Письма в ЖЭТФ, том 65, вып.11, стр.828 - 833

КРИТИЧЕСКИЕ ЭКСПЕРИМЕНТЫ ДЛЯ ПОИСКА ФЕРМИОННОЙ КОНДЕНСАЦИИ

М.В.Зверев[*□], *В.А.Ходель*[+], *В.Р.Шагинян*[▽], *М.Балдо*[□]

[*] *Московский инженерно-физический институт*
115409 Москва, Россия

[+] *Российский научный центр "Курчатовский Институт",*
123182 Москва, Россия

[▽] *Петербургский институт ядерной физики РАН*
188350 Гатчина, Ленинградская обл., Россия

[□] *Национальный Институт ядерной физики (INFN),*
Катания, Италия

Поступила в редакцию 5 мая 1997 г.

Обсуждаются специфические особенности фермионной конденсации – фазового перехода, связанного с перестройкой одночастичных степеней свободы в сильно коррелированных ферми-системах, которые позволят обнаружить это явление экспериментально.

PACS: 71.27.+a, 74.72.-h

Несколько лет назад был предсказан новый тип фазовых переходов, связанный с перестройкой одночастичных степеней свободы в сильно коррелированных ферми-системах. Неотъемлемая черта этого перехода, названного фермионной конденсацией, – появление лежащего на поверхности Ферми [1–4] плато в спектре одночастичных возбуждений $\varepsilon_{\mathbf{p}}$, ассоциируемого с фермионным конденсатом (ФК). Он может возникать в разных системах, включая довольно необычные, как, например, фермионы, запертые в стволах вихрей в сверхтекучей ферми-жидкости [5]. Но лучше всего для поиска подходят, видимо, электронные системы металлов. Дело в том, что в последние годы для них был разработан метод прецизионного измерения одночастичных фотоэмиссионных электронных спектров [6]. Как было установлено, эти спектры (например, спектр $YBa_2Cu_4O_8$ [7] или Sr_2RuO_4 [8–10]) содержат на удивление плавные у поверхности Ферми куски, невоспроизводимые в теоретических расчетах [11].

Специфика ФК заключается в необычной – линейной – температурной зависимости его спектра $\varepsilon_{\mathbf{p}}(T)$. Эта зависимость является визитной карточкой ФК. Как она возникает? Системы с ФК описываются особыми решениями вариационного уравнения $\delta F/\delta n_{\mathbf{p}}(T) = 0$ [12] (F – свободная энергия системы), традиционно переписываемого в виде

$$n_{\mathbf{p}}(T) = \left\{1 + \exp\frac{\varepsilon_{\mathbf{p}}[n]-\mu}{T}\right\}^{-1}, \qquad (1)$$

где $\varepsilon_{\mathbf{p}} = \delta E_0/\delta n_{\mathbf{p}}$ – энергия квазичастицы, сама зависящая от квазичастичного распределения $n_{\mathbf{p}}(T)$, E_0 – энергия системы, являющаяся функционалом $n_{\mathbf{p}}(T)$. В сильно коррелированных системах эта зависимость весьма нетривиальна, и это создает условия для появления особых решений уравнения (1).

В однородной и изотропной системе, где спектр ε_p зависит только от величины импульса p, особое решение уравнения (1), которому отвечает линейный по T в температурном промежутке $T_c<T<T_f^0$ участок спектра, имеет вид

$$\varepsilon_p(T) - \mu = T\nu_0(p) + o(T), \qquad p_i<p<p_f. \tag{2}$$

Величины T_c и T_f^0 будут определены ниже, а пока положим $T_c = 0$. Вне области, занятой ФК, спектр $\varepsilon_p(T)$ мало отличается от обычного, для которого наклон $d\varepsilon_p/dp > 0$ при $T =$ и меняется квадратично по T при $T>0$ [13]. Такое поведение спектра вне интервала $p_i<p<p_f$ соответствует тому, что и особое решение вне этого интервала мало отличается от обычного. Действительно, $d\varepsilon_p(T = 0)/dp \neq 0$, и это дает при $T = 0$: $n_0(p) = 1$ при $p<p_i$ и $n_0(p) = 0$ при $p>p_f$. Таким образом, квазичастичная система разбивается на две подсистемы – нормальную с эффективной массой M_F^*, не зависящей от T и ФК, эффективная масса которого, как следует из (2),

$$M_{FC}^* \sim p_F(p_f - p_i)/T. \tag{3}$$

Здесь p_F – импульс Ферми, связанный обычным соотношением с плотностью жидкости: $\rho = p_F^3/(3\pi^2)$. С помощью формулы (2) из уравнения (1) находим $n_p(T) = n_0(p)+O(T)$, где $n_0(p)$ дает импульсное распределение ФК при $T = 0$:

