КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

УДК 539.2

О ВОЗМОЖНОСТИ УВЕЛИЧЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ СВЕРХПРОВОДЯЩЕГО ПЕРЕХОДА В МНОГОЗОННЫХ СТРУКТУРАХ

Б. П. Антонюк

Все типы синтезированных к настоящему времени высокотемпературных сверхпроводников имеют много атомов в элементарной ячейке. По этой причине они обладают сложной, многозонной электронной структурой. Естественно ожидать, что в каких-то областях **k**-пространства возникает пересечение, сближение или вырождение нескольких зон. Если поверхность Ферми попадает в такую область, то становится возможным взаимодействие БКШ с участием электронов из различных зон. Гамильтониан системы принимает вид

$$H = \sum_{\alpha \mathbf{k} \sigma} \varepsilon_{\alpha \mathbf{k}} a^{+}_{\alpha \mathbf{k} \sigma} a_{\alpha \mathbf{k} \sigma} + \lambda \sum_{\alpha\beta\gamma\delta \mathbf{k}\mathbf{k}'} a^{+}_{\alpha \mathbf{k}\uparrow} a^{+}_{\beta -\mathbf{k}\downarrow} a_{\gamma -\mathbf{k}'\downarrow} a_{\delta \mathbf{k}'\uparrow}, \tag{1}$$

где α нумерует зоны, k — волновой вектор, σ — спиновый индекс. Такое взаимодействие возможно лишь в том случае, когда энергии всех состояний $\varepsilon_{\alpha\mathbf{k}}$, $\varepsilon_{\beta-\mathbf{k}}$, $\varepsilon_{\gamma-\mathbf{k}'}$, $\varepsilon_{\delta\mathbf{k}'}$ отстоят от поверхности Ферми не более чем на ω_D. Зонные расчеты подтверждают, что системы с такими особенностями зонной структуры существуют. Так, в [1], например, показано, что в $Tl_2Ba_2Cu_2O_8$ и $Tl_2Ba_2Ca_2Cu_3O_{10}$ на уровень Ферми выходят вырожденные зоны. В настоящей заметке мы приведем простые аргументы, указывающие, что в названной ситуации формула БКШ для температуры перехода изменяется.

Рассмотрим диаграмму рассеяния электронов с нулевыми суммарными импульсом и частотой, в котором участвуют электроны из различных зон (рис. 1). Для произвольных зон α, β петля $\Pi_{\alpha\beta}$ есть

$$\Pi_{\alpha\beta} = -\int \frac{d\mathbf{k}}{(2\pi)^3} \int \frac{d\omega}{2\pi i} \frac{1}{(\omega - \varepsilon_{\alpha\mathbf{k}} + i\delta_{\mathbf{k}})(-\omega - \varepsilon_{\beta-\mathbf{k}} + i\gamma_{\mathbf{k}})} = \int \frac{d\mathbf{k}}{(2\pi)^3} \Phi_{\alpha\beta}(\mathbf{k}),$$

где

$$\Phi_{\alpha\beta}(\mathbf{k}) = 1/(\varepsilon_{\alpha\mathbf{k}} + \varepsilon_{\beta\mathbf{k}}), \quad \varepsilon_{\alpha\mathbf{k}} > 0, \quad \varepsilon_{\beta\mathbf{k}} > 0,$$

$$\Phi_{\alpha\beta}(\mathbf{k}) = -1/(\varepsilon_{\alpha\mathbf{k}} + \varepsilon_{\beta\mathbf{k}}), \quad \varepsilon_{\alpha\mathbf{k}} < 0, \quad \varepsilon_{\beta\mathbf{k}} < 0,$$

$$\Phi_{\alpha\beta}(\mathbf{k}) = 0, \quad \varepsilon_{\alpha\mathbf{k}}\varepsilon_{\beta\mathbf{k}} < 0.$$

