

# Общие свойства индуцированной магнитным полем ферми-жидкости Ландау в высокотемпературных сверхпроводниках и металлах с тяжелыми фермионами

В. Р. Шагинян<sup>1)</sup>, К. Г. Попов<sup>+</sup>

Петербургский институт ядерной физики РАН, 188300 Гатчина, Ленинградская обл., Россия

<sup>+</sup>Коми научный центр Уральского отд. РАН, 167982 Сыктывкар, Россия

Поступила в редакцию 23 июня 2008 г.

Показано, что индуцированный магнитным полем переход из не-ферми-жидкостного состояния в ферми-жидкостное состояние в высокотемпературном сверхпроводнике  $Tl_2Ba_2CuO_{6+x}$  аналогичен переходу, наблюдаемому в металлах с тяжелыми фермионами. Отмеченное поведение объяснено в рамках теории ферми-конденсатного квантового фазового перехода (ФККФП), предполагающего существование квазичастиц Ландау. ФККФП может рассматриваться как универсальная причина сильнокоррелированного поведения, наблюдаемого в самых различных металлах и жидкостях, таких как высокотемпературные сверхпроводники, металлы с тяжелыми фермионами и двумерные ферми-системы.

PACS: 71.27.+a, 72.15.Qm, 74.20.Fg, 74.25.Jb

Не-ферми-жидкостное (НФЖ) поведение, демонстрируемое такими сильнокоррелированными ферми-системами как высокотемпературные сверхпроводники (ВТСП), металлы с тяжелыми фермионами (ТФ) и квази-двумерный (2D)  $^3He$ , является предметом активных исследований [1–4]. Особый интерес привлекает переход от НФЖ поведения к состоянию ферми-жидкости Ландау (ФЖЛ), происходящий при наложении магнитного поля и наблюдающийся в металлах с ТФ [5, 6]. Предполагается, что необычные свойства и НФЖ поведение, наблюдаемые в ВТСП и металлах с ТФ, определяются состояниями Кондо, а также критическими квантовыми и термическими флуктуациями, разрушающими квазичастицы и имеющими место вблизи разнообразных магнитных квантовых фазовых переходов [1–4].

Поскольку квантовый фазовый переход происходит при температуре  $T = 0$ , то контролирующими являются такие параметры, как состав, плотность числа электронов (или дырок)  $x$ , давление, магнитное поле  $B$  и т.д. Критическую точку такого фазового перехода смещают в абсолютный нуль температур при помощи указанных выше параметров. Экспериментальные исследования свойств квантовых фазовых переходов и их магнитных квантовых критических точек являются принципиально важными для понимания физической природы высокотемпературной сверхпроводимости и аномального поведения ме-

таллов с ТФ. В случае высокотемпературной сверхпроводимости такие исследования фактически отсутствовали, поскольку при низких температурах соответствующие критические точки находятся в области сверхпроводимости и физические свойства квантового фазового перехода изменены сверхпроводимостью, для разрушения которой требуются сильные магнитные поля. Недавно проведенные исследования по индуцированию магнитным полем перехода из НФЖ в ФЖЛ состояние в высокотемпературном сверхпроводнике  $Tl_2Ba_2CuO_{6+x}$  [7] ликвидируют пробел в экспериментах и позволяют определить свойства квантового фазового перехода, задающего уникальные свойства ВТСП.

В письме мы показываем, что, несмотря на разную микроскопическую природу ВТСП и металлов с ТФ, их  $B-T$ -фазовые диаграммы совпадают. Из анализа экспериментальных данных по восстановлению ФЖЛ в ВТСП  $Tl_2Ba_2CuO_{6+x}$  [7] следует, что индуцированный магнитным полем переход из НФЖ состояния в ФЖЛ совпадает с аналогичным переходом, наблюдаемым в металлах с тяжелыми фермионами. Отмеченное поведение объяснено в рамках теории ферми-конденсатного квантового фазового перехода (ФККФП), предполагающего существование модифицированных квазичастиц Ландау, с эффективной массой, зависящей от температуры, магнитного поля и других параметров [8–11]. Таким образом продемонстрировано, что ФККФП может рассматриваться как универсальная причина сильнокоррелированного поведения, наблюдаемого в самых

<sup>1)</sup>e-mail: vrshag@thd.pnpi.spb.ru

различных металлах и жидкостях. Мы также предсказываем, что при низких температурах и в магнитных полях сверхпроводящий фазовый переход в ВТСП становится первого рода, а дифференциальная туннельная проводимость, являющаяся асимметричной функцией напряжения при НФЖ поведении, становится симметричной функцией при восстановлении состояния ФЖЛ.

