Письма в ЖЭТФ, том 93, вып. 10, с. 653 – 659 © 2011 г. 25 мая

Перестройка ферми-поверхности в сильно коррелированных ферми-системах как фазовый переход первого рода

С. С. Панкратов, М. В. Зверев[1], *М. Балдо**

Российский научный центр "Курчатовский Институт", 123182 Москва, Россия
и Московский физико-технический институт, 123098 Москва, Россия

**Istituto Nazionale di Fisica Nucleare, Sezione di Catania, I-95123 Catania, Italy*

Поступила в редакцию 8 апреля 2011 г.

После переработки 15 апреля 2011 г.

В рамках ферми-жидкостного подхода изучается квантовый фазовый переход, происходящий в сильно коррелированных ферми-системах за топологической квантовой критической точкой. Переход происходит между топологически эквивалентными состояниями с тремя листами ферми-поверхности, но у одного из них в квазичастичном импульсном распределении $n(p)$ имеется квазичастичное гало, а у другого – дырочный карман. Найдено, что переход между этими состояниями происходит первым родом по константе связи g и по температуре T. Построена фазовая диаграмма в окрестности точки этого перехода.

Одна из горячих тем последнего десятилетия в физике конденсированных сред – исследование квантовых фазовых переходов, происходящих при низких температурах в сильно коррелированных ферми-системах. Изменение параметров системы (давления, плотности, внешнего магнитного поля) позволяет обратить температуру перехода в ноль и создать квантовую критическую точку, связанную с расходимостью эффективной массы M^* при критическом значении внешнего параметра. В окрестности этой точки низкотемпературные свойства системы ведут себя неферми-жидкостным образом, то есть не описываются стандартной теорией ферми-жидкости Ландау.

В настоящее время экспериментальная информация о квантовой критической точке имеется для трех типов сильно коррелированных ферми-систем: 1) инверсионного слоя в кремниевых полевых МОП транзисторах, в котором электроны образуют двумерную (2D) жидкость [1, 2], 2) пленок ^{3}He на различных подложках [3, 4], 3) металлов с тяжелыми фермионами [5, 6].

В несверхтекучих однородных и изотропных ферми-системах отношение M^* к голой массе M определяется формулой

$$\frac{M}{M^*} = z\left[1+\left(\frac{\partial\Sigma(p,\varepsilon)}{\partial\epsilon_p^0}\right)_0\right], \qquad (1)$$

где $\epsilon_p^0 = p^2/2M - \mu$, μ – химический потенциал, Σ – массовый оператор, а квазичастичный вес z в одночастичном состоянии дается соотношением $z = [1-(\partial\Sigma(p,\varepsilon)/\partial\varepsilon)_0]^{-1}$ (индекс 0 обозначает вычисление производной на ферми-поверхности). Выражение (1) позволяет рассматривать два сценария квантовой критической точки. Коллективный сценарий построен на предположении, что энергетическая зависимость массового оператора доминирует над импульсной благодаря обмену критическими флуктуациями вблизи точки коллапса соответствующей коллективной моды, а в самой этой точке приводит к исчезновению квазичастичного веса z и расходимости эффективной массы M^* [6–9]. Топологический сценарий квантовой критической точки предполагает, что z-фактор в этой точке остается конечным, но, благодаря доминирующей импульсной зависимости массового оператора, меняется топологии ферми-поверхности [10–14]. Критическое сравнение обоих сценариев можно найти в работах [13, 14]. В настоящей работе мы придерживаемся топологического сценария квантовой критической точки.

В этой связи напомним, что в топологической классификации [15] основных состояний фермионных систем основные классы различаются топологической размерностью $\mathcal{D}$ многообразия узлов его одночастичного спектра $\epsilon(p)$, отсчитанного от химического потенциала. Внутри одного класса будем различать состояния по числу связных областей этого многообразия. Все переходы между основными состояниями системы, принадлежащими разным топологическим классам, или переходы между топологически различными состояниями внутри одного класса являются квантовыми фазовыми переходами, происходящими при $T = 0$. Обычная несверхтекучая однородная и

[1]e-mail: zverev@mbslab.kiae.ru

изотропная ферми-жидкость при $T = 0$ с импульсным распределением квазичастиц $n_{\rm FL}(p) = \theta(p_F - p)$ относится к классу, в котором размерность $\mathcal{D}$ многообразия узлов одночастичного спектра на единицу меньше размерности самой системы, и это многообразие представляет собой одну связную область – ферми-поверхность.

