + \frac{1}{3}\pi^2(\frac{T}{h_c})^2]^{-1}\frac{h_c T}{\epsilon_F^2}\frac{h-h_c}{h_c} > 0.$$

Гинзбург определил флуктуационную область критерием [4] $\Delta C(h,T)/C_n \gtrsim 1$ ($\Delta C(h,T)$ берется в ПХФ). В рассматриваемом случае флуктуационного среднего порядка выше линии перехода в НСС этот критерий приводит к следующей оценке температурного диапазона флуктуационной области: $0 < T \lesssim h_c\frac{h_c}{\epsilon_F}$. Этот диапазон существенно шире соответствующего температурного интервала флуктуационной области в однородном случае [4,5]: $|T - T_c| \lesssim T_c(\frac{T_c}{\epsilon_F})^4$.

Флуктуационная поправка к теплоемкости содержит два слагаемых. Первое (положительное) связано со вкладом низкоэнергетической слабозатухающей коллективной моды куперовских пар. Второе слагаемое связано со вкладом одночастичных возбуждений, в плотности состояний которых образуется псевдощель, вследствие чего знак этого слагаемого отрицательный.

Реализация неоднородной сверхпроводимости Фулдэ–Феррела–Ларкина–Овчинникова возможна не только в сверхпроводящем ферромагнетике. Так, существование в высокотемпературных сверхпроводниках (ВТСП) сильных корреляций диэлектрического типа в области сверхпроводящих составов может наводить неоднородную сверхпроводимость [6]. Модуль q_0 векторов НСС будет при этом определяться пространственной модуляцией соответствующего неоднородного диэлектрического упорядочения [3]. По аналогичной причине неоднородное сверхпроводящее спаривание возможно в сверхпроводящих сверхрешетках. В окрестности (в том числе и ниже) перехода системы в НСС возникает слабо зависящая от температуры сверхпроводящая псевдощель, масштаб которой будет пропорционален величине q_0. Возможно именно псевдощель регистрируется в оптических и туннельных экспериментах на ВТСП, имитируя неклассическое (не по БКШ) температурное поведение соответствующей дальнему порядку истинной сверхпроводящей щели $\Delta(T)$ ($\Delta(T) \to 0$ при $T \to T_c$).

В заключение отметим, что самостоятельной интересной задачей является вычисление флуктуационного вклада в кинетические коэффициенты [7,8], который, как следует из вышеизложенного, должен существенно возрастать при реализации неоднородного спаривания в системе.

1. P.Fulde and R.A.Ferrell, Phys. Rev. **135**, 3619 (1964).
2. А.И.Ларкин, Ю.Н.Овчинников, ЖЭТФ **47**, 1136 (1964).
3. А.М.Исмагилов, Ю.В.Копаев, ЖЭТФ **103**, вып.1, (1993) в печати.
4. В.Л.Гинзбург, ФТТ **2**, 2031 (1960).
5. D.Thouless, Ann. Phys. **10**, 553 (1960).
6. Е.А.Жуковский, Ю.В.Копаев, Препринт ИАЭ-5039/9, 1990.
7. Л.Г.Асламазов, А.И.Ларкин, ФТТ **10**, 1104 (1968).
8. K.Maki, Progr. Theor. Phys. **39**, 897 (1968).