

Эволюция спиновой восприимчивости от паулиевской к кюри-вейссовской в сильно коррелированных ферми-системах

М. В. Зверев, В. А. Ходель¹⁾

Российский научный центр “Курчатовский Институт”, 123182 Москва, Россия

Поступила в редакцию 11 мая 2004 г.

Магнитные свойства сильно коррелированных ферми-систем исследуются в рамках модели фермионной конденсации – фазового перехода, связанного с перестройкой ландауского квазичастичного распределения, в результате чего при $T = 0$ в спектре одночастичных возбуждений возникает плато, лежащее строго на поверхности Ферми. Показано, что при конечных температурах в спиновой восприимчивости $\chi_{ac}(T)$ системы за точкой перехода появляется кюри-вейссовское слагаемое $\sim T^{-1}$. Обсуждается поведение $\chi_{ac}(T, H)$ как функции температуры и величины статического магнитного поля H в области, где критическая температура фермионной конденсации T_f близка к нулю. Полученные результаты сравниваются с имеющимися экспериментальными данными.

PACS: 71.10.Hf, 71.27.+a, 75.30.Cr

Поведение сильно коррелированных ферми-систем в магнитных полях привлекает в последнее время пристальное внимание как экспериментаторов, так и теоретиков. В теории Ландау магнитная восприимчивость $\chi_{ac}(T, H) = \delta M / \delta H$ (M – магнитный момент системы) не зависит ни от статического магнитного поля H , ни от температуры T до тех пор, пока поля и температуры не особенно велики. Однако на эксперименте температурная вариация χ_{ac} нередко сохраняется фактически до абсолютного нуля, а ее зависимость от H тоже далеко не тривиальна даже при малых H [1–8]. Для объяснения первой часто привлекают андерсоновскую теорию локализации [9], для второй – теорию квантовых фазовых переходов второго рода [10–12]. Существует и иной подход [13–15], в котором аномалии в поведении сильно коррелированных систем во внешнем магнитном поле трактуются в рамках обобщенного ферми-жидкостного подхода, где они возникают в окрестности точки фермионной конденсации – фазового перехода, происходящего в ферми-системе, когда стандартное квазичастичное заполнение (при нулевой температуре это ферми-ступенька $n_F(p) = \theta(p_F - p)$) становится неустойчивым [16–26]. В результате старое распределение $n_F(p)$ заменяется новым $n_0(p)$ – тем, которое минимизирует полную энергию системы E_0 . Оно отличается от $n_F(p)$ в конечном интервале импульсов, $p_i < p < p_f$, обычно включающем и

импульс Ферми p_F . При этом ферми-поверхность “разбухает” – в интервале $p_i < p < p_f$ в спектре одночастичных возбуждений появляется плато $\xi(p) = 0$. Совокупность одночастичных состояний в этой области импульсного пространства называется фермионным конденсатом (ФК). При конечных температурах вырождение $\xi(p)$ в области, занятой ФК, снимается – плато в $\xi(p)$ незначительно наклоняется. Угол его наклона оказывается пропорционален T [18]:

$$\xi(p, T \rightarrow 0) = T \ln \frac{1 - n_0(p)}{n_0(p)}, \quad p_i < p < p_f. \quad (1)$$

После этих предварительных замечаний приступим к изучению магнитных свойств сильно коррелированных ферми-систем. Вначале мы будем рассматривать действительную часть низкочастотной спиновой восприимчивости $\chi_{ac}(T, \omega \rightarrow 0)$ в отсутствие статического магнитного поля H . Будучи второй вариационной производной энергии системы E_0 по внешнему полю, $\text{Re} \chi_{ac}(T)$ выражается через действительную часть поляризационного оператора, который дается интегралом $P(T) = (\mathcal{T}_0 G G T)$, где $\mathcal{T}_0 = \mu_B \sigma$ – затравочная вершинная часть (μ_B – магнетон Бора), T – полная вершинная часть, G – одночастичная гриновская функция. Скобки означают интегрирование по всем промежуточным переменным.