Чтобы избежать сложностей, связанных с анизотропией, порождаемой кристаллической решеткой твердых тел, ее спецификой, нерегулярностями и т.п., мы используем модель однородной тяжелой электронной (фермионной) жидкости для изучения универсального поведения электронных систем ВТСП, металлов с ТФ и квази-двумерных ферми-систем при низких температурах [11].

Эффективная масса задается известным уравнением Ландау [12]

$$\frac{1}{M^*} = \frac{1}{M} + \int \frac{\mathbf{p}_F \mathbf{p}_1}{p_F^3} F(\mathbf{p}_F, \mathbf{p}_1) \frac{\partial n(\mathbf{p}_1, T)}{\partial \mathbf{p}_1} \frac{d\mathbf{p}_1}{(2\pi)^3}. \quad (1)$$

Здесь  $F(\mathbf{p}, \mathbf{p}_1)$  – амплитуда Ландау,  $p_F$  – импульс Ферми,  $M$  – “голая” масса электрона, и  $n(\mathbf{p}, T)$  – функция распределения квазичастиц. Для простоты мы опускаем спиновую зависимость. При  $T = 0$  из (1) получаем:  $M^*/M = 1/(1 - N_0 F^1(x)/3)$ , где  $N_0$  – плотность состояний невзаимодействующего электронного газа,  $x = p_F^2/3\pi^2$  – плотность,  $F^1(x)$  является  $p$ -компонентой амплитуды Ландау. В результате находим, что  $M^*$  расходится при  $x = x_c$ :

$$\frac{M^*(x)}{M} = \alpha_1 + \frac{\alpha_2}{x_c - x}, \quad (2)$$

где  $\alpha_1$  и  $\alpha_2$  – константы [11]. Из (2) заключаем, что при  $x > x_c$  эффективная масса становится отрицательной. Чтобы избежать такого, не имеющего физического смысла, состояния, система в точке  $x_c$  претерпевает ФККФП и при  $x > x_c$ , формируя фермионный конденсат (ФК), перестраивает топологию ферми-поверхности и функцию распределения  $n(\mathbf{p})$ , минимизируя энергию основного состояния  $E$ . Поэтому при  $x > x_c$  и  $T = 0$  функция распределения задана уравнением

$$\delta E / \delta n(\mathbf{p}) = \mu, \quad (3)$$

где  $\mu$  – химический потенциал [8–11, 13, 14]. В результате функция распределения  $n(\mathbf{p})$  становится гладкой в районе импульса  $p_F$ , а ферми-поверхность превращается в ферми-объем, как это видно из рис.1. Отметим, что состояние с ФК определяется сверхпроводящим параметром порядка  $\kappa(\mathbf{p}) = \sqrt{n(\mathbf{p})(1 - n(\mathbf{p}))}$ , поэтому электронные системы с

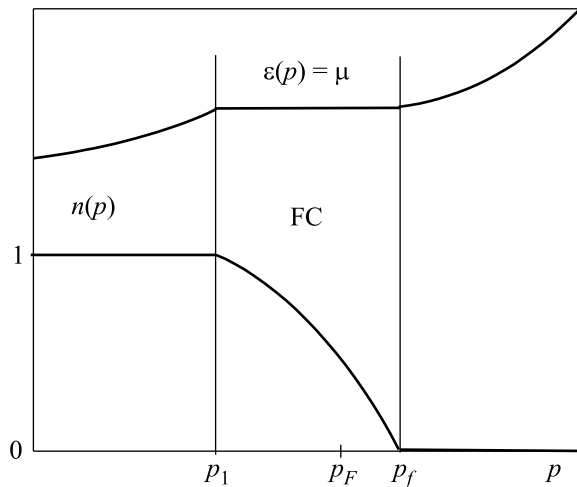


Рис.1. Функция распределения  $n(p)$  и одночастичный спектр  $\varepsilon(p)$  ферми-системы с ФК. Поскольку  $n(p)$  является решением уравнения (3), то  $0 < n(p_i < p < p_f) < 1$  и  $\varepsilon(p_i < p < p_f) = \mu$ . Импульс Ферми  $p_F$  удовлетворяет условию  $p_i < p_F < p_f$

ФК и обычным спаривательным взаимодействием характеризуются сверхпроводящей щелью  $\Delta \propto \lambda$ , где  $\lambda$  – безразмерная величина спаривательного взаимодействия. Такая их особенность создает условия для формирования высокотемпературной сверхпроводимости [8, 9, 11].