Сигналом к началу топологической перестройки служит нарушение необходимого условия устойчивости основного состояния с импульсным распределением квазичастиц $n_{\rm FL}(p)$

$$\delta E = 2\int \epsilon(p, [n_{\rm FL}(p)])\, \delta n_{\rm FL}(\mathbf{p})\, dv > 0, \qquad (2)$$

которое требует положительности изменения энергии основного состояния E для любых допустимых вариаций $\delta n_{\rm FL}(\mathbf{p})$, удовлетворяющих условию

$$2\int \delta n_{\rm FL}(\mathbf{p})\, dv = 0. \qquad (3)$$

В формулах (2) и (3) dv – элемент объема импульсного пространства, а двойка отвечает суммированию по двум проекциям спина. Распределение $n_{\rm FL}(p)$ удовлетворяет необходимому условию (2), если спектр $\epsilon(p, [n_{\rm FL}(p)])$ обращается в ноль лишь при $p = p_F$. В слабо и умеренно коррелированных системах это так, но по мере усиления корреляций при изменении внешних параметров у функции $\epsilon(p, [n_{\rm FL}(p)])$ могут возникнуть новые узлы, и тогда условие (2) нарушится [10–12].

Известны два сценария топологической перестройки импульсного распределения $n_{\rm FL}(p)$, возникающей вследствие этого нарушения: 1) перестройка внутри одного топологического класса, то есть без изменения размерности $\mathcal{D}$, но с изменением числа связных областей ферми-поверхности [16–23], 2) перестройка с переходом в другой топологический класс, то есть со сменой размерности $\mathcal{D}$ [10–12]. Когда новые узлы спектра рождаются по одну сторону от ферми-поверхности, $n_{\rm FL}(p)$ перестраивается в асимметричное трехсвязное распределение, схематически изображенное на панелях (a) и (b) рис. 1. Если узлы спектра p_1, p_2, p_3 расположены так, что $|p_1 - p_2| \ll |p_2 - p_3|$, распределение имеет форму *дырочного кармана* в заполненной сфере (будем называть такое состояние $\mathcal{H}$-состоянием), а если $|p_1 - p_2| \gg |p_2 - p_3|$, то это – *квазичастичное гало* ($\mathcal{P}$-состояние). При такой перестройке размерность $\mathcal{D}$ не меняется, но число связных областей ферми-поверхности становится равным трем.

Если же новые узлы спектра возникают по разные стороны от p_F, то наряду с образованием симметричной трехсвязной ферми-поверхности [20–22] (см.

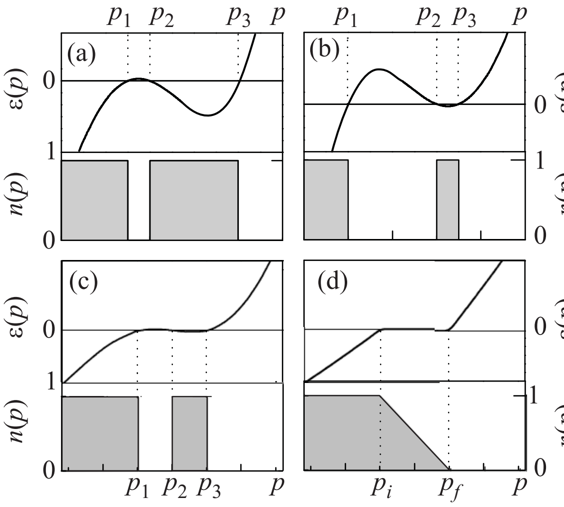

Рис. 1. Одночастичный спектр и импульсное распределение квазичастиц: иллюстрация сценариев топологической перестройки. (a) – Квазидырочный карман, (b) – квазичастичное гало, (c) – симметричное трехсвязное распределение, (d) – фермионный конденсат

панель (c) рис. 1), возможен принципиально другой сценарий топологической перестройки – фермионная конденсация [10–12], показанная на панели (d) рис. 1. В этом сценарии импульсное распределение в интервале $p_i < p < p_f$ непрерывно меняется от 1 до 0, а спектр $\epsilon(p)$ во всем этом интервале тождественно обращается в нуль. Таким образом, основное состояние с фермионным конденсатом принадлежит топологическому классу, в котором размерность многообразия узлов $\mathcal{D}$ совпадает с размерностью самой системы. Фермионный конденсат, обнаруженный и детально исследованный на примере различных моделей около 20 лет назад [10–12], сейчас приобретает новую жизнь в форме топологически защищенных плоских зон – бездисперсионных ветвей одночастичного спектра с нулевой энергией [24, 25]. В частности, интенсивно обсуждается возможность существования поверхностных состояний с плоской зоной [24–27], которые могут быть сверхпроводящими с высокой температурой перехода [27].

В настоящей работе мы рассмотрим сценарий топологической перестройки с образованием трехсвязной ферми-поверхности и покажем, что в топологически перестроенной системе возможен переход первого рода между $\mathcal{P}$- и $\mathcal{H}$-состояниями.