Стандартная перенормировочная процедура позволяет переписать этот интеграл, оставляя в нем только вклад полюсных частей G^p гриновской функции G . Эта часть G определяется выражением $G^p(p, \varepsilon) = [\varepsilon - \xi(p) + i\gamma(\varepsilon)]^{-1}$ с одночастичным спектром $\xi(p) = \varepsilon(p) - \mu$, отсчитанным от химического

¹⁾e-mail: vak@wuphys.wustl.edu

потенциала μ , и затуханием γ , которое за точкой перехода усиливается из-за огромной плотности состояний ФК. Однако в области энергий $\varepsilon \sim T$, дающей основной вклад в термодинамические характеристики, затухание все еще не очень велико: $\gamma(p, \varepsilon \sim T) \sim T$ [21]. Следовательно, не оно ответственно за аномалии в действительной части χ_{ac} . А раз так, перенормировочную процедуру можно модифицировать, используя в ней привычную квазичастичную гринавскую функцию $G^a(p, \varepsilon) = [\varepsilon - \xi(p)]^{-1}$. Ее единственное отличие от ферми-жидкостной – в форме спектра $\xi(p)$, который уже не совпадает с $\xi_{FL}(p) = p_F(p - p_F)/M^*$. В результате получаем [27, 28]

$$\operatorname{Re} \chi_{ac}(T) = \frac{\chi_0(T)}{1 - g_0 \Pi_0(T)}, \quad (2)$$

где g_0 – нулевая гармоника феноменологической амплитуды Ландау рассеяния квазичастиц у поверхности Ферми, $\chi_0(T) = -\mu_B^2 \Pi_0(T)$, а

$$\begin{aligned} \Pi_0(T) &= \operatorname{Re} \int G^a(\mathbf{p}, \varepsilon) G^a(\mathbf{p}, \varepsilon) n(\varepsilon) \frac{d^4 p}{(2\pi)^4 i} \equiv \\ &\equiv \int \frac{dn(\xi)}{d\xi(p)} dv. \end{aligned} \quad (3)$$

Входящая в этот интеграл функция $n(\varepsilon)$ имеет стандартный вид $n(\varepsilon) = [1 + \exp(\varepsilon/T)]^{-1}$. Для определенности в дальнейшем мы ограничимся трехмерным случаем, где элемент объема в импульсном пространстве $dv = d^3 p / (2\pi)^3$.

Применение формул (2), (3) вдали от точки перехода приводит к обычной паулиевской восприимчивости, не зависящей от T . А за точкой фермионной конденсации подстановка формулы (1) в (3) ведет к

$$\chi_0(T \rightarrow 0) = \nu_f \frac{\mu_B^2}{T} \rho \quad (4)$$

с безразмерной константой

$$\nu_f = \rho^{-1} \int n_0(p)(1 - n_0(p)) dv, \quad (5)$$

пропорциональной плотности ФК. При учете спин-спиновых взаимодействий формула (4) заменяется на $\operatorname{Re} \chi_{ac}^{-1}(T) = \chi_0^{-1}(T) + g_0(\rho)/\mu_B^2$, или, в эквивалентной форме, на

$$\operatorname{Re} \chi_{ac}(T \rightarrow 0) = \nu_f \frac{\mu_B^2}{T - \Theta_W} \rho. \quad (6)$$

Итак, не выходя за рамки квазичастичного описания, мы получили закон Кюри-Вейсса для $\chi_{ac}(T)$ с вейссовской температурой $\Theta_W = -g_0(\rho)\nu_f\rho$. Как показано в [15], $g_0(\rho)$ обращается в нуль при $\rho = \rho_\infty$,

и поэтому в окрестности точки фермионной конденсации величина Θ_W остается мала. На эксперименте кюри-вейссовское поведение спиновой восприимчивости $\chi_{ac}(T \rightarrow 0)$ с достаточно малой величиной Θ_W , действительно, имеет место в двумерном жидком ^3He [1, 2] и двумерном электронном газе [3]. К сожалению, всесторонняя проверка предлагаемой теории, основанная на прямом измерении одночастичных спектров этих систем, пока вряд ли возможна. Для такой проверки более пригодны электронные системы некоторых соединений с анизотропной поверхностью Ферми, например, Na_xCoO_2 , где накоплен обширный экспериментальный материал по спиновой восприимчивости при разных значениях допинга x [29–31]. В связи с этим отметим, что в анизотропных системах фермионная конденсация обычно затрагивает только часть ферми-поверхности, а оставшаяся не принимает участия в переходе, и ее вклад, не зависящий от T , сводится к перенормировке слагаемого $\chi_{ac}^{-1}(T = 0)$. К сожалению, пока что качество имеющихся экспериментальных данных по одночастичным спектрам [32] недостаточно для проверки полученных выше соотношений, так как энергетическое разрешение невелико.