В магнитных полях функция распределения  $n(\mathbf{p})$  перестраивается. Для определения типа перестройки состояния с ФК достаточно простых энергетических аргументов. С одной стороны, выигрыш энергии  $\Delta E_B$  из-за разрушения состояния с ФК равен  $\Delta E_B \propto B^2$  и стремится к нулю при  $B \rightarrow 0$ . С другой стороны, занимая конечный интервал  $(p_f - p_i)$  в пространстве импульсов, функция  $n(\mathbf{p})$  приводит к конечному выигрышу в энергии основного состояния по сравнению с нормальной ферми-жидкостью. В слабых магнитных полях новое основное состояние без ФК должно иметь почти ту же энергию, что и состояние с фермионным конденсатом. Такое состояние формируется многосвязными сферами Ферми, напоминающими луковицу, где гладкая функция  $n(\mathbf{p})$  в области  $(p_f - p_i)$  заменяется распределением  $\nu(\mathbf{p})$  с  $\kappa(\mathbf{p}) = 0$ , показанным на рис.2 [11, 14, 15].

В магнитном поле  $B$  эффективная масса  $M^*(B)$  расходится как  $M^*(B) \propto 1/\sqrt{B - B_{c0}}$  [11, 15]. Здесь  $B_{c0}$  – критическое магнитное поле, которое помещает металл с ТФ в настраиваемую магнитным полем квантовую критическую точку и обращает в нуль соответствующую температуру Нееля  $T_N(B_{c0}) = 0$ . В нашей простой модели тяжелой электронной жидкости с ФК величина  $B_{c0}$  является параметром, который

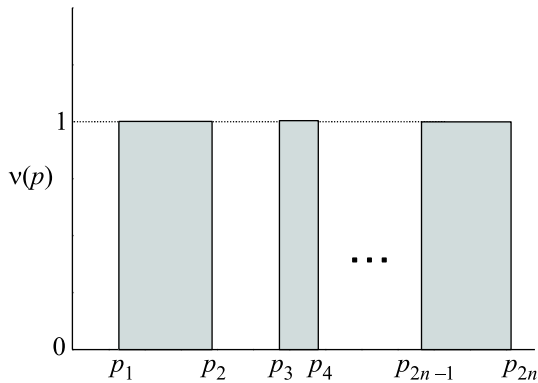


Рис.2. Функция  $\nu(\mathbf{p})$  для многосвязного распределения, заменяющего функцию  $n(\mathbf{p})$  в области  $(p_f - p_i)$ , занятой фермионным конденсатом. Внешняя ферми-поверхность при  $p \simeq p_{2n} \simeq p_f$  имеет вид ферми-ступеньки, и система ведет себя как ферми-жидкость Ландау

определяется спецификой конкретного металла с ТФ. При наложении магнитного поля  $B > B_{c0}$  система с ФК может быть возвращена в состояние ферми-жидкости Ландау с  $M^*(B)$ , зависящей от магнитного поля. Это означает, что восстанавливаются следующие характерные для ферми-жидкости Ландау зависимости: для теплоемкости  $C/T = \gamma_0(B) \propto M^*(B)$ , и для магнитной восприимчивости  $\chi(B) \propto M^*(B)$ . Также восстанавливается квадратичная зависимость сопротивления от температуры:  $\rho(T) \propto AT^2$ . Коэффициент  $A(B)$  определяет зависящую от температуры часть сопротивления,  $\rho(T) = \rho_0 + \Delta\rho$ , где  $\rho_0$  – остаточное сопротивление и  $\Delta\rho = A(B)T^2$ . Так как этот коэффициент непосредственно определяется эффективной массой [16],  $A(B) \propto (M^*(B))^2$ ,

$$A(B) \simeq A_0 + \frac{D}{B - B_{c0}}, \quad (4)$$

где  $A_0$  и  $D$  – константы. Заметим, что эмпирическое соотношение Кадоваки-Вудса [17],  $K = A/\gamma_0^2 = \text{const}$ , выполняется в нашем случае [11].