Рассмотрим подробно топологическую перестройку, в которую вовлекается лишь ближняя окрестность ферми-поверхности. Результаты микроскопических расчетов для 2D жидкого ^{3}He [28] и для 2D электронного газа [29] указывают, что в этих системах топологическая перестройка осуществляется именно таким образом. Для вычисления одночастичного спектра $\epsilon(p)$ и импульсного распределения квазичастиц $n(p)$ будем использовать ферми-жидкостное соотношение [30–33]

$$\frac{\partial\epsilon(p)}{\partial\mathbf{p}} = \frac{\mathbf{p}}{M} + \int f(\mathbf{p},\mathbf{p_1})\,\frac{\partial n(p_1)}{\partial\mathbf{p_1}}\,dv_1, \qquad (4)$$

в котором $n(p) = \theta(-\epsilon(p))$, а взаимодействие квазичастиц $f(\mathbf{p},\mathbf{p_1})$ предполагается в теории ферми-жидкости заданной функцией импульсов. Формула (4) представляет собой особое нелинейное интегро-дифференциальное уравнение для одночастичного спектра $\epsilon(p)$. Все известные алгоритмы его численного решения требуют использования регуляризации. Естественным физическим регуляризатором служит конечная температура – использование ферми-дираковской связи импульсного распределения со спектром

$$n(p,T) = \left[1 + e^{\epsilon(p)/T}\right]^{-1} \qquad (5)$$

позволяет решать уравнение (4) стандартным итерационным алгоритмом.

Изучим топологическую перестройку в 2D ферми-системе с функцией взаимодействия квазичастиц

$$f(\mathbf{p},\mathbf{p_1}) = -g\frac{\pi}{M}\frac{1}{((\mathbf{p}-\mathbf{p_1})^2/q_0^2-1)^2+\beta^2} \qquad (6)$$

с $q_0 \simeq 2p_F$, β=0.14, которая позволяет воспроизвести результаты микроскопических расчетов [29] одночастичных спектров 2D электронного газа при $T = 0$ до точки топологической неустойчивости. Благодаря зависимости функции взаимодействия от разности $\mathbf{p}-\mathbf{p_1}$ уравнение (4) интегрируется к виду

$$\epsilon(p) = \frac{p^2}{2M} - \mu + \int f(\mathbf{p},\mathbf{p_1})\,n(p_1)\,dv_1, \qquad (7)$$

в котором химический потенциал μ находится из условия нормировки

$$2\int n(p)\,dv = \rho. \qquad (8)$$

Одночастичный спектр $\epsilon(p)$ и импульсное распределение квазичастиц $n(p)$ находятся согласованным решением уравнений (5), (7) и (8). На рис. 2 изображена перестройка основного состояния такой системы при увеличении константы взаимодействия g. Расчет сделан при температуре $T = 10^{-5}\varepsilon_F^0$, моделирующей нулевую. Нерегулярность в спектре $\epsilon(p)$ при $p > p_F$,

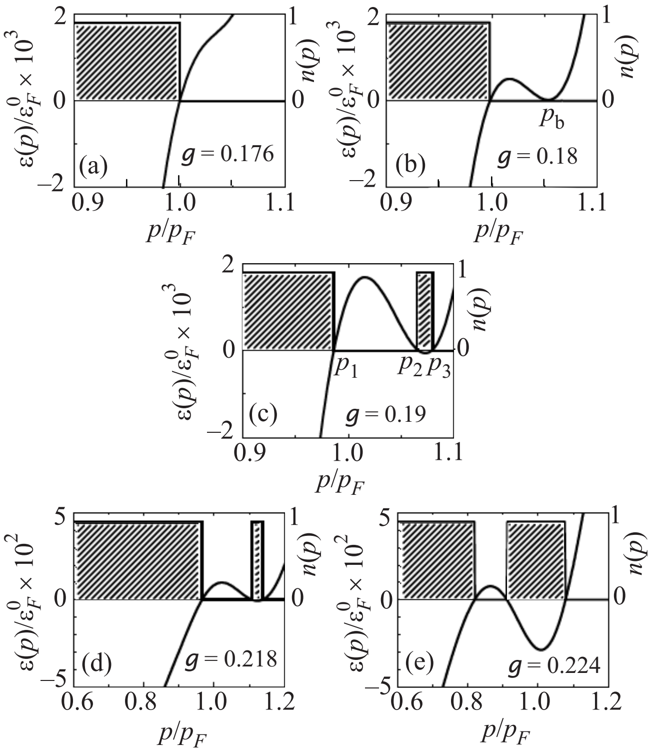

Рис. 2. Одночастичные спектры $\varepsilon(p)$ и импульсные распределения $n(p)$, рассчитанные в модели с взаимодействием (6) при $T = 10^{-5}$ (в единицах $\varepsilon_F^0 = p_F^2/2M$) и $q_0 = 2p_F$ для различных значений константы взаимодействия g: 0.176 (панель (a)), 0.180 (панель (b)), 0.190 (панель (c)), 0.218 (панель (d)) и 0.224 (панель (e))

различимая на панели (a) рис. 2, развивается в немонотонность, приводящую при $g = 0.18$ к бифуркации в уравнении $\epsilon(p) = 0$ в точке $p = p_b > p_F$ (панель (b)), и далее – к топологической перестройке с образованием $\mathcal{P}$-состояния (панель (c)).