Обратимся теперь к ситуации, когда температура T_f фермионной конденсации близка к нулю. Этот особый случай квантовой критической точки рассматривался в [13]. Здесь аномальное поведение $\chi_{ac}(T \rightarrow 0)$ определяется отклонением спектра $\xi(p)$ от ландауского. В отсутствие статических магнитных полей такие отклонения можно исследовать с помощью известной формулы Ландау [27]:

$$\frac{\partial \varepsilon(p)}{\partial \mathbf{p}} = \frac{\partial \varepsilon_{\mathbf{p}}^0}{\partial \mathbf{p}} + \int f(\mathbf{p}, \mathbf{p}_1) \frac{\partial n(\xi(p_1))}{\partial \mathbf{p}_1} dv_1, \quad (7)$$

где $\varepsilon_{\mathbf{p}}^0 = p^2/2M$ – затравочный одночастичный спектр, а $f(\theta)$ – не зависящая от спина компонента феноменологической функции взаимодействия квазичастиц $\mathcal{F}(\theta) = f(\theta) + g(\theta) \sigma_1 \sigma_2$ с $\cos \theta = \mathbf{p}_1 \mathbf{p}_2 / p_F^2$, где $\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2$ – импульсы сталкивающихся частиц.

Точка фермионной конденсации определяется из условия обращения в нуль на поверхности Ферми левой части уравнения (7), которое выглядит так:

$$p_\infty M f_1 / 3\pi^2 = 1, \quad (8)$$

где $f_1 = f_1(p_\infty, p_\infty)$ – первая гармоника разложения амплитуды $f(\theta)$ по полиномам Лежандра, p_∞ – импульс ферми-системы с критической плотностью ρ_∞ . Если перестройка распределения $n_F(p)$ происходит как фазовый переход второго рода, то в точке это

го перехода $d\xi/dp$ достигает минимума как раз на поверхности Ферми, и это дает

$$p_\infty^2 M f_1' / 3\pi^2 = 1, \quad (9)$$

где $f_1' = \left(df_1(p_\infty, p) / dp \right)_{p_\infty}$, и тогда одночастичный спектр приобретает вид $\xi(p, T=0, \rho_\infty) = \xi_3 \epsilon_\infty (p - p_\infty)^3 / p_\infty^3$, где $\epsilon_\infty = p_\infty^2 / 2M$,

$$\xi_3 = -p_\infty^3 M f_1'' / 9\pi^2, \quad (10)$$

а $f_1'' = \left(d^2 f_1(p_\infty, p) / dp^2 \right)_{p_\infty}$.

При $T \neq 0$ в $\xi(p, T, \rho_\infty)$ "просыпается" член с эффективной массой [13]:

$$\xi(p, T, \rho_\infty) = p_\infty \frac{p - p_\infty}{M^*(T, \rho_\infty)} + \xi_3 \epsilon_\infty \frac{(p - p_\infty)^3}{p_\infty^3}. \quad (11)$$

Зависимость $M^*(T, \rho_\infty)$ от T можно проследить, разлагая множитель $f_1(p_\infty, p)p^2$ в подынтегральном выражении в (7) по степеням $(p - p_\infty)$. Тогда получим

$$\begin{aligned} \frac{1}{M^*(T, \rho_\infty)} &= (f_1' p_\infty + 2f_1) \int (p - p_\infty) \frac{\partial n(\xi(p))}{\partial p} \frac{dp}{3\pi^2} + \\ &+ \frac{1}{2} (f_1'' p_\infty^2 + 4f_1' p_\infty + 2f_1) \int (p - p_\infty)^2 \frac{\partial n(\xi(p))}{\partial p} \frac{dp}{3\pi^2}. \end{aligned} \quad (12)$$

Нулевой член в этом разложении, согласно (8), сократился со свободным членом в (7). Дальнейшее упрощение этого уравнения связано с использованием условия сохранения числа частиц, переписанного в виде интеграла:

$$p_F^3 = - \int p^3 \frac{\partial n(\xi(p))}{\partial p} dp. \quad (13)$$

Несложная алгебра ведет к равенству

$$p_F \int (p - p_F) \frac{\partial n(\xi(p))}{\partial p} dp + \int (p - p_F)^2 \frac{\partial n(\xi(p))}{\partial p} dp = 0. \quad (14)$$