Зависимость  $M^*(B, T, x)$  от температуры описывается приближенным решением уравнения Ландау (1):

$$\frac{M^*(B, T_N, x)}{M_M^*} = M_N^*(T_N) \approx c_0 \frac{1 + c_1 T_N^2}{1 + c_2 T_N^{8/3}}. \quad (5)$$

Здесь  $M_N^*(T_N)$  – нормированная эффективная масса,  $M_M^*$  – максимальное значение  $M^*(B, T, x)$ , которое эффективная масса достигает при  $T = T_{\text{max}}$ , и нормированная температура  $T_N$  определяется равенством  $T_N = T/T_{\text{max}}$ , величина  $c_0 = (1 + c_2)/(1 + c_1)$ ,  $c_1$  и  $c_2$  – константы, которые параметризуют дипольную

амплитуду Ландау и определяются из подгонки экспериментальных данных. Уравнение (5) находится в согласии с численными решениями уравнения Ландау (1) и определяет универсальное поведение нормированной эффективной массы  $M_N^*(T_N)$  сильнокоррелированной ферми-жидкости при переходе из ФЖЛ в НФЖ состояние [11, 18–20]. Это поведение определяется указанными выше безразмерными величинами, поскольку система вблизи ФКФП не имеет внешних характерных шкал для измерения  $T$  и  $M^*$ . Из (5) видно, что  $M_N^*$  имеет три режима, показанных на вставке рис.3. При  $T_N \ll 1$  система ведет себя как

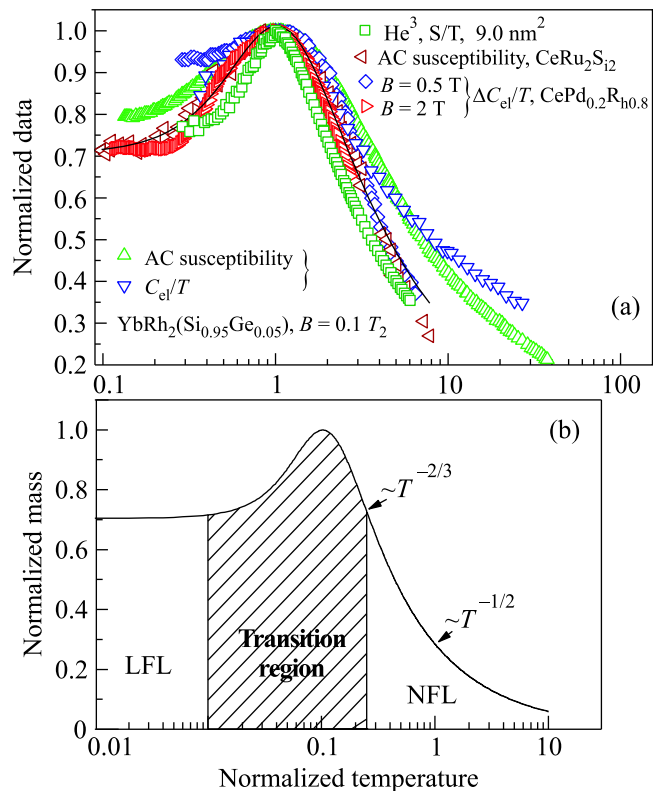


Рис.3. Универсальное поведение нормированной эффективной массы как функции нормированной температуры. (а) Данные, извлеченные из измерений в магнитных полях  $B$ : теплоемкости  $C$  и АС магнитной восприимчивости на  $\text{YbRh}_2(\text{Si}_{0.95}\text{Ge}_{0.05})_2$  [21, 22], восприимчивости на  $\text{CeRu}_2\text{Si}_2$  [23], теплоемкости на  $\text{CePd}_{1-x}\text{Rh}_x$  при  $x = 0.80$  [24], и энтропии  $S$   $2\text{D } ^3\text{He}$  при плотности  $x = 9.00 \text{ nm}^2$  [25]. Сплошная линия – описание при помощи (5). (б) Универсальное поведение нормированной эффективной массы. Штриховкой показана переходная область от ФЖЛ (LFL) к НФЖ (NFL) поведению

ФЖЛ. При  $T_N \sim 1$  начинается переходный режим, показанный штриховкой:  $M_N^*(T_N)$  растет, достигает максимума  $M_M^* = 1$  при  $T_N = 1$  и затем начинает

убывать. Следы ФЖЛ исчезают при  $T_N \geq 1$ , когда  $M_N^*$  сначала убывает как  $T_N^{-2/3}$ , а затем как  $T_N^{-1/2}$ .

Магнитное поле входит в уравнение (1) как отношение  $\mu_B B/T$ , поэтому температура

$$T^*(B) = a_1 + a_2 B \simeq T_{\max} \sim \mu_B (B - B_{c0}) \quad (6)$$

является характерной температурой перехода из ФЖЛ в НФЖ. Здесь  $a_1$  и  $a_2$  – константы,  $\mu_B$  – магнетон Бора. Отметим, что температура перехода  $T^*(B)$  не определяет какой-нибудь фазовый переход, поэтому она связана с довольно широкой областью температур, показанных штриховкой на вставке рис.3, и сильно зависит от метода определения. Обычно  $T^*(B)$  определяется из измерений сопротивления  $\rho(T)$  и соответствует точке, где сопротивление начинает отклоняться от  $T^2$  зависимости, характерной для ФЖЛ.