$$n_0(p) = \left\{1+\exp(\nu_0(p))\right\}^{-1}, \qquad p_i<p<p_f. \tag{4}$$

Оно рассчитывается из уравнения $\delta E_0[n]/\delta n_0(p) = \mu$ [1] в предположении, что функционал $E_0[n]$ известен. Зная распределение $n_0(p)$, можно из (2), (4) вычислить и спектр ε_p, а подставив (4) в формулу для энтропии [12], получить не зависящий от T вклад

$$S_0 = -\int\limits_{p_i}^{p_f} \left[n_0(p)\ln n_0(p) + \left(1-n_0(p)\right)\ln\left(1-n_0(p)\right)\right] \frac{p^2dp}{\pi^2}, \tag{5}$$

пропорциональный плотности ФК:

$$\rho_c = \int\limits_{p_i}^{p_f} n_0(p)\frac{p^2dp}{\pi^2}. \tag{6}$$

Этот результат получается и прямо из формулы Ландау $S\sim p_F M^* T$, если туда подставить M_{FC}^* из (3).

Формула (5) остается справедливой и при учете затухания γ конденсатных квазичастиц. В работе [14] было найдено, что $\gamma(T)\sim T$. С учетом затухания энтропия S при низких T дается формулой [15]

$$S = \frac{2}{T}\int \varepsilon\frac{\partial n_F(\varepsilon)}{\partial\varepsilon}\ln\left(\frac{G_R(\mathrm{p},\varepsilon)}{G_R^*(\mathrm{p},\varepsilon)}\right)\frac{d\varepsilon\, d^3\mathrm{p}}{(2\pi)^4 i}, \tag{7}$$

где $G_R(\varepsilon,\mathrm{p}) = 1/(\varepsilon-\varepsilon_p+i\gamma)$ – запаздывающая функция Грина. После замены в (7) ε на zT температура T из интеграла по конденсатной области исчезает, поскольку и спектр $\varepsilon_p\sim T$, и затухание $\gamma\sim T$, и получается та же оценка $S_{FC}\sim\rho_c$. Таким образом, при низких T отношение S_{FC}/S_F энтропии ФК к энтропии остальной части системы весьма велико – оно пропорционально

$M^*_{FC}/M^*_F \sim \varepsilon_F/T$, где ε_F – энергия Ферми. Отметим, что поскольку S_0 не дает вклада в теплоемкость $C(T) = TdS/dT$, в $C(T)$ такого усиления нет.

Плато, примыкающее к поверхности Ферми, уже наблюдалось в электронных спектрах некоторых сильно коррелированных металлов [7–10], но точности измерений пока еще не хватает, чтобы отвергнуть или подтвердить линейный ход $\varepsilon_p(T)$ с T. С другой стороны, связанное с таким поведением спектра существование не зависящего от T конденсатного вклада S_0 в энтропию в интервале $T_c < T < T_f^0$ может быть проверено экспериментально, если измерять коэффициент теплового расширения

$$\alpha = \frac{1}{3}\left(\frac{\partial \log V}{\partial T}\right)_P = -\frac{1}{3K}\rho\left(\frac{\partial(S/\rho)}{\partial \rho}\right)_T, \tag{8}$$

где $K = \partial P/\partial \rho$ – сжимаемость системы, P – давление, а V – объем. Подставляя в (8) выражение (5) для энтропии, для коэффициента теплового расширения $\alpha_{FC}(T)$ системы с фермионным конденсатом находим:

$$\alpha_{FC} = \frac{1}{3K\rho}\left[S_0 - \rho\int \frac{dn_0(p)}{d\rho}\ln\frac{1-n_0(p)}{n_0(p)}\right]\frac{p^2\,dp}{\pi^2}. \tag{9}$$

Отсюда следует оценка $|\alpha_{FC}(T)| \sim \rho_c/(K\rho)$. В то же время в нормальной ферми-жидкости этот коэффициент имеет порядок $|\alpha_n| \sim M^*_F T/p_F^2 K$. Если пренебречь различием в сжимаемостях K этих систем ($\delta K/K \sim \rho_c/\rho$ [14]), то для $|\alpha_{FC}/\alpha_n|$ получается оценка

$$\left|\frac{\alpha_{FC}(T)}{\alpha_F(T)}\right| \sim \frac{M^*_{FC}}{M^*_F} \sim \frac{\rho_c}{\rho}\frac{p_F^2}{M^*_F T} \sim \frac{\rho_c}{\rho}\frac{\varepsilon_F}{T}. \tag{10}$$

Мы видим, что отношение $|\alpha_{FC}(T)/\alpha_n(T)|$ усилено множителем ε_F/T, и потому изучение теплового расширения при низких T способно детектировать даже малые концентрации ФК. Стоит отметить, что связанное с ФК усиление $\alpha(T)$ проявит себя и в разности $(C_P(T) - C_V(T))$, пропорциональной $T\alpha^2(T)$ [13].