В функциональном пространстве трехсвязное импульсное распределение при нулевой температуре $n_3(p) = \theta(p_1-p) - \theta(p_2-p) + \theta(p_3-p)$ задается двумя независимыми параметрами, а третий определяется из соотношения

$$p_1^2 - p_2^2 + p_3^2 = p_F^2, \qquad (9)$$

следующего из условия нормировки (8). Это значит, что функционал энергии системы

$$E[n] = 2\int \frac{p^2}{2M}n(\mathbf{p})\,dv + \int f(\mathbf{p},\mathbf{p_1})n(\mathbf{p})n(\mathbf{p_1})\,dvdv_1 \qquad (10)$$

на классе распределений $n_3(p)$ есть просто функция двух переменных, например p_1 и p_2. Прямое вычисление функции $E(p_1,p_2)$ показывает, что изображенное на панели (c) рис. 2 распределение $n_3(p)$, полученное согласованным решением уравнений (5), (7) и (8), отвечает точке глобального минимума этой функции. Никаких других локальных минимумов $E(p_1, p_2)$ сразу за точкой топологического перехода нет. Однако ситуация меняется по мере роста константы связи – при $g \simeq 0.21$ возникает еще один минимум. На левой панели рис. 3 изображен рельеф

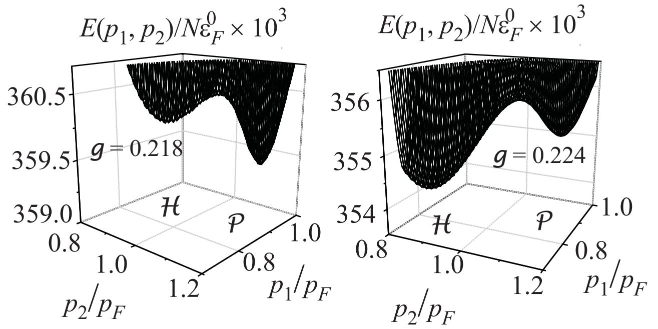

Рис. 3. Энергия на одну частицу как функция p_1 и p_2, вычисленная при $T = 0$ для $q_0 = 2p_F$

функции $E(p_1, p_2)$ при $g = 0.218$. Глубокий минимум при $p_2 > p_F$ отвечает основному $\mathcal{P}$-состоянию, спектр и импульсное распределение которого показаны на панели (d) рис. 2. Мелкий же минимум при $p_2 < p_F$ отвечает метастабильному $\mathcal{H}$-состоянию, которое находится решением (5), (7) и (8) при условии, что нулевая итерация приготовлена на склоне мелкой ямы. При дальнейшем увеличении константы g минимум $\mathcal{H}$-состояния опускается относительно минимума $\mathcal{P}$-состояния и при $g = 0.22$ сравнивается с ним по глубине. В этой точке происходит переход первого рода из $\mathcal{P}$-состояния в $\mathcal{H}$-состояние, которое становится основным при $g > 0.22$. Это демонстрирует правая панель рис. 3, на которой изображен рельеф $E(p_1, p_2)$ для $g = 0.224$. Глубокий минимум отвечает $\mathcal{H}$-состоянию, показанному на панели (e) рис. 2. Как следует из расчетов, выполненных до $g = 0.26$, $\mathcal{P}$-состояние продолжает существовать как метастабильное.

Рассмотрение метаморфоз решений уравнений (5), (7) и (8) при изменении константы связи g и волнового вектора q_0, позволяет построить фазовую диаграмму системы в этих переменных, изображенную на рис. 4. При $q_0 > 1.96\,p_F$ диаграмма устроена аналогично тому, как было рассмотрено выше для $q_0 = 2p_F$. Пять точек на ней отвечают пяти решениям, показанным на рис. 2. При $q_0 < 1.96\,p_F$ устройство фазовой диаграммы иное – за точкой топологического перехода сразу возникает трехсвязное $\mathcal{H}$-состояние, которое остается основным, хотя с ростом g и возникает метастабильное $\mathcal{P}$-состояние.

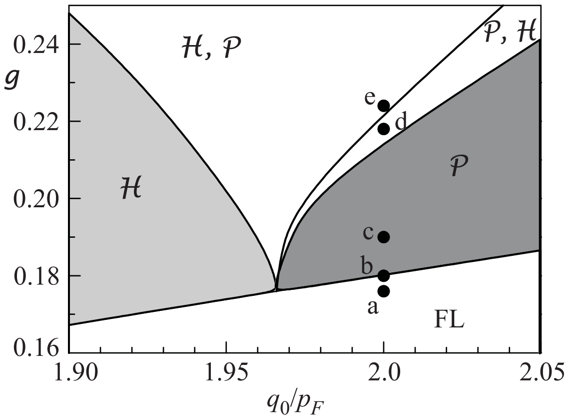

Рис. 4. Фазовая диаграмма в переменных (q_0, g). Буквы обозначают состояние, заселяющее соответствующую территорию диаграммы. Две буквы означают, что первое из состояний является основным, а второе – метастабильным

Отметим, что найденный переход не есть свойство двумерной системы. Анализ для 3D системы показывает, что аналогичный переход первого рода между $\mathcal{P}$- и $\mathcal{H}$-состояниями имеет место и в трехмерном измерении.