Экспериментальные значения нормированной эффективной массы  $M_N^*$  приведены на рис.3, сплошной линией показана подгонка при помощи (5) [19, 20]. Как видно из рисунка, уравнение (5) хорошо описывает поведение экспериментальной  $M_N^*$ , которое заслуживает комментария. Если бы квазичастицы разрушались в переходной области или в НФЖ состоянии, как это предполагается в разнообразных сценариях НФЖ поведения [1–4], эффективная масса  $M_N^*$  не имела бы смысла, и вместо ее универсального поведения, описываемого функцией (5), зависящей от одной переменной  $T_N$ , мы бы имели функцию от четырех переменных. Действительно,  $M_N^*$  должна зависеть от  $T$ ,  $B$ , уровня легирования  $x$  металла и от плотности системы, например, от плотности  $x$  2D  $^3\text{He}$ . Однако поведение экспериментальной эффективной массы, выявленное при помощи описанных выше масштабных преобразований, позволяет нам заключить, что квазичастицы Ландау и эффективная масса являются реальными физическими объектами как в ФЖЛ, так и в НФЖ состояниях. Необычной является только сильная зависимость эффективной массы от нормированной температуры, то есть от температуры, магнитного поля, уровня легирования, плотности системы и других внешних параметров.

На рис.4 показана температура перехода  $T^*(B)$  из ФЖЛ в НФЖ, полученная в измерениях на ВТСП  $\text{Tl}_2\text{Ba}_2\text{CuO}_{6+x}$  [7]. На вставке показаны значения температуры  $T_{\max} \simeq T^*(B)$ , при которой имеют место максимумы  $C/T$  и  $AC$  восприимчивости, в зависимости от величины магнитного поля  $B$ ; измерения проводились на металле с ТФ  $\text{YbRh}_2(\text{Si}_{0.95}\text{Ge}_{0.05})_2$ , близким по своим свойствам к  $\text{YbRh}_2\text{Si}_2$  [21, 22]. Обе прямые линии, показанные на вставке, при нулевой температуре проходят через точку  $B_{c0} \simeq 0.03$  Тл, со-

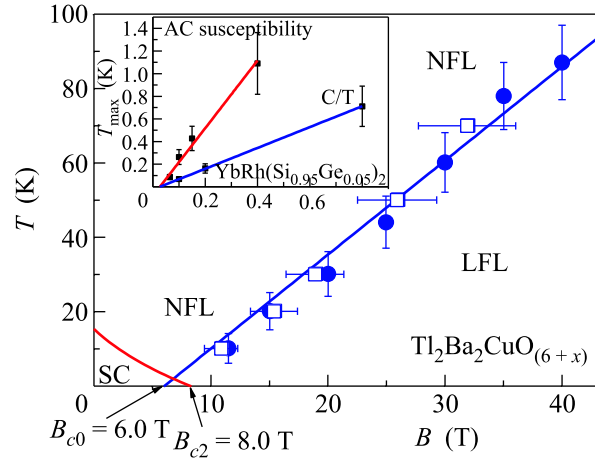


Рис.4.  $B - T$ -фазовая диаграмма ВТСП  $\text{Tl}_2\text{Ba}_2\text{CuO}_{6+x}$ . Измерения температуры перехода  $T^*(B)$  из ФЖЛ в НФЖ [7] показаны квадратами и кругами, прямая линия задана формулой (6) и разделяет ФЖЛ (LFL) и НФЖ (NFL). Внизу в левом углу рисунка стрелки показывают критическое поле  $B_{c0} = 6$  Тл и критическое поле  $B_{c2} = 8$  Тл, разрушающее сверхпроводимость. Область, занятая сверхпроводимостью [7], отделена сплошной линией и обозначена буквами **SC**. На вставке показана  $T_{\max} \simeq T^*(B)$ , измерения  $C/T$  и  $AC$  восприимчивости проводились на  $\text{YbRh}_2(\text{Si}_{0.95}\text{Ge}_{0.05})_2$  [21, 22]. Прямые линии, построенные по формуле (6), пересекаются в точке  $B_{c0} \simeq 0.03$  Тл

ответствующую квантовой критической точке, наведенной магнитным полем [21, 22]. Из рисунка видно, что в соответствии с (6) все данные хорошо описываются линейной функцией магнитного поля.