Здесь вклад кубического члена опущен из-за его малости при низких T . Подставим теперь (14) в уравнение (12), в результате чего последнее примет вид

$$\frac{M}{M^*(T, \rho_\infty)} = \frac{3\xi_3}{2} \int \frac{(p - p_\infty)^2}{p_\infty^2} \frac{\partial n(\xi(p))}{\partial p} dp. \quad (15)$$

При выводе этого соотношения были использованы уравнения (8), (9) и (10). Чтобы упростить решение задачи, перейдем к новым переменным $z = \xi(p)/T$, $\tau = T/\epsilon_\infty$ и $y = \tau^{-1/3} \xi_3^{1/3} (p - p_\infty) / p_\infty$. Тогда

$$\frac{M}{M^*(\tau, \rho_\infty)} = \frac{3}{2} \kappa \xi_3^{1/3} \tau^{2/3}, \quad (16)$$

причем κ , которая входит в два уравнения

$$z = y [3\kappa + y^2], \quad (17)$$

и

$$\kappa = \int_{-\infty}^{\infty} y^2 \frac{e^z}{(1 + e^z)^2} dz, \quad (18)$$

не зависит, очевидно, ни от ξ_3 , ни от T . Как видно из уравнения (16), в критической точке в изотропной системе эффективная масса $M^*(T, \rho_\infty)$ падает с ростом T как $T^{-2/3}$.

Вычислив κ , можно не только найти эффективную массу, но и на основе формулы (3) рассчитать восприимчивость $\chi_0(T \rightarrow 0, \rho_\infty)$. После некоторой алгебры получим

$$\chi_0(\tau \rightarrow 0, \rho_\infty) = \mu_B^2 N_0(0) X \tau^{-2/3}, \quad (19)$$

где $N_0(0) = p_F M / \pi^2$ – плотность одночастичных состояний в отсутствие взаимодействия частиц, а

$$X = \frac{2}{3\xi_3^{1/3}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^z}{(1 + e^z)^2} \frac{dz}{\kappa + y^2}. \quad (20)$$

Учет спин-спинового взаимодействия g_0 приводит, как и раньше, к появлению не зависящего от температуры слагаемого, так что при достаточно низких T

$$\chi_{ac}^{-1}(\tau \rightarrow 0, \rho_\infty) = \mu_B^{-2} [g_0 + N_0^{-1}(0) X^{-1} \tau^{2/3}]. \quad (21)$$

Таким образом, критический индекс α , характеризующий температурное поведение спиновой восприимчивости в квантовой критической точке, равен $2/3$ [15] в отличие от $1/2$ – результата, полученного в работе [13]. Как уже говорилось, g_0 обращается в нуль в самой точке фермионной конденсации. В результате в ее окрестности величина не зависящего от T слагаемого в уравнении (21) оказывается мала. Сравнение результатов теоретических расчетов с данными работ [7, 8] на рис.1 и 2 подтверждает справедливость этого заключения.

Анализ показывает, что в окрестности квантовой критической точки и теплоемкость ведет себя иначе, чем в теории ферми-жидкости. Действительно, при $\rho = \rho_\infty$ и $T \rightarrow 0$ из формулы для теплоемкости

$$C(T) = 2 \int \xi(p) \frac{dn(\xi, T)}{dT} dv, \quad (22)$$

проделав такую же алгебру, как при вычислении $\chi_0(T \rightarrow 0, \rho_\infty)$, легко получить выражение

$$\frac{C(T \rightarrow 0, \rho_\infty)}{T} = N_0(0) Y \tau^{-2/3}, \quad (23)$$

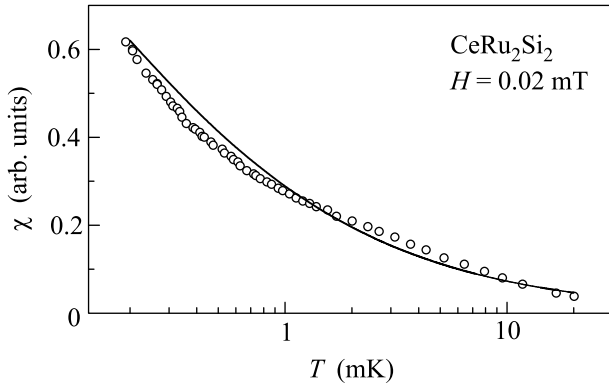


Рис.1. Температурная зависимость магнитной восприимчивости CeRu_2Si_2 в магнитном поле 0.02 мТл. Кружками показаны данные работы [8], сплошная линия – расчет настоящей работы