Почему при данных значениях параметров рассматриваемая система уравнений имеет одновременно два решения, можно понять на примере простой модели с δ-функционным квазичастичным взаимодействием. Для этой цели трехмерная система оказывается несколько удобнее двумерной, поскольку все вычисления для нее проводятся аналитически. Для модельного взаимодействия

$$f(q) = -f\frac{8\pi^2 p_F}{M}\delta(\mathbf{q}^2 - q_0^2) \qquad (11)$$

с $q_0 \simeq 2p_F$ трехсвязному импульсному распределению $n_3(p)$ при $T = 0$ отвечает спектр

$$\epsilon(p; [n_3]) = \frac{p^2}{2M} - \mu +$$

$$+ f\frac{p_F}{2Mp}\sum_{k=1}^{3}(-1)^{k+1}[(p - q_0)^2 - p_k^2]\theta(p + p_k - q_0). \qquad (12)$$

На рис. 5 показаны спектры, вычисленные по формуле (12) с параметрами $q_0 = 2p_F$, $f = 2.0$. Спектр $\epsilon(p; [n_{\rm FL}])$, который получается при учете одного слагаемого из суммы в (12) с граничным импульсом p_F, показан на панели (a). Из-за θ-функции в правой части (12) спектр имеет излом в точке $p^{(1)} = q_0 - p_F = p_F$ и меняет в ней свое поведение. Необходимое условие устойчивости (2) ландауского состояния с распределением $n_{\rm FL}(p)$, очевидно, нарушено.

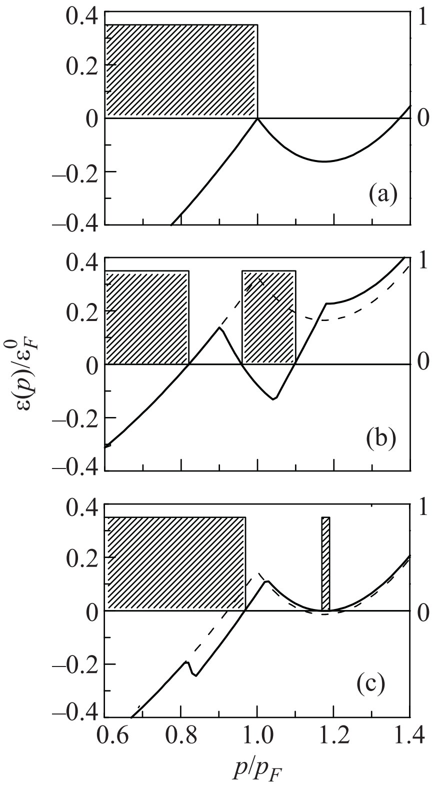

Рис. 5. Импульсные распределения квазичастиц и одночастичные спектры в единицах ε_F^0 в модели со взаимодействием (11) с параметрами $q_0 = 2p_F$, $f = 2.0$. Панель (a) – неустойчивое ландауское состояние; панель (b) – $\mathcal{H}$-состояние, панель (c) – $\mathcal{P}$-состояние. На панелях (b) и (c) для сравнения показан ландауский спектр $\epsilon(p,[n_{\rm FL}])$, сдвинутый на соответствующую разность химических потенциалов

Спектры $\epsilon(p;[n_3])$, изображенные сплошными линиями на панелях (b) и (c) рис. 5, имеют три излома. Если $p_2 < p_F$, то второй излом располагается в точке $p^{(2)} = q_0 - p_2$, лежащей справа от p_F. В этом случае подстройка химического потенциала под условие сохранения числа частиц самосогласованно рождает $\mathcal{H}$-состояние. На панели (b) рис. 5 показано такое состояние с узлами $p_1 = 0.82\,p_F$, $p_2 = 0.96\,p_F$, $p_3 = 1.1\,p_F$ вместе со спектром ландауского состояния (штриховая линия), сдвинутым для удобства сравнения на разность химических потенциалов. Если же $p_2 > p_F$, то точка второго излома спектра $p^{(2)}$ располагается слева от p_F, и тогда подстройка химического потенциала рождает $\mathcal{P}$-состояние. На панели (c) показан его спектр с узлами $p_1 = 0.97\,p_F$, $p_2 = 1.16\,p_F$, $p_3 = 1.18\,p_F$ вместе со сдвинутым спектром $\epsilon(p;[n_{\rm FL}])$.