Из рис.4 следует, что критическое поле  $B_{c2} = 8$  Тл, разрушающее сверхпроводимость, близко к критическому полю  $B_{c0} = 6$  Тл, помещающему металл в квантовую критическую точку. Это совпадение не случайно, поскольку, как было показано выше, состояние системы с ФК характеризуется сверхпроводящим параметром порядка  $\kappa(\mathbf{p})$  и потому имеет большое сродство к сверхпроводимости [8, 9, 11]. Однако в магнитных полях  $B > B_{c0}$ , как видно из рис.2, ФК разрушается, система переходит в ФЖЛ, сверхпроводящая щель становится экспоненциально малой при малой константе связи  $\lambda$  [26],  $\Delta \propto \exp -1/\lambda$ , что ведет при дальнейшем увеличении поля к разрушению сверхпроводимости. Из нашего рассмотрения следует, что поля  $B_{c0}$  и  $B_{c2}$  удовлетворяют соотношению  $B_{c2} \geq B_{c0}$ , то есть магнитная квантовая критическая точка лежит внутри или на краю  $B - T$ -области, занятой сверхпроводящей фазой. Отметим, что в случае  $\text{CeCoIn}_5$ , как видно из рис.5,  $B_{c0} \simeq B_{c2} \simeq 5$  Тл [6], это равенство  $B_{c0} \simeq B_{c2}$  справедливо и для  $\text{CeCoIn}_{5-x}\text{Sn}_x$  при  $x \leq 0.12$  [27]. Однако

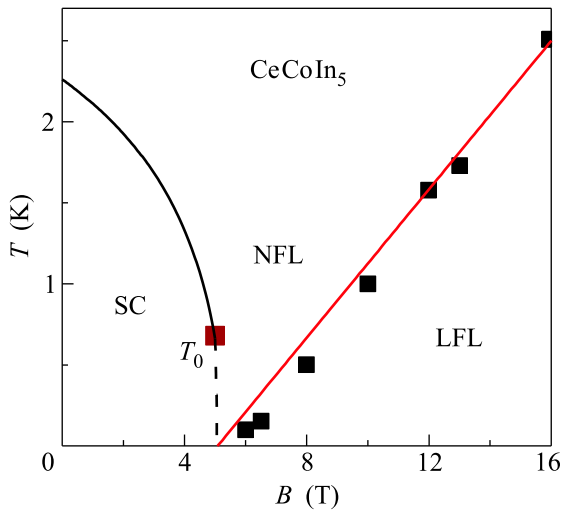


Рис. 5.  $B$ – $T$ -фазовая диаграмма металла с ТФ  $\text{CeCoIn}_5$ . Граница раздела между сверхпроводящей и нормальной фазами показана сплошной линией до квадрата, где фазовый переход становится переходом первого рода. При  $T < T_0$  фазовый переход является переходом первого рода [30], граница между сверхпроводящей и нормальной фазами показана штриховой линией. Сплошная прямая линия, заданная формулой (6), с экспериментальными точками [31], показанными квадратами, обозначает раздел между ЛФЖ (LFL) и НФЖ (NFL) состояниями

под воздействием внешнего давления равенство перестает выполняться, и  $B_{c2} > B_{c0}$  в случае  $\text{CeCoIn}_5$  [28], что также происходит и для других металлов с ТФ, например, для  $\text{CePd}_2\text{Si}_2$  [29]. Заметим, что при слабой величине спаривательного взаимодействия антиферромагнитная фаза вытесняет сверхпроводимость и  $B_{c2} = 0$ , как это имеет место в металлах  $\text{YbRh}_2\text{Si}_2$  и  $\text{YbRh}_2(\text{Si}_{0.95}\text{Ge}_{0.05})_2$ , которые не переходят в сверхпроводящее состояние при минимальных достижимых температурах, а поле  $B_{c0}$  имеет конечное значение [5, 21, 22].

Совпадение критических значений  $B_{c0} \simeq B_{c2}$  ведет к превращению сверхпроводящего фазового перехода второго рода в фазовый переход первого рода в магнитных полях, близких к  $B_{c2}$ , и при  $T < T_0$ , как показано на рис. 5. При относительно высоких температурах, когда фазовый переход является переходом второго рода, энтропия и другие термодинамические функции являются непрерывными функциями при температуре перехода  $T_c(B)$ . Из этого условия непрерывности получаем

$$S_{SC}(T \rightarrow T_c(B)) = S_{NFL}(T \rightarrow T_c(B)), \quad (7)$$

где  $S_{SC}$  – энтропия сверхпроводящей фазы и  $S_{NFL}$  – энтропия системы, находящейся в состоянии НФЖ.