Верхняя граница T_f^0, до которой справедливы эти простые, хотя и непривычные, закономерности, определяется скоростью роста с T поправочных членов в (2): при $T \simeq T_f^0 \simeq (p_f - p_i)^2/M$ они сравниваются по порядку величины с главным членом. Результаты (2)–(5) должны неминуемо модифицироваться и при приближении к нулевой температуре, поскольку наличие при $T = 0$ слагаемого $S_0 \neq 0$, обусловленного вырождением спектра (2), несовместимо с теоремой Нернста. Неограниченный рост плотности состояний ведет к тому, что возникает много возможностей нарушить какое-то из условий Померанчука, и потому при $T \to 0$ ФК служит источником для новых фазовых переходов, снимающих вырождение спектра $\varepsilon_p(T)$ при $T \to 0$ и тем самым ликвидирующих S_0. Какой из них доминирует в действительности и насколько важен вклад некогерентной части эффективного взаимодействия квазичастиц, во многом зависит от игры входных параметров. Мы в дальнейшем будем анализировать ситуацию, когда соревнование с остальными переходами выигрывает куперовское спаривание. Величина T_c в этом случае определяется температурой сверхпроводящего фазового перехода. Как мы увидим, ФК вносит существенные изменения в результаты теории БКШ, отклонения от предсказаний которой нередко наблюдаются экспериментально в сильно коррелированных металлах.

Предположим, что $T_c<T_f^0$, а тогда ниже точки фазового перехода распределение квазичастиц $n_p(T)$ меняется относительно мало и результаты (2)–(5) могут быть использованы в качестве нулевого приближения для конструирования нового низкотемпературного разложения. При этом надо иметь в виду, что формула для энтропии S сверхтекучей системы с фермионным конденсатом должна быть записана в обычном боголюбовском виде, и тогда $\lim\limits_{T\to 0} S = 0$ [1,3,13]. Из того, что S_0 обращается в нуль на интервале T_c, вытекает оценка теплоемкости $C_s(T)$ сверхтекучей фазы в районе $T\sim T_c$: $C_s(T\leq T_c)\sim S_0/T_c$, что гораздо больше теплоемкости C_n нормальной фазы при $T\geq T_c$. Это должно проявиться в величине скачка $C(T)$ в точке фазового перехода, даваемого формулой [13]

$$C_s(T_c) = C_n(T_c) - \frac{1}{T_c}\int n_p(T_c)\Big(1-n_p(T_c)\Big)\left(\frac{\partial\Delta_p^2}{\partial T}\right)_{T_c}\frac{p^2\,dp}{\pi^2}. \tag{11}$$

Чтобы найти $\partial\Delta_p^2/\partial T$, примем во внимание, что уравнение для щели $\Delta_p(T)$ в задаче с ФК имеет тот же вид, что и в теории БКШ [1,3,13]:

$$\Delta(p,T) = -\int V(p,p_1)\,\kappa(p_1,T)\,\mathrm{th}\frac{E(p_1,T)}{2T}\,\frac{p_1^2\,dp_1}{4\pi^2}, \tag{12}$$

где $\kappa(p,T) = \Delta_p(T)/2E(p,T)$, а $V(p,p_1)$ – относительно слабый притягивающий потенциал, существенно зависящий от импульсов. Эта зависимость приводит к тому, что $\Delta(p)$ оказывается привязанной к областям, занятым ФК (соответствующие расчеты будут опубликованы в отдельной работе). В то же время, как видно из анализа (12), в системе с ФК зависимость щели Δ_p от T в окрестности T_c такая же, как в теории БКШ: $\Delta^2(T)\simeq\Delta^2(0)(1-T/T_c)$, что дает обычную оценку: $-(\partial\Delta_p^2/\partial T)_{T_c}/T_c\sim 1$. Главная особенность рассматриваемой ситуации в том, что интегрирование в (11), (12) идет по конденсатной области, вследствие чего, в частности, логарифмической расходимости, характерной для теории БКШ, здесь не возникает. Это ведет к подавлению изотопического эффекта в T_c, связанного в теории БКШ с изменением дебаевской частоты фононов, что уже было показано в [16], где при решении уравнения для щели в высокотемпературных сверхпроводниках использовался экспериментальный одночастичный спектр с плато типа (2). Отсутствие заметного изотопического эффекта в T_c служит одним из необходимых условий существования ФК.