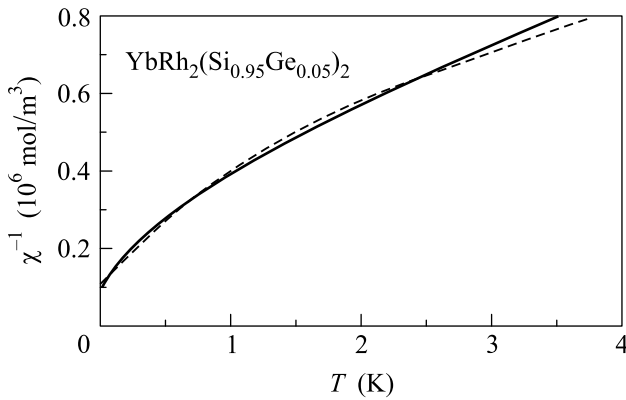


Рис.2. Обратная магнитная восприимчивость $\text{YbRh}_2(\text{Si}_{0.95}\text{Ge}_{0.05})_2$ как функция температуры. Пунктир – данные работы [7], сплошная кривая – настоящий расчет

где

$$Y = \frac{2}{3\xi_3^{1/3}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^z}{(1+e^z)^2} \frac{z^2 dz}{\kappa + y^2} \quad (24)$$

не зависит от температуры. Таким образом, $C(T \rightarrow 0, \rho_\infty) \sim T^{1/3}$. Такое поведение $C(T)$ наблюдается в $\text{YbRh}_2(\text{Si}_{0.95}\text{Ge}_{0.05})_2$ при $T < 50$ мК (см. рис.1 в [7]).

Конечно, в реальном эксперименте плотность ρ всегда отличается от критической ρ_∞ . В результате до точки перехода в формулах появляется еще один безразмерный параметр $M^*(\rho)/M$, а за нею он уступает место параметру ν_f , характеризующему плотность ФК. В частности, при малых ν_f формула (19) заменяется на

$$\chi_0(\tau \rightarrow 0, \rho_\infty) = \mu_B^2 N_0(0) \left(\frac{2}{3} \nu_f \tau^{-1} + X \tau^{-2/3} \right). \quad (25)$$

Отсюда видно, что вклад ФК доминирует при $\tau \rightarrow 0$, когда $\tau < \nu_f^3$. В $\text{YbRh}_2(\text{Si}_{0.95}\text{Ge}_{0.05})_2$ такое поведение реализуется при $T < 0.3$ К [7].

Наличие плато в $\xi(p)$ проявляется намного эффективнее в сопротивлении $\rho(T)$: если оно есть, то в процессе рассеяния можно отправить частицу в ФК. Этот вклад не зависит от ν_f и пропорционален температуре T (см. формулу 7.13 в [19]), в то время как чисто надконденсатный вклад в $\rho(T)$ пропорционален $T^{4/3}$ из-за смягчения спектра $\xi(p)$. И действительно, сопротивление $\rho(T)$ соединения $\text{YbRh}_2(\text{Si}_{0.95}\text{Ge}_{0.05})_2$ при низких T меняется линейно с T (см. рис.2 в [7]).

Рассмотрим теперь ситуацию, когда на систему наложено дополнительное статическое магнитное поле H . При этом в игру входит новый безразмерный параметр $R = \mu_B H/T$. Возникают две подсистемы с одночастичными спектрами $\xi_+(p)$ и $\xi_-(p)$, сдвинутыми на $\mu_B H$, а в уравнениях (7), (13) и (14) $n(\xi(p))$ заменяется на $[n(\xi_+(p)) + n(\xi_-(p))]/2$, где $n(\xi_\pm(p)) = [1 + \exp(\xi(p)/T \pm R/2)]^{-1}$, а $\xi(p)$ дается формулой (11). При достаточно малых H разницей эффективных масс M_-^* и M_+^* можно пренебречь, так что $M_-(H, T) = M_+(H, T) = M^*(H, T)$. Для нахождения $M^*(H, T)$ можно снова использовать соотношение Ландау (7), обобщенное на случай внешних магнитных полей. Тогда с помощью тех же преобразований, что проделаны выше, получим

$$\frac{M}{M^*(H, T, \rho_\infty)} = \frac{3}{4} \xi_3 \int \frac{(p-p_\infty)^2}{p_\infty^2} \left[\frac{\partial n(\xi_+(p))}{\partial p} + \frac{\partial n(\xi_-(p))}{\partial p} \right] dp. \quad (26)$$