Поскольку  $S_{SC}(T \rightarrow 0) \rightarrow 0$ , а  $S_{NFL}(T \rightarrow 0)$  стремится к конечному значению  $S_0$  [11], уравнение (7) не может быть удовлетворено при достаточно низких температурах,  $T \leq T_0$ . Следовательно, рассматриваемый фазовый переход второго рода становится переходом первого рода при  $T = T_0$ , как это показано на рис. 5.

Сравнение  $B$  –  $T$ -фазовых диаграмм  $\text{Tl}_2\text{Ba}_2\text{CuO}_{6+x}$  и  $\text{CeCoIn}_5$ , показанных на рис. 4 и 5, соответственно, указывает на их близость, что позволяет заключить, что, как и в случае  $\text{CeCoIn}_5$  [11, 32], при низких температурах и в сильных магнитных полях сверхпроводящий фазовый переход в ВТСП может стать первого рода, а дифференциальная туннельная проводимость, являющаяся асимметричной функцией напряжения, когда система находится в НФЖ режиме, становится симметричной функцией при восстановлении состояния ФЖЛ [11, 33]. Однако надо иметь в виду, что в случае  $\text{Tl}_2\text{Ba}_2\text{CuO}_{6+x}$  критические поля не совпадают,  $B_{c2} > B_{c0}$ , поэтому в полях  $B > B_{c2}$  сплав демонстрирует поведение ФЖЛ, член  $S_0$  обнуляется, и уравнение (7) может удовлетворяться при достаточно низких температурах. Это обстоятельство может воспрепятствовать изменению типа перехода.

На рис. 6 приведена подгонка при помощи формулы (4) коэффициента  $A(B)$ , полученного в измере-

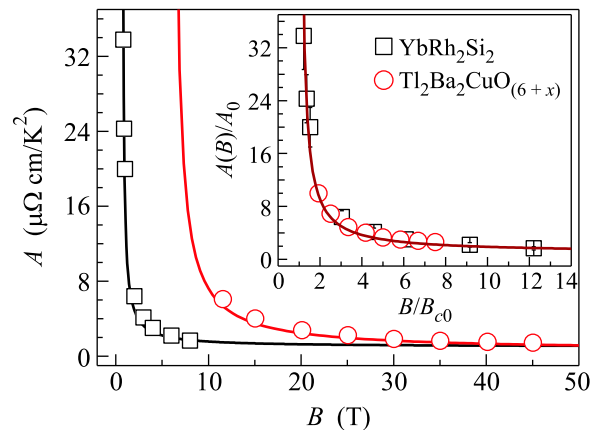


Рис. 6. Коэффициент  $A(B)$  показан квадратами для  $\text{YbRh}_2\text{Si}_2$  [5], кругами для  $\text{Tl}_2\text{Ba}_2\text{CuO}_{6+x}$  [7], сплошные линии – подгонка с помощью (4). Вставка: нормированный коэффициент  $A(B)/A_0$  как функция нормированного магнитного поля  $B/B_{c0}$ . Сплошная линия задана формулой (8),  $A_0 \approx 0.98 \mu\Omega \cdot \text{см}/\text{K}^2$

ниях на  $\text{YbRh}_2\text{Si}_2$  (квадраты) и  $\text{Tl}_2\text{Ba}_2\text{CuO}_{6+x}$  (круги). Как видно из рисунка, оба набора экспериментальных точек хорошо описываются при помощи фор-

мулы (4), которая задает универсальное поведение  $A(B)$  в режиме ФЖЛ. Чтобы наглядно продемонстрировать это поведение, перейдем к безразмерным величинам, представив (4) в виде

$$\frac{A(B)}{A_0} \simeq 1 + \frac{D_N}{B/B_{c0} - 1}, \quad (8)$$

где  $D_N = D/A_0 B_{c0}$  – безразмерная константа. Из формулы (8) следует, что при помощи масштабного преобразования значения коэффициента  $A(B)$  для ВТСП  $Tl_2Ba_2CuO_{6+x}$  и металла с ТФ  $YbRh_2Si_2$  могут быть описаны при помощи функции, зависящей от одной переменной и одного параметра, если соответствующие магнитные поля измеряются в единицах  $B_{c0}$ . Для  $YbRh_2Si_2$   $B_{c0} \simeq 0.66$  Тл [5], а для  $Tl_2Ba_2CuO_{6+x}$ , как видно из рис.4,  $B_{c0} \simeq 6$  Тл. На вставке рис.6 приведены нормированные на  $A_0$  данные для  $Tl_2Ba_2CuO_{6+x}$  (показанные кругами) и для  $YbRh_2Si_2$  (квадраты). Сплошной линией показан результат подгонки при помощи (8), который позволяет нам заключить, что ВТСП и металлы с ТФ демонстрируют однотипное поведение вблизи квантовой магнитной критической точки  $B_{c0}$ .