В системе без ФК интеграл (11) пропорционален T_c: таков объем области интегрирования, прижатой к поверхности Ферми. В системе с ФК интегрирование в (11) идет по области, занятой фермионным конденсатом, объем которой зависит от T_c слабо ($\sim T_c/T_f^0$), и результат пропорционален плотности конденсата ρ_c. В итоге для отношения $C_s(T_c)/C_n(T_c)$ получается примерно то же усиление, что и для коэффициента теплового расширения:

$$\frac{C_s(T_c)}{C_n(T_c)} \sim \frac{M^*_{FC}}{M^*_F} \sim \frac{\rho_c}{\rho}\frac{\varepsilon_F}{T_c}. \tag{13}$$

Формула (13) получена в предположении, что $\Delta_p(T\sim T_c)$ не равна нулю во всей области, занятой ФК. В противном случае под ρ_c следует понимать тот объем, где $\Delta_p\neq 0$.

Отметим, что произведение $n_p(1-n_p)$ входит и в ширину линии ядерного магнитного резонанса, обусловленного рассеянием электронов проводимости на

поляризованном ядре [17]. Те же отличия, о которых только что говорилось, должны наблюдаться и в этих экспериментах – ширина линии в системах с ФК должна содержать слагаемое, слабо зависящее от T.

Наличие плато в спектре (2) при $T=0$ проявляется еще в одном важном эффекте: оно ведет к изменению величины выигрыша δE_s от спаривания. Это видно уже из того обстоятельства, что логарифмической расходимости, свойственной теории БКШ, в случае ФК нет, и щель Δ в (12) линейна по константе связи. Трактуя изменения чисел заполнения от спаривания как малую поправку, можно получить для выигрыша в энергии на одну частицу $\delta E_s(T=0)$ такую оценку [14]:

$$\delta E_s(T=0) \simeq \Delta(0)\frac{\rho_c}{\rho}, \tag{14}$$

что значительно превышает $\delta E_{BCS} \sim \Delta^2(0)/\varepsilon_F$. Этот результат был получен в [14] для модели Нозьера [3], но он является общим, в чем легко убедиться следующим образом. Формула для $\delta E_s(T=0)$ получается из известной формулы Ландау добавлением спаривательного вклада и имеет вид

$$\delta E_s(T=0) = \int \left[(\varepsilon_p - \mu)\delta n_0(p) - \frac{1}{4}\Delta(p)\kappa(p) \right] \frac{p^2\,dp}{\pi^2}. \tag{15}$$

Здесь ε_p вычисляется в системе без спаривания, а δn_0 есть разность чисел заполнения в сверхтекучей и несверхтекучей системах с ФК. В обычном случае первое и второе слагаемые подынтегрального выражения в (15) почти полностью компенсируют друг друга. В системе с ФК первое слагаемое исчезает, остается второе – интеграл по области ФК, и он дает (14). Учет слагаемого $\sim f\delta n\delta n$ не меняет этого вывода. Таким образом, в системе с ФК δE_s линейно по величине щели $\Delta(0)$, в то время как δE_{BCS} квадратична по ней. Это усиление ведет к увеличению критических магнитных полей H_c, разрушающих сверхтекучесть в системах с ФК, и к существенному изменению уравнений Гинзбурга – Ландау, что будет рассмотрено отдельно.

Применяя полученные результаты к реальным металлам, надо учитывать анизотропию, создаваемую кристаллическим полем решетки. Прежде всего, это относится к структуре конденсатного решения. Как показано в [18] на примере точно решаемой модели Нозьера [3], ФК в кристаллической системе возникает вблизи точек ван Хова, где скорость квазичастиц обращается в нуль, и это, в свою очередь, резко усиливает их роль и величину анизотропных поправок. Этот вывод не зависит от формы модельного взаимодействия, важно только наличие заметной скоростной компоненты сил. Тот факт, что щель резко анизотропна, приводит к своеобразному ходу теплоемкости – значительная часть поверхности Ферми, занятая нормальными квазичастицами, оказывается почти бесспаривательной, и это ведет к появлению неэкспоненциального слагаемого в $C(T)$ при температурах значительно ниже T_c.

