

ОБЗОРЫ АКТУАЛЬНЫХ ПРОБЛЕМ

Квантовые фазовые переходы

С.М. Стишов

Квантовыми фазовыми переходами называются переходы непрерывного типа, происходящие при $T = 0$ под действием квантовых флуктуаций, существование которых обусловлено принципом неопределенности Гейзенберга. В обзоре дано элементарное введение в проблему квантовых фазовых переходов. Изложение иллюстрируется рядом экспериментальных примеров из физики систем с тяжелыми фермионами и зонных ферромагнетиков.

PACS numbers: 64.60. – i, 71.10. – w, 71.10.Hf

Содержание

1. Введение (853).
 2. Кратко о фазовых переходах (853).
 3. Что такое квантовые фазовые переходы? (854).
 4. Примеры систем с квантовым критическим поведением (857).
 - 4.1. Тяжелофермионные соединения $\text{CeCu}_{6-x}\text{Au}_x$, YbRh_2Si_2 , $\text{YbRh}_2(\text{Si},\text{Ge})_2$, CePd_2Si_2 , CeIn_3 .
 - 4.2. Зонные ферромагнетики UGe_2 , ZrZn_2 .
- Список литературы (860).

1. Введение

Исследования последних лет в области сильно коррелированных электронных систем в значительной мере концентрируются на изучении так называемых квантовых фазовых переходов или квантовых критических явлений. И хотя этой сравнительно новой проблеме уже посвящен ряд монографий и многочисленные обзоры [1–9], она весьма далека от полного разрешения.

Квантовые фазовые переходы в отличие от классических являются результатом нетепловых квантовых флуктуаций, существование которых обусловлено принципом неопределенности¹. Впервые понятие о квантовых фазовых переходах было введено Дж. Херцем в 1976 г. [10]²,

¹ Эта формулировка, являясь общепринятой, по-видимому, требует пояснений. Речь идет о разрушении дальнего порядка в системе при $T = 0$ в результате вариации нетепловых параметров, таких, как давление, концентрация, магнитное поле и т.д., контролирующих уровень квантовых флуктуаций.

² Часть результатов этой работы подверглась ревизии в статье [11].

С.М. Стишов. Институт физики высоких давлений РАН, 142190 Троицк, Московская область, Российская Федерация
Тел. (095) 334-00-10. Факс (095) 334-00-12
E-mail: sergei@hphi.troitsk.ru, stish@ips.ras.ru

Статья поступила 15 марта 2004 г.,
после доработки 30 апреля 2004 г.

который показал, что ввиду генетически обусловленной связи статических и динамических свойств квантовой системы ее временные характеристики существенно влияют на поведение вещества в критической области при $T = 0$, при этом эффективная размерность квантовой системы всегда превышает ее пространственную размерность³. Последнее существенным образом влияет на поведение вещества в критической области.

В чистом виде квантовые фазовые переходы наблюдаются только при $T = 0$, хотя их влияние на свойства вещества может простирается и на область конечных температур. Подчеркнем, что здесь и далее речь идет только о фазовых переходах непрерывного типа или фазовых переходах второго рода. Квантовые фазовые переходы первого рода (например плавление гелия) не имеют флуктуационной области и не представляют интереса в настоящем контексте.

В дальнейшем нам понадобятся некоторые сведения о классических фазовых переходах, к изложению которых мы и переходим.

2. Кратко о фазовых переходах

В основе теории фазовых переходов второго рода, развитой Ландау, лежит представление о параметре порядка η (подробнее о фазовых переходах второго рода см. в [14–16]). В рамках теории Ландау параметр порядка η вблизи точки перехода ведет себя следующим образом:

$$\eta \propto |t|^{1/2}, \quad (1)$$

где $t = (T - T_c)/T_c$.

Теплоемкость, коэффициент теплового расширения, сжимаемость испытывают конечные скачки в точке перехода.

³ Это обстоятельство, по-видимому, впервые было отмечено в [12] (см. также [13]) при анализе квантовой двумерной модели Изинга со спином 1/2 в поперечном магнитном поле.

