[7] *Tamura S., Okubo K.* Proc. of the Fourh Int. Conf. on Phonon Scattering in the Cond. Matter. Stuttgart. 1983, ed. W. Eisenmenger, K. Lassman, S. Döttinger; Berlin: Springer—Verlag, p. 109—111.
[8] *Tamura S., Maris H. J.* Phys. Rev. B, 1985, vol. 31, N 4, p. 2595—2598.

Институт физики АН УССР
Киев

Поступило в Редакцию
1 ноября 1987 г.
В окончательной редакции
11 января 1988 г.

УДК 538.1.539.213

Физика твердого тела, том 30, в. 5, 1988
Solid State Physics, vol. 30, № 5, 1988

СВЕРХПРОВОДИМОСТЬ В МОДЕЛИ ХАББАРДА С НЕЛОКАЛЬНЫМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕМ

В. В. Брыксин, А. В. Гольцев, С. Н. Дороговцев, Г. Ю. Яшин

После открытия высокотемпературной сверхпроводимости резко усилился интерес к моделям, описывающим системы с нелокальным взаимодействием [1-4]. Ранее подобными моделями занимались прежде всего в связи со сверхпроводимостью в тяжелофермионных системах [5, 6]. Нелокальность притяжения оказалась важным фактором, приводящим к ряду отличий от стандартных результатов теории БКШ [7].

Не будем обсуждать возможных причин нелокальности взаимодействия [1-3], а прямо примем в качестве полуфеноменологического следующий гамильтониан

$$H = J/2 \sum_{\langle \mathbf{m}, \mathbf{m}' \rangle \sigma} a^+_{\mathbf{m}\sigma} a_{\mathbf{m}'\sigma} - u/4 \sum_{\langle \mathbf{m}, \mathbf{m}' \rangle, \sigma} a^+_{\mathbf{m}\sigma} a_{\mathbf{m}\sigma} a^+_{\mathbf{m}', -\sigma} a_{\mathbf{m}', -\sigma} - \mu \sum_{\mathbf{m}, \sigma} a^+_{\mathbf{m}\sigma} a_{\mathbf{m}\sigma}. \quad (1)$$

Суммирование в (1) ведется по ближайшим соседям, $u > 0$, μ — химпотенциал [6]. В силу кубической симметрии потенциала притяжения при $T=0$ гамильтониан (1) может привести к появлению дважды (d) и трижды (p) вырожденных связанных состояний Ферми-возбуждений, кроме обычных невырожденных (s), которые рассматриваются в обычной теории. Оказывается, что при ряде значений n (число электронов на один узел решетки) формирование p- и d-состояний выгоднее, чем s-спаривание. При рассмотрении (1) по методу самосогласованного поля этот факт проявляется в том, что переход в сверхпроводящее состояние с p- или d-симметрией параметра порядка произойдет при более высокой температуре $T_c^{(p, d)}$, чем переход в состояние с симметричным s-спариванием $T_c^{(s)}$.

Используя стандартную процедуру [8], для $\delta_{\mathbf{k}}$ и перенормированного химпотенциала $\tilde{\mu} \equiv \mu + 3un/2$, получим систему уравнений (см. также [6, 9, 10] и др.).

$$\delta_{\varkappa} = (2N)^{-1} \sum_{\mathbf{k}} u\,(\mathbf{k} - \varkappa)\,(\delta_{\mathbf{k}}/\eta_{\mathbf{k}})\,\mathrm{th}\,(\eta_{\mathbf{k}}/2T), \quad (2)$$

$$1 - n = N^{-1} \sum_{\mathbf{k}} (\varepsilon_{\mathbf{k}}/\eta_{\mathbf{k}})\,\mathrm{th}\,(\eta_{\mathbf{k}}/2T). \quad (3)$$

Здесь $\eta_{\mathbf{k}} = (\varepsilon_{\mathbf{k}}^2 + |\delta_{\mathbf{k}}|^2)^{1/2}$ — спектр квазичастичных возбуждений; $u(\mathbf{k})$ — Фурье-образ взаимодействия; $\varepsilon_{\mathbf{k}}$ — энергия электрона в затравочной зоне — отсчет от $\tilde{\mu}$; $\delta_{\mathbf{k}} \equiv N^{-1} \sum_{\varkappa} u(\varkappa) \langle a_{-\mathbf{k}, -\sigma} a_{\mathbf{k}, \sigma} \rangle$. При подстановке в (2) $\varepsilon_{\mathbf{k}}$ и $u(\mathbf{k})$, соответствующих (1), легко увидеть, что в общем случае решение (4) имеет вид

$$\delta_{\mathbf{k}} = \sum_{i=x,\,y,\,z} (\delta_i \cos k_i + \delta_i' \sin k_i) \tag{4}$$

и подстановка (4) в (2) приводит к системе шести нелинейных уравнений для величин δ_i. Разложив эту систему по δ вблизи точки перехода, получим уравнение для T_c (из анализа собственных чисел) и тип параметра порядка (из анализа собственных векторов). Оказывается, что уравнение для T_c имеет три корня. При малых u/J все они описываются формулами, похожими на обычную формулу БКШ,

$$kT_c^i = J \exp\left\{-\frac{J}{u}\varphi_i(\tilde{\mu}/J)\right\} F_i(\tilde{\mu}/J), \tag{5}$$

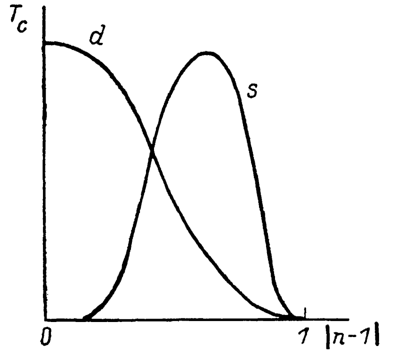

Рис. 1. Зависимость температуры перехода в сверхпроводящее состояние от степени заполнения (n — число электронов на один узел).