Петля имеет логарифмическую особенность при $\alpha=\beta$, что приводит к теории БКШ [2]. Если поверхность Ферми (какой-то участок или вся) попадает в область пересечения, сближения или вырождения зон, то петля имеет особенность и при $\alpha \neq \beta$. Пусть, например, две зоны пересекаются вблизи поверхности Ферми, как показано на рис. 2, тогда для изотропного спектра (в окрестности уровня Ферми $\varepsilon_{\alpha k} = \xi_{\alpha\beta}\varepsilon_{\beta k} + \varepsilon_{\alpha\beta}$, $\varepsilon_{\alpha\beta} > 0$, $\xi_{\alpha\beta} \sim 1$)

$$\Pi_{\alpha\neq\beta} = -N_\beta(0)\int\limits_0^{\omega_D} d\varepsilon_\beta \frac{1}{(1+\xi_{\alpha\beta})\,\varepsilon_{\beta k}+\varepsilon_{\alpha\beta}} - N_\alpha(0)\int\limits_0^{\omega_D} d\varepsilon_\alpha \frac{1}{\varepsilon_\alpha(1+1/\xi_{\alpha\beta})+\varepsilon_{\alpha\beta}/\xi_{\alpha\beta}} =$$

$$= -\left(\frac{N_\beta(0)}{1+\xi_{\alpha\beta}} + \frac{N_\alpha(0)\,\xi_{\alpha\beta}}{1+\xi_{\alpha\beta}}\right)\ln\frac{\omega_D(1+\xi_{\alpha\beta})}{\varepsilon_{\alpha\beta}}, \qquad (2)$$

где $N_\alpha(0)$ — плотность состояний на поверхности Ферми, соответствующая зоне α. Это означает, что при $\varepsilon_{\alpha\beta} \ll \omega_D$ в главную последовательность диаграмм следует включить и $\Pi_{\alpha\neq\beta}$. При $T\neq 0$

$$\Pi_{\alpha\beta} = -T\sum_n \int \frac{d\mathbf{k}}{(2\pi)^3}\frac{1}{(i\omega_n-\varepsilon_{\alpha k})(-i\omega_n-\varepsilon_{\beta k})} =$$

$$= -\int\frac{dk}{(2\pi)^3}\frac{1}{\varepsilon_{\alpha k}+\varepsilon_{\beta k}}\left(\frac{1}{\exp(-\varepsilon_{\beta k}/T)+1} - \frac{1}{\exp(\varepsilon_{\alpha k}/T)+1}\right). \qquad (3)$$

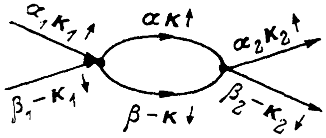

Рис. 1. Особая диаграмма в многозонной системе.

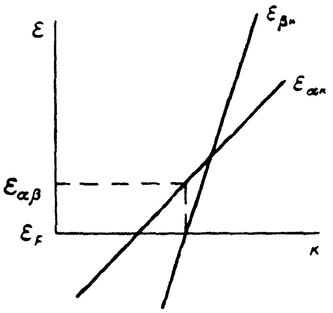

Рис. 2. Пересечение зон вблизи поверхности Ферми.

Вершина при нулевой суммарной частоте и нулевом импульсе есть

$$\Gamma = \lambda\Big/\Big(1-\lambda\sum_{\alpha\beta}{}' \Pi_{\alpha\beta}\Big),$$

что дает уравнение для T_c

$$1-\lambda\sum_{\alpha\beta}\Pi_{\alpha\beta} = 0.$$

Вычисляя с логарифмической точностью (3) в случае изотропного спектра, получаем

$$-\Pi_{\alpha\neq\beta} = \left(\frac{N_\beta(0)}{1+\xi_{\alpha\beta}} + \frac{N_\alpha(0)\,\xi_{\alpha\beta}}{1+\xi_{\alpha\beta}}\right)\ln\frac{\omega_D}{T_c}, \qquad \varepsilon_{\alpha\beta}\ll T_c\ll\omega_D,$$

$$-\Pi_{\alpha\neq\beta} = \left(\frac{N_\beta(0)}{1+\xi_{\alpha\beta}} + \frac{N_\alpha(0)\,\xi_{\alpha\beta}}{1+\xi_{\alpha\beta}}\right)\ln\frac{\omega_D(1+\xi_{\alpha\beta})}{\varepsilon_{\alpha\beta}}, \qquad T_c\ll\varepsilon_{\alpha\beta}\ll\omega_D,$$

$$-\Pi_{\alpha\neq\beta} = 0, \qquad \omega_D\ll\varepsilon_{\alpha\beta},$$

$$-\sum_\alpha \Pi_{\alpha\alpha} = \Big(\sum_\alpha N_\alpha(0)\Big)\ln\frac{\omega_D}{T_c} \equiv N(0)\ln\frac{\omega_D}{T_c},$$