В заключение подведем итог: мы показали, что два разных сплава  $YbRh_2Si_2$  и  $Tl_2Ba_2CuO_{6+x}$ , характеризующихся разными микроскопическими свойствами и принадлежащих к разным классам сильнокоррелированных ферми-систем – ВТСП и металлам с ТФ, имеют одну и ту же магнитную квантовую критическую точку, связанную с ферми-конденсатным квантовым фазовым переходом. Поэтому этот переход может рассматриваться как универсальная причина сильнокоррелированного поведения, наблюдаемого в самых различных металлах и жидкостях, таких как высокотемпературные сверхпроводники, металлы с тяжелыми фермионами и двумерные ферми-системы.

---

1. G. R. Stewart, Rev. Mod. Phys. **73**, 797 (2001).
2. P. Coleman and A. J. Schofield, Nature **433**, 226 (2005).
3. H.v. Löhneysen, A. Rosch, M. Vojta, and P. Wölfle, Rev. Mod. Phys. **79**, 1015 (2007).
4. P. Gegenwart, Q. Si, and F. Steglich, Nature Phys. **4**, 186 (2008).

5. P. Gegenwart et al., Phys. Rev. Lett. **89**, 056402 (2002).
6. J. Paglione et al., Phys. Rev. Lett. **91**, 246405 (2003).
7. T. Shibaushi et al., Proc. Natl. Acad. Sci. USA **105**, 7120 (2008).
8. В. А. Ходель, В. Р. Шагинян, Письма в ЖЭТФ **51**, 448 (1990).
9. V. A. Khodel, V. R. Shaginyan, and V. V. Khodel, Phys. Rep. **249**, 1 (1994); V. A. Khodel and V. R. Shaginyan, Condensed Matter Theories, **12**, 222 (1997).
10. G. E. Volovik, Lect. Notes in Physics **718**, 31 (2007).
11. В. Р. Шагинян, М. Я. Амусья, К. Г. Попов, УФН **177**, 585 (2007).
12. Л. Д. Ландау, ЖЭТФ **30**, 1058 (1956).
13. V. A. Khodel, Письма в ЖЭТФ **86**, 832 (2007).
14. V. A. Khodel, J. W. Clark, and M. V. Zverev, cond-mat/0806.1908.
15. Yu. G. Pogorelov and V. R. Shaginyan, Письма в ЖЭТФ **76**, 614 (2002).
16. V. A. Khodel and P. Schuck, Z. Phys. B **104**, 505 (1997).
17. K. Kadowaki and S. B. Woods, Solid State Comm. **58**, 507 (1986).
18. J. W. Clark, V. A. Khodel, and M. V. Zverev, Phys. Rev. B **71**, 012401 (2005).
19. V. R. Shaginyan et al., Phys. Rev. Lett. **100**, 096406 (2008).
20. V. R. Shaginyan, K. G. Popov, and V. A. Stephanovich, Europhys. Lett. **79**, 47001 (2007).
21. J. Custers et al., Nature **424**, 524 (2003).
22. P. Gegenwart et al., Phys. Rev. Lett. **94**, 076402 (2005).
23. D. Takahashi et al., Phys. Rev. B **67**, 180407(R) (2003).
24. A. P. Pikul et al., J. Phys. Condens. Matter **18**, L535 (2006).
25. M. Neumann, J. Nyéki, and J. Saunders, Science **317**, 1356 (2007).
26. J. Bardeen, L. Cooper, and J. R. Schrieffer, Phys. Rev. **108**, 1175 (1957).
27. E. D. Bauer et al., Phys. Rev. Lett. **94**, 047001 (2005).
28. F. Ronning et al., Phys. Rev. B **73**, 064519 (2006).
29. N. D. Mathur et al., Nature (London) **394**, 39 (1998).
30. A. Bianchi et al., Phys. Rev. Lett. **89**, 137002 (2002).
31. J. Paglione et al., Phys. Rev. Lett. **97**, 106606 (2006).
32. V. R. Shaginyan et al., Europhys. Lett., **76**, 898 (2006).
33. V. R. Shaginyan and K. G. Popov, Phys. Lett. A **361**, 406 (2007).