Перейдя, как и раньше, к безразмерным переменным, найдем

$$\frac{M}{M^*(\tau, R, \rho_\infty)} = \frac{3}{2} \xi_3^{1/3} \tau^{2/3} \kappa(R), \quad (27)$$

где $\kappa(R)$ определяется уравнением

$$\kappa(R) = \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{\infty} y^2 \left(\frac{e^{z+R/2}}{(1+e^{z+R/2})^2} + \frac{e^{z-R/2}}{(1+e^{z-R/2})^2} \right) dz, \quad (28)$$

в котором переменные y и z связаны между собой уравнением (17). В пределе $T \rightarrow 0$, или, эквивалентно, $R \rightarrow \infty$ эти уравнения решаются аналитически, давая $M^*(H, T = 0, \rho_\infty) \sim H^{-2/3}$. Критический индекс $2/3$, определяющий согласно этому уравнению изменение эффективной массы $M^*(H, T = 0, \rho_\infty)$ в статическом магнитном поле, был уже найден другим способом в работе [13]. Поведение $M^*(H, T, \rho_\infty)$

при конечных значениях R выясняется численным решением системы уравнений (17) и (28). Зависимость отношений $(T/\varepsilon_\infty)^{2/3} M^*(H, T, \rho_\infty)/M$ и $(\mu_B H/\varepsilon_\infty)^{2/3} M^*(H, T, \rho_\infty)/M$ от переменной R для $\xi_3 = 1$ показана на рис.3. Стремление первого отно-

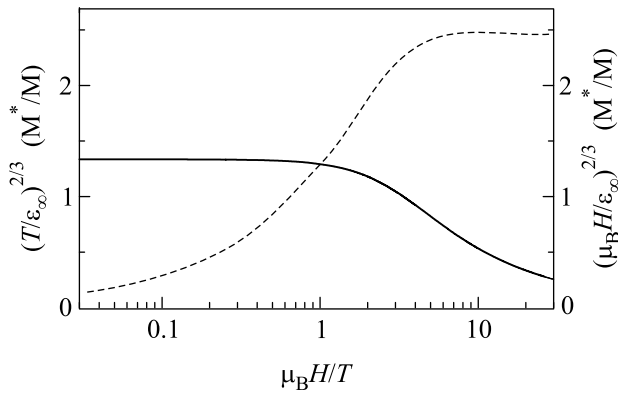


Рис.3. Зависимость отношений $(T/\varepsilon_\infty)^{2/3} M^*/M$ (сплошная линия) и $(\mu_B H/\varepsilon_\infty)^{2/3} M^*/M$ (штриховая линия) от скейлинговой переменной $R = \mu_B H/T$ для $\xi_3 = 1$

шения к постоянному значению при $R \ll 1$ иллюстрирует найденное выше аналитически асимптотическое поведение $M^*(H = 0, T, \rho_\infty) \sim T^{-2/3}$, а выход второго отношения на константу в пределе $R \gg 1$ отражает поведение эффективной массы в обратной асимптотике: $M^*(H, T = 0, \rho_\infty) \sim H^{-2/3}$.

Вычисляя магнитный момент $\mathcal{M}(H, T, \rho_\infty)$ в пределе $R \rightarrow \infty$, получаем $\mathcal{M}(H, T \rightarrow 0, \rho_\infty) \sim H^{1/3}$. Эта зависимость согласуется с полученной в [13] и с экспериментальными данными работы [8]. В общем случае конечных R магнитный момент $\mathcal{M}(H, T, \rho_\infty)$ и спиновая восприимчивость $\chi(H, T, \rho_\infty)$ обладают, как следует из уравнений (3), (17) и (28), скейлинговым поведением:

$$\mathcal{M}(H, T, \rho_\infty) = \mu_B N_0(0) \varepsilon_\infty \tau^{1/3} \tilde{X}(R), \quad (29)$$

$$\chi(H, T, \rho_\infty) = \mu_B^2 N_0(0) \tau^{-2/3} X(R), \quad (30)$$

где функция $X(R)$ дается формулой

$$X(R) = \frac{2}{3\xi_3^{1/3}} \times \int_{-\infty}^{\infty} \left(\frac{e^{z+R/2}}{(1+e^{z+R/2})^2} + \frac{e^{z-R/2}}{(1+e^{z-R/2})^2} \right) \frac{dz}{\kappa + y^2}, \quad (31)$$

а $d\tilde{X}/dR = X(R)$.