Случай s- и d-спаривания.

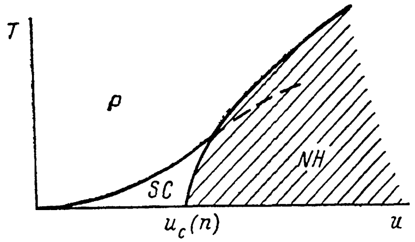

Рис. 2. Качественный вид фазовой диаграммы системы. $n \neq 0,\ 1,\ 2$.

P — парафаза, SC — сверхпроводящая, NH— неоднородная фазы.

$(i = s,\ p,\ d)$. Функции F_i не играют какой-либо роли в обсуждении, и мы не приводим их конкретного вида; φ для s-спаривания ($\delta_i \equiv \delta^s$, $\delta_i' = 0$) в (4) превращается в

$$\varphi_s = 3\,(J/\tilde{\mu})^2 \frac{1}{\rho(\tilde{\mu}/J)}, \tag{6}$$

где $\rho(x)$ — безразмерная плотность состояний в затравочной зоне. Формулы типа (5) см. в работе [1]. Так как при $n=1$ (3) имеет решением $\tilde{\mu}=0$, (5) и (6) дают $kT_c^s = 0$ при $n \to 1$. Анализ конкретного вида φ_i и F_i показывает, что при $n \sim 1$ наибольшая величина T_c соответствует дважды вырожденному d-симметричному параметру порядка, когда

$$\delta_{\mathbf{k}}^d = \delta^d \left\{(\cos k_x - \cos k_y) \pm \frac{i}{\sqrt{2}}(\cos k_x + \cos k_y - 2\cos k_z)\right\} \tag{7}$$

(см. также [5, 7]). При увеличении или уменьшении заполнения от 1 значение T_c^s растет. Существует $n=n_0$, при котором $T_c^d = T_c^s$, вблизи $n=0$ (2) $T_c^s > T_c^d$. Схематическая зависимость $T_c^{(s,\,d)}(n)$ приведена на рис. 1. Аналогичный вид имеет зависимость $\delta^{(s,\,d)}$ при $T=0$. Заметим, однако, что состояния с однородным p- или d-параметром порядка обладают магнитным моментом [7], и их рассмотрение в рамках уравнений (2), (3) требует особой осторожности. Ранее сильные зависимости $T_c(n)$ получались в [10, 11] для моделей Хаббарда с локальным отталкиванием. В них, однако, было $T_c^s\ (n=1)=0$.

Обсудим теперь, при каких u/J в системе возможно однородное сверхпроводящее состояние. При $J=0$ (1) переходит в модель двухкомпонентного решеточного газа с притяжением, однородное состояние которой при низких температурах неустойчиво относительно распада на капли. Ясно, что эта неустойчивость должна сохраниться и при достаточно малых J/u. Общим критерием устойчивости относительно перехода в неоднородное состояние является условие

$$\partial\mu/\partial n \geqslant 0. \tag{8}$$

Система уравнений (2), (3) позволяет определить μ $(u,\ n,\ T)$. Из (8) найдем, что существует такое $u_c(T,\ n)$, что при $u > u_c$ система оказывается неустойчивой относительно перехода в неоднородное состояние. Для половинного заполнения u_c (0.1)=0.58 J и слегка повышается при изменении n от 1 до 2. Можно показать также, что u_c $(T, 1) > u_c$ (0, 1). Это означает, что имеется интервал параметров $(u,\ n)$ такой, что с понижением температуры сначала происходит сверхпроводящий переход, а затем сверхпроводимость может быть разрушена переходом в неоднородное состояние (нельзя, однако, исключить и возможность сосуществования этих фаз). Фазовая диаграмма модели в плоскости T—u при некотором промежуточном заполнении $n \neq 0$, 1, 2 схематически показана на рис. 2.

Авторы благодарны В. И. Белицкому Е. К. Кудинову, В. Н. Пригодину и А. Н. Самухину за полезные обсуждения.

Литература

[1] *Александров А. С.* ЖФХ, 1983, т. 57, № 2, с. 273—284.
[2] *Hirsh J. E.* Phys. Rev. Lett., 1987, vol. 59, N 2, p. 228—231.
[3] *Emery V. J.* Phys. Rev. Lett., 1987, vol. 58, N 26, p. 2794—2797.
[4] *Baskaran G., Zou Z., Anderson P. W.* Sol. St. Commun., 1987, vol. 63, N 11, p. 973—976.
[5] *Ohkawa F. J., Fukuyama H.* J. Phys. Soc. Jap., 1984, vol. 53, N 12, p. 4344—4352.
[6] *Stolze J.* Z. Phys. B, 1986, vol. 65, N 2, p. 161—169.
[7] *Воловик Г. Е., Горьков Л. П.* ЖЭТФ, 1984, т. 88, № 4, с. 1412—1428.
[8] *Де Жен П.* Сверхпроводимость металлов и сплавов. М.: Мир, 1968. 280 с.
[9] *Sigrist M., Rice T. M.* Z. Phys. B, 1987, vol. 68, N 1, p. 9—14.
[10] *Ruckenstein A. E., Hirsfield P. J., Apel J.* Phys. Rev. B, 1987, vol. 36, N 1, p. 857—860.
[11] *Зайцев Р. О., Иванов В. А.* ФТТ, 1987, т. 29, № 10, с. 3111—3119.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе АН СССР
Ленинград

Поступило в Редакцию
12 января 1988 г.