где $N(0) = \sum\limits_\alpha N_\alpha(0)$ — полная плотность состояний на поверхности Ферми. Таким образом, для T_c имеем выражение

$$T_c = \omega_D\exp\left(-\frac{1-|\lambda|\tilde N(0)}{|\lambda|N(0)+|\lambda|\tilde N(0)}\right), \qquad |\lambda|N(0)\ll 1, \quad |\lambda|\tilde N(0)\ll 1, \quad |\lambda|\tilde{\tilde N}(0)\ll 1,$$

где в выражения для $\tilde N(0)$ дают вклад зоны, удовлетворяющие условию $\varepsilon_{\alpha\beta}\ll T_c\ll\omega_D$

$$\tilde{N}(0) = \sum_{\alpha\neq\beta}\left(\frac{N_\beta(0)}{1+\xi_{\alpha\beta}} + \frac{N_\alpha(0)\,\xi_{\alpha\beta}}{1+\xi_{\alpha\beta}}\right).$$

Величина $\tilde{\tilde{N}}(0)$ определяется суммой по зонам с $T_c \ll \varepsilon_{\alpha\beta} \ll \omega_D$

$$\tilde{\tilde{N}}(0) = \sum_{\alpha\neq\beta}\left(\frac{N_\beta(0)}{1+\xi_{\alpha\beta}} + \frac{N_\alpha(0)\,\xi_{\alpha\beta}}{1+\xi_{\alpha\beta}}\right)\ln\frac{\omega_D(1+\xi_{\alpha\beta})}{\varepsilon_{\alpha\beta}}.$$

Пусть, например, на поверхности Ферми вырождаются n изотропных зон с одинаковой плотностью состояний $N_\alpha(0)=N(0)/n$ ($N(0)$ — полная плотность состояний), тогда

$$-\sum_{\alpha\beta}\Pi_{\alpha\beta} = \frac{N(0)}{n}\,n^2\ln\frac{\omega_D}{T},$$

так что фононная константа $V=\lambda N(0)\,n$ увеличивается в n раз по сравнению с формулой БКШ. Такое увеличение константы в случае вырождения n зон, очевидно, следует из исходного гамильтониана (1). Действительно, в этом случае оператор

$$A_{\mathbf{k}\sigma} = n^{-1/2}\sum_{\alpha}^{n} a_{\alpha k\sigma}$$

также является фермиевским оператором нормальных возбуждений. Взаимодействие при этом становится $\lambda n^2 \sum_{\mathbf{kk'}} A^{+}_{\mathbf{k}\uparrow}A^{+}_{-\mathbf{k}\downarrow}A_{-\mathbf{k'}\downarrow}A_{\mathbf{k'}\uparrow}$. Оператору $A_{\mathbf{k}\sigma}$ соответствует исходный спектр $\varepsilon_\mathbf{k}$ и плотность состояний для одной зоны $N(0)/n$, что дает выражение для фононной константы $\lambda N(0)\,n$.

Список литературы

[1] Jaejun Yu., Massidda S., Freeman A. J. // Physica C. 1988. V. 152. N 4. P. 273—282.
[2] Абрикосов А. А., Горьков Л. П., Дзялошинский И. Е. Методы квантовой теории поля в статистической физике. М.: Физматгиз, 1962.

Институт спектроскопии
АН СССР
Троицк
Московская область

Поступило в Редакцию
2 февраля 1989 г.

УДК 539.32+537.6

Физика твердого тела, том 31, в. 12, 1989
Solid State Physics, vol. 31, N 12, 1989

УПРУГИЕ СВОЙСТВА И АКУСТИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ СКАНДИЙЗАМЕЩЕННЫХ ГЕКСАФЕРРИТОВ

Т. П. Сорокина, С. И. Бурков, Б. П. Сорокин

Монокристаллы $BaSc_xFe_{12-x}O_{19}$ представляют значительный интерес как объекты с направленным изменением магнитных параметров, что облегчает их применение в устройствах СВЧ. Однако упругие постоянные этих кристаллов, а также их концентрационная зависимость оставались неизвестными. Поскольку в этих объектах существует магнитоупругая связь, возможно их применение в магнитоакустических устройствах, в связи с чем целесообразно определить и анизотропию акустических параметров.