Действуя аналогично, несложно получить выражение для $C(H, T, \rho_\infty)/T$ при конечных значениях R :

$$\frac{C(H, T, \rho_\infty)}{T} = N_0(0) \tau^{-2/3} Y(R), \quad (32)$$

где

$$Y(R) = \frac{2}{3\xi_3^{1/3}} \times \int_{-\infty}^{\infty} \left(\frac{e^{z+R/2}}{(1+e^{z+R/2})^2} + \frac{e^{z-R/2}}{(1+e^{z-R/2})^2} \right) \frac{z^2 dz}{\kappa + y^2}. \quad (33)$$

Результаты численных расчетов даны на рис.4. На этом же рисунке показано отношение восприимчивости $\chi_{ac}(T)$ к ее значению в точке пика T_P в за-

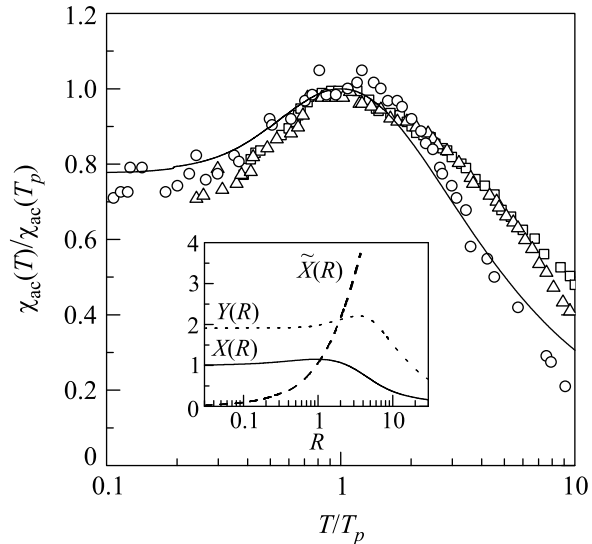


Рис.4. Приведенная магнитная восприимчивость $\chi_{ac}(T)/\chi_{ac}(T_P)$ для CeRu_2Si_2 в магнитных полях 0.20 мТл (квадратики), 0.39 мТл (треугольники) и 0.94 мТл (кружки) как функция приведенной температуры T/T_P [8] и универсальное скейлинговое поведение этой величины, полученное в настоящей работе (сплошная линия). На вставке показаны скейлинговые функции $X(R)$ (сплошная линия), $\tilde{X}(R)$ (штриховая линия) и $Y(R)$ (пунктирная линия). Нормировка определяется условием $X(0) = 1$

висимости от отношения T/T_P , вычисленное в настоящей работе и найденное в работе [8] для трех значений магнитного поля. Сравнение показывает, что наш расчет дает хорошее количественное описание скейлингового поведения магнитной восприимчивости, причем этот результат нечувствителен к величине параметра ξ_3 . Нужно отметить, что в трехмерных системах указанный скейлинг разрушается, когда магнитное поле начинает влиять на орбитальное движение частиц.

Как следует из формул (30) и (32), отношение $W = \chi_{ac}(H, T, \rho_\infty) T \pi^2 / \mu_B^2 C(H, T, \rho_\infty)$ – функция лишь переменной R . В пределе $R \rightarrow 0$ т.е. в отсутствие внешнего поля, расчет дает $W \simeq 6$. В обратном

же пределе, $R \rightarrow \infty$, то есть при $T \rightarrow 0$ и во внешнем поле $H \gg T/\mu_B$, $W \simeq 3$, что близко к значению этой величины в теории Ландау.