Чтобы выяснить, какое из двух состояний, $\mathcal{P}$ или $\mathcal{H}$, оказывается основным, вычислим энергии этих состояний. Отсчитанная от энергии ландауского состояния, обезразмеренная энергия $\mathcal{E} = \Delta E/\varepsilon_F^0 N$ трехсвязного состояния на одну частицу равна

$$\mathcal{E} = \frac{3}{5p_F^5}\left(p_1^5 - p_2^5 + p_3^5 - p_F^5\right) - \\ - \frac{2fq_0}{p_F}\left(S(q_0;[n_3]) - S(q_0;[n_{\rm FL}])\right). \qquad (13)$$

Структурная функция

$$S(q;[n]) = \frac{2}{\rho}\int n(\mathbf{p}+\mathbf{q})n(\mathbf{p})\frac{d^3\mathbf{p}}{(2\pi)^3} \qquad (14)$$

несложно, но громоздко вычисляется аналитически, и, исключая, скажем, переменную p_3, можно получить энергию как функцию двух переменных p_1 и p_2. Условие ее экстремальности позволяет выразить p_2 через p_1 и свести энергию к функции только p_1. Пусть $q_0 = 2p_F$, введем переменную $x = 1 - p_1/p_F$, для малых значений которой энергия $\mathcal{P}$-состояния равна

$$\mathcal{E}_\mathcal{P}(x) = -a_\mathcal{P}\,(\delta_\mathcal{P}^2 - \frac{3}{4}\delta_\mathcal{P}^3)\,\theta(\delta_\mathcal{P})\,x + b_\mathcal{P}\,x^2, \qquad (15)$$

где $\delta_\mathcal{P} = f - f_\mathcal{P}^c$ – превышение константы связи f над критическим значением $f_\mathcal{P}^c = 1$, отвечающим топологическому переходу из ландауского состояния в $\mathcal{P}$-состояние, $a_\mathcal{P} = 3/4$, $b_\mathcal{P} = 6$. Аналогичный результат для $\mathcal{H}$-состояния таков:

$$\mathcal{E}_\mathcal{H}(x) = -a_\mathcal{H}\,\delta_\mathcal{H}\,x^2 + b_\mathcal{H}\,x^3, \qquad (16)$$

где $\delta_\mathcal{H} = f - f_\mathcal{H}^c$, $f_\mathcal{H}^c = 1 + 1/\sqrt{2}$ – критическое значение константы, при котором рождается метастабильное $\mathcal{H}$-состояние, $a_\mathcal{H} = 6(\sqrt{2}-1)$, $b_\mathcal{H} = 9/2 - \sqrt{2}$. Выражения (15) и (16), формально применимые вблизи соответствующих критических констант, качественно правильно описывают поведение энергий $\mathcal{P}$- и $\mathcal{H}$-фаз также и вдали от $f_\mathcal{P}^c$ и $f_\mathcal{H}^c$.

Пока $\delta_\mathcal{P} < 0$, линейный по x член в превышении энергии $\mathcal{P}$-состояния над ландауским равен нулю, и $\mathcal{E}_\mathcal{P}(x) = b_\mathcal{P}\,x^2 > 0$. При таких значениях константы связи величина $\delta_\mathcal{H}$ тоже отрицательна и оба члена в $\mathcal{E}_\mathcal{H}(x)$ положительны. Основное состояние системы – ландауское с распределением $n_{\rm FL}(p)$. Обе зависимости $\mathcal{E}_\mathcal{P}(x)$ и $\mathcal{E}_\mathcal{H}(x)$ при $f < f_\mathcal{P}^c$ показаны пунктирными кривыми на рис. 6. При $\delta_\mathcal{P} > 0$ в $\mathcal{E}_\mathcal{P}(x)$ появляется линейное по x слагаемое с отрицательным знаком, и $\mathcal{P}$-состояние выигрывает по энергии у ландауского. Таким образом, при $f = f_\mathcal{P}^c$ происходит топологический переход второго рода – основным состоянием становится трехсвязное $\mathcal{P}$-состояние с квазичастичным гало. Энергия $\mathcal{E}_\mathcal{H}(x)$ остается монотонно растущей

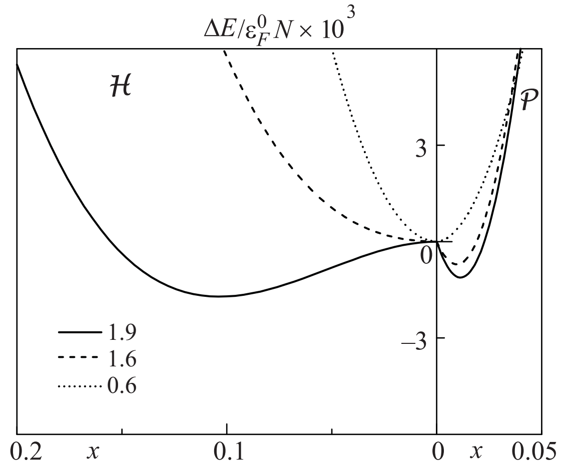

Рис. 6. Энергии $\mathcal{H}$-состояния (левая часть рисунка) и $\mathcal{P}$-состояния (правая часть рисунка) на одну частицу в единицах ε_F^0 как функции переменной $x = 1 - p_1/p_F$ для трех значений константы f при $q_0 = 2\,p_F$