Наиболее интересным с точки зрения фермионной конденсации является оксид Sr_2RuO_4 – вещество с почти квадратной двумерной решеткой, имеющее в районе поверхности Ферми три одночастичные полосы. Энергия Ферми для него $\varepsilon_F \sim 1$ эВ, и в то же время $T_c \sim 1$ К, что создает уникальные условия для детектирования ФК ($\varepsilon_F/T_c \sim 10^4$). Полученные недавно данные [8–10] показывают, что в спектре ε_p одной из полос в районе поверхности Ферми возникает довольно обширное плато, простирающееся в обоих направлениях,

причем площадь его достигает 3% зоны Бриллюэна. Однако в этой "бочке меда" есть своя "ложка дегтя", связанная с привязкой плато. Вначале оно лежало на 17 мэВ ниже поверхности Ферми [8], теперь экспериментаторы [10] помещают это плато на расстоянии 11 мэВ от нее, несмотря на то, что энергетическое разрешение составляет около 15 мэВ. Такой результат диктуется тем соображением, что ферми-поверхность обычно лежит там, где $n(p_F)=1/2$. Но, как показывают расчеты, такая привязка справедлива в нормальном случае. В системе с развитым ФК она уже не работает, и, кроме того, из-за протяженности плато в импульсном пространстве возникают проблемы с исключением фона, параметры изменения которого вдоль плато неоткуда взять. Более того, такая привязка, означающая, что одна из полос выпадает из игры, никак не согласуется с данными по теплоемкости и эффекту де Гааза – ван Альфена [19]. На наш взгляд, уточнение данных по этому эффекту вместе с измерением коэффициента теплового расширения, а также скачка теплоемкости в точке T_c и хода C_P и C_V при $T<T_c$ могли бы пролить свет на природу удивительных свойств этого оксида и на то, причастна ли фермионная конденсация к ним.

Итак, мы проанализировали некоторые специфические черты фермионной конденсации, включая выполаживание спектра одночастичных возбуждений у поверхности Ферми с характерной линейной зависимостью наклона спектра $d\varepsilon_{\mathbf{p}}/dp$ от температуры T, а также коэффициент теплового расширения, скачок теплоемкости в точке фазового перехода и другие характеристики. Поскольку системы с ФК имеют свойства, в корне отличные от обычных, можно надеяться, что измерение указанных характеристик позволит в не столь отдаленном будущем выяснить, реализуется ли это явление в сильно коррелированных металлах или нет.

Авторы благодарны Г.Е.Воловику, Р.О.Зайцеву, Н.Е.Зейну, А.И. Лихтенштейну, Р.Пуччи (R.Pucci), К.А.Свенсону (C.A.Swenson) и П.Шуку (P.Schuck) за полезные дискуссии. Работа была выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (гранты 95-02-04481 и 96-02-19292).

---

1. В.А.Ходель, В.Р.Шагинян, Письма в ЖЭТФ **51**, 553 (1990).
2. Г.Е.Воловик, Письма в ЖЭТФ **53**, 208 (1991).
3. P.Nozières, J. Phys. France I **2**, 443 (1992).
4. V.A.Khodel, V.R.Shaginyan, and V.V.Khodel, Phys. Rep. **249**, 1 (1994).
5. Г.Е.Воловик, Письма в ЖЭТФ **63**, 729 (1996).
6. Z.-X.Shen and D.S.Dessau, Phys. Rep. **253**, 1 (1995).
7. K.Gofron et al., J. Phys. Chem. Solids **54**, 1193 (1993).
8. T.Yokoya et al., Phys. Rev. Lett. **76**, 3009 (1996).
9. D.H.Lu, M.Schmidt, T.R.Cummins et al., Phys. Rev. Lett. **76**, 4845 (1996).
10. T.Yokoya et al., Phys. Rev. **B54**, 13311 (1996).
11. D.J.Singh, Phys. Rev. **B52**, 1358 (1995).
12. Л.Д.Ландау, ЖЭТФ **30**, 1058 (1956).
13. Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц, *Статистическая физика*, М: Наука, 1976.
14. J.Dukelsky, V.A.Khodel, P.Schuck, and V.R.Shaginyan, Z. Phys. **B102**, 245 (1997).
15. А.А.Абрикосов, Л.П.Горьков, И.Е.Дзялошинский, *Методы квантовой теории поля в статистической физике*, М.: Физматгиз, 1962.
16. A.A.Abrikosov, J.C.Campuzano, and K.Gofron, Physica **C214**, 71 (1993).
17. A.P.Kampf, Phys. Rep. **249**, 219 (1995).
18. Г.Е.Воловик, Письма в ЖЭТФ **59**, 830 (1994).
19. A.P.Mackenzie, S.R.Julian, A.J.Diver et al., Phys. Rev. Lett. **76**, 3786 (1996).