В заключение отметим, что мы исследовали поведение сильно коррелированных ферми-систем во внешнем магнитном поле в той области параметров, где эффективная масса M^* расходится и стандартное ферми-жидкостное описание дает сбой. Мы нашли, что по мере приближения к точке, в которой $M^* = \infty$, спиновая восприимчивость $\chi_{ac}(T \rightarrow 0)$ начинает расти по закону $\chi_{ac}^{-1}(T \rightarrow 0) \sim T^\alpha$ с критическим индексом $\alpha = 2/3$. За точкой фазового перехода, в которой появляется плато в спектре одночастичных возбуждений, критический индекс меняется: $\alpha = 1$. Таким образом, по мере усиления корреляций спиновая восприимчивость проходит путь от паулиевской к кюри-вейссовской без каких бы то ни было признаков локализации одночастичного движения.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Российского министерства науки (грант # НШ-1885.2003.2), NSF (grant # 9900713) и McDonnell Center for Space Sciences. Авторы приносят глубокую благодарность J. W. Clark, В. Р. Шагиняну, и В. М. Яковенко за плодотворное обсуждение проблем, затронутых в данной работе.

1. C. Bäuerle et al., J. Low Temp. **110**, 333 (1998).
2. C. Bäuerle et al., J. Low Temp. **110**, 345 (1998).
3. O. Prus et al., Phys. Rev. **B67**, 205407 (2003).
4. O. Trovarelli et al., Phys. Rev. Lett. **85**, 626 (2000).
5. J. Plessel et al., Phys. Rev. **B67**, 180403 (2003).
6. R. Küchler et al., Phys. Rev. Lett. **91**, 066405 (2003).
7. P. Gegenwart et al., Acta Phys. Pol. **B34**, 323 (2003).
8. D. Takahashi et al., Phys. Rev. **B67**, 180407 (2003).
9. A. Casey et al., Phys. Rev. Lett. **90**, 115301 (2003).
10. S. Sachdev, *Quantum Phase Transitions*, Cambridge University Press, Cambridge, 1999.

11. P. Coleman, C. Pepin, Physica **B 312-313**, 383 (2002).
12. L. Zhu, M. Garst, A. Rosch, and Q. Si, Phys. Rev. Lett. **91**, 066404 (2003).
13. V. R. Shaginyan, JETP Lett. **77**, 99 (2003); **79**, 344 (2004).
14. V. A. Khodel, P. Schuck, and M. V. Zverev, Phys. of Atomic Nuclei **66**, 1871 (2003).
15. J. W. Clark, V. A. Khodel, and M. V. Zverev, cond-mat/0403522.
16. V. A. Khodel and V. R. Shaginyan, JETP Letters **51**, 553 (1990); Condensed Matter Theories **12**, 221 (1997).
17. G. E. Volovik, JETP Lett. **53**, 222 (1991).
18. P. Nozières, J. Phys. I France **2**, 443 (1992).
19. V. A. Khodel, V. V. Khodel, and V. R. Shaginyan, Phys. Rep. **249**, 1 (1994).
20. V. A. Khodel, J. W. Clark, and V. R. Shaginyan, Solid State Comm. **96**, 353 (1995).
21. J. Dukelsky et al., Z. Phys. **B102**, 2 (1997).
22. D. Lidsky et al., Phys. Rev. **B57**, 1340 (1998).
23. M. R. Norman, in *High Temperature Superconductivity*, Eds. S. E. Barnes, J. Ashkenazi, J. L. Cohn, and F. Zuo, AIP, Woodbury, 1999, p. 298.
24. M. V. Zverev, V. A. Khodel, and J. W. Clark, JETP Lett. **74**, 46 (2001).
25. V. Yu. Irkhin, A. A. Katanin and M. I. Katsnelson, Phys. Rev. Lett. **80**, 076401 (2002).
26. V. A. Khodel and M. V. Zverev, Physica **B312-313**, 506 (2002).
27. Л. Д. Ландау и Е. М. Лифшиц, *Статистическая физика*, часть 2, Наука, Москва, 1978.
28. А. А. Абрикосов, Л. П. Горьков, И. Е. Дзялошинский, *Методы квантовой теории поля в статистической физике*, М.: Физматгиз, 1962.
29. F. C. Chou et al., cond-mat/0306659.
30. M. L. Foo et al., cond-mat/0312174.
31. F. C. Chou, J. H. Cho, and Y. S. Lee, cond-mat/0404061.
32. H.-B. Yang et al., cond-mat/0310532.