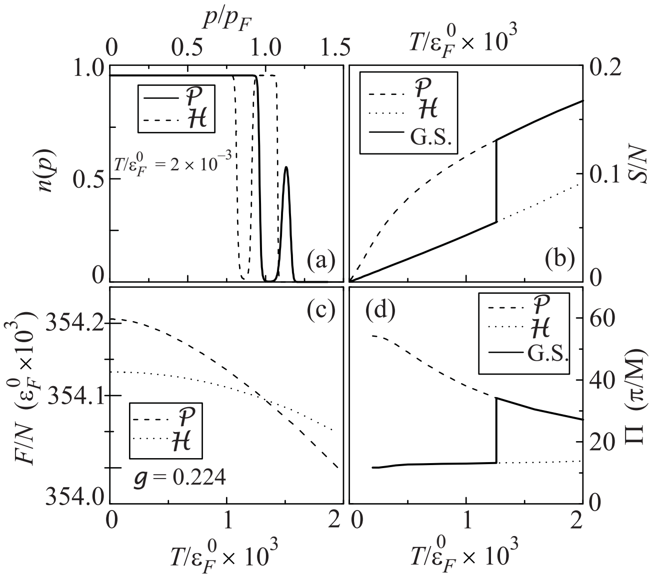

Рис. 7. (a): Импульсные распределения $n(p)$ $\mathcal{P}$- и $\mathcal{H}$-состояний при $T = 2 \cdot 10^{-3}\varepsilon_F$. (b) Энтропия на частицу S/N, (c) свободная энергия на частицу F/N в единицах ε_F^0, (d) плотность состояний Π в единицах M/π (d)) как функции температуры T в единицах ε_F^0. Расчет сделан при значениях $g = 0.224$, $q_0 = 2\,p_F$

функцией x до тех пор, пока $\delta_{\mathcal{H}} < 0$. Обе энергетические кривые при константе $f = 1.6$, отвечающей ситуации $f_{\mathcal{P}}^c < f < f_{\mathcal{H}}^c$, показаны на рис. 6 штриховыми линиями. Когда f превышает $f_{\mathcal{H}}^c$, у функции $\mathcal{E}_{\mathcal{H}}(x)$ меняет знак коэффициент перед квадратичным членом, и она приобретает минимум, то есть возникает метастабильное $\mathcal{H}$-состояние. Когда этот минимум, показанный сплошной кривой в левой части рис. 6, по мере роста f становится глубже минимума правой кривой $\mathcal{E}_{\mathcal{P}}(x)$, основным состоянием становится трехсвязное $\mathcal{H}$-состояние с дырочным карманом, топологически эквивалентное $\mathcal{P}$-состоянию. Переход между состояниями происходит первым родом.

Вернемся к модели 2D электронного газа со взаимодействием (6). Величина энергетического барьера, которая, как видно из рис. 3, порядка $10^{-3}\varepsilon_F^0$, определяет масштаб температуры, при котором можно ожидать переход между $\mathcal{H}$- и $\mathcal{P}$-состояниями при нагревании системы. Такой переход, действительно, происходит. Это связано с тем, что квазичастичное гало, как видно на рис. 2, у́же дырочного кармана. Из-за этого с ростом температуры оно быстрее "расплавляется", что продемонстрировано на панели (a) рис. 7. В результате энтропия $S_{\mathcal{P}}(T)$ $\mathcal{P}$-состояния растет при нагревании быстрее энтропии $S_{\mathcal{H}}(T)$ (см. панель (b)), а свободная энергия $F_{\mathcal{P}}(T)$ падает быстрее, чем $F_{\mathcal{H}}(T)$ (панель (c)). При температуре $T_1 \simeq 1.2 \cdot 10^{-3}\varepsilon_F^0$ оба минимума свободной энергии сравниваются по глубине, и происходит переход первого рода из $\mathcal{H}$-состояния в $\mathcal{P}$-состояние. Энтропия и плотность состояний испытывают в точке перехода скачок (см. панели (b) и (d)). Рассмотренный переход может иметь отношение к низкотемпературным аномалиям в поведении теплоемкости и магнитной восприимчивости металлов с тяжелыми фермионами [5, 34].

В заключение, мы рассмотрели перестройку ферми-поверхности в однородной ферми-системе при увеличении константы связи квазичастичного взаимодействия и обнаружили, что вслед за топологическим переходом, в котором возникают две новые связные области ферми-поверхности, происходит еще один переход – между топологически эквивалентными состояниями. У обоих этих состояний ферми-поверхность состоит из трех связных областей, но одно из них, $\mathcal{P}$-состояние, имеет структуру квазичастичного гало, а другое, $\mathcal{H}$-состояние – структуру дырочного кармана. Переход из $\mathcal{P}$- в $\mathcal{H}$-состояние происходит первым родом по константе связи g. При увеличении температуры T происходит обратный переход первого рода из $\mathcal{H}$-состояния в $\mathcal{P}$-состояние из-за более быстрого "расплавления" квазичастичного гало и более быстрого роста его энтропии при нагревании, чем рост энтропии дырочного кармана.

Авторы благодарны Г.Е. Воловику и В.А. Ходелю за полезные обсуждения затронутых в работе вопросов. Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Российского Министерства образования и науки (гранты # НШ-7235.2010.2 и # 2.1.1/4540) и Российского фонда фундаментальных исследований (грант # 09-02-01284).

---

1. A. A. Shashkin, S. V. Kravchenko, V. T. Dolgopolov et al., Phys. Rev. B **66**, 073303 (2002).
2. V. M. Pudalov, M. E. Gershenson, H. Kojima, et al., Phys. Rev. Lett. **88**, 196404 (2002).
3. C. Bäuerle, Yu. M. Bun'kov, A. S. Chen et al., J. Low Temp. **110**, 333 (1998).
4. M. Neumann, J. Nyeki, B. P. Cowan, and J. Saunders, Science **317**, 1356 (2007).
5. N. Oeschler, S. Yartmann, A. P. Pikul et al., Physica B **403**, 1254 (2008).
6. P. Gegenwart, Q. Si, and F. Steglich, Nature Phys. **4**, 186 (2008).
7. J. A. Hertz, Phys. Rev. B **14**, 1165 (1976).
8. A. J. Millis, Phys. Rev. B **48**, 7183 (1993).
9. P. Coleman, C. Pepin, Q. Si, and R. Ramazashvili, J. Phys.: Condens. Matter **13**, R723 (2001).
10. В. А. Ходель, В. Р. Шагинян, Письма в ЖЭТФ **51**, 488 (1990).
11. Г. Е. Воловик, Письма в ЖЭТФ **53**, 208 (1991).
12. P. Nozières, J. Phys. I France **2**, 443 (1992).
13. В. А. Ходель, Письма в ЖЭТФ **86**, 832 (2007).
14. V. A. Khodel, J. W. Clark, and M. V. Zverev, Phys. Rev. B **78**, 075120 (2008).
15. G. E. Volovik, Springer Lecture Notes in Physics **718**, 31 (2007).
16. H. Fröhlich, Phys. Rev. **79**, 845 (1950).
17. M. de Llano and J. P. Vary, Phys. Rev. C **19**, 1083 (1979).
18. M. de Llano, A. Plastino, and J. G. Zabolitsky, Phys. Rev. C **20**, 2418 (1979).
19. V. C. Aguilera-Navarro, M. De Llano, J. W. Clark, and A. Plastino, Phys. Rev. C **25**, 560 (1982).
20. М. В. Зверев, М. Балдо, ЖЭТФ **114**, 2078 (1998).
21. M. V. Zverev and M. Baldo, J. Phys.: Condens. Matter **11**, 2059 (1999).
22. S. A. Artamonov, V. R. Shaginyan, and Yu. G. Pogorelov, JETP Lett. **68**, 942 (1998).
23. J. Quintanilla and A. J. Schofield, Phys. Rev. B **74**, 115126 (2006).
24. T. T. Heikkilä, N. B. Kopnin, and G. E. Volovik, arXiv:1012.0905.
25. P. M. R. Brydon, A. P. Schnyder, and C. Timm, arXiv:1104.2257.
26. A. P. Schnyderand S. Ryu, arXiv:1011.1438.
27. N. B. Kopnin, T. T. Heikkilä, and G. E. Volovik, arXiv:1103.2033.
28. J. Boronat, J. Casulleras, V. Grau et al., Phys. Rev. Lett. **91**, 085302, 2003.
29. В. В. Борисов, М. В. Зверев, Письма в ЖЭТФ **81**, 623 (2005).
30. Л. Д. Ландау, ЖЭТФ **30**, 1058 (1956).
31. Л. Д. Ландау, ЖЭТФ **35**, 97 (1958).
32. Е. М. Лифшиц, Л. П. Питаевский, *Статистическая физика.* Часть 2, М.: Физматлит, 2001.
33. А. А. Абрикосов, Л. П. Горьков, И. Е. Дзялошинский, *Методы квантовой теории поля в статистической физике.* Физматгиз, 1962.
34. C. Klinger, C. Krellner, M. Brando et al., Phys. Rev. B **83**, 14405 (2011).