В общем случае в (1) вместо t следует подставить величину δ , представляющую собой некоторое безразмерное расстояние до точки фазового перехода и выраженную в зависимости от конкретного случая в терминах давления, напряженности магнитного поля, концентрации и т.д. Поведение термодинамических (физических) величин $y_1, \dots, y_N$ вблизи точки фазового перехода обычно выражается в виде степенных функций вида

$$y \propto |\delta|^{-x}, \quad (2)$$

где x — так называемый критический показатель, определяемый из предельного соотношения

$$x \equiv \lim_{\delta \rightarrow 0} \frac{\ln y(\delta)}{\ln \delta}. \quad (3)$$

В связи с подобным определением критические показатели "несингулярных" величин, величин с логарифмической расходимостью или величин с "пикообразной" особенностью оказываются равными нулю.

Теория Ландау в простом варианте совсем не учитывает пространственных флуктуаций параметра порядка, и поэтому она не справедлива в области, близкой к фазовому переходу. Однако в ряде случаев флуктуационная область является настолько узкой, что не может быть разрешена в реальном эксперименте. Простейший способ учета флуктуаций состоит в разложении термодинамического потенциала не только по степеням параметра порядка, но также по его градиентам. Первый значимый член градиентного разложения имеет вид

$$\delta\Phi \propto (\Delta\eta)^2 \simeq \xi^2 \left(\frac{\partial\eta}{\partial x} \right)^2. \quad (4)$$

Величина ξ с размерностью длины называется корреляционной длиной и характеризует пространственную неоднородность системы. В рамках теории Ландау корреляционная длина имеет вид

$$\xi = \xi_0 |t|^{-1/2}. \quad (5)$$

В общем случае корреляционная длина записывается в виде

$$\xi = \xi_0 |t|^{-\nu}. \quad (6)$$

Используя соотношение (4), можно оценить ширину флуктуационной области и соответственно пределы применимости теории Ландау из выражения для относительной среднеквадратичной флуктуации параметра порядка (см. [17, 18])

$$\frac{(\Delta\eta)^2}{\eta^2} = \frac{T_c^2}{\Delta C_p \xi_0^d (T - T_c)^{2-d/2}}, \quad (7)$$

где d — пространственная размерность.

Выражение (7) устанавливает также важную связь между пространственной размерностью и интенсивностью флуктуаций. Из (7) следует, что при $d \geq 4$ флуктуации параметра порядка являются конечными при любых t , и соответственно флуктуации параметра порядка расходятся при $d < 4$. Размерность $d = 4$ в данном

случае является верхней критической размерностью — d_c^+ . Добавим, что существует и нижняя критическая размерность d_c^- , при которой дальний порядок в системе не существует при любых конечных температурах.

Заметим, что в трикритической точке

$$\frac{(\Delta\eta)^2}{\eta^2} \propto \frac{T_c}{\xi_0^d (T - T_c)^{(3-d)/2}} \quad (8)$$

верхняя критическая размерность $d_c^+ = 3$.

Далее обратим внимание на соотношение, устанавливающее связь между статическими и динамическими явлениями в критической области:

$$\tau \propto \xi^z, \quad (9)$$

где τ — время релаксации параметра порядка, z — динамический критический показатель.

Уместно обозначить τ через ξ_τ и переписать (9) в виде

$$\xi_\tau \propto \xi^z. \quad (10)$$

Из соотношений (6) и (10) следует:

$$\xi_\tau \propto |t|^{-z\nu} \quad (11)$$

или

$$\omega^* \propto |t|^{z\nu}, \quad (12)$$

где ω^* — характерная частота флуктуаций.

3. Что такое квантовые фазовые переходы?

Мы называем квантовыми фазовыми переходами фазовые переходы, происходящие при $T = 0$ при вариации переменных, определяющих интенсивность квантовых флуктуаций.

Рассмотрим рис. 1, где $T_c(P)$ есть линия непрерывного фазового перехода, соответствующего, например, некоторому магнитному превращению. При нормальном давлении температура фазового перехода имеет вполне конечное значение. Повышение давления приводит к прогрессивному падению температуры перехода вплоть до $T = 0$ К при некотором критическом значении давления P_c (вместо давления здесь может фигурировать некоторый другой контролирующий параметр, например, магнитное поле, концентрация и т.д.). "Разупорядоченная" фаза, возникающая под действием квантовых флуктуаций при $T = 0$, является реализацией "квантового" беспорядка, принципиально отличного от беспорядка "классического". В частности, в случае магнитного квантового фазового перехода парамагнитная фаза не может рассматриваться как система индивидуальных спинов, флуктуирующих, например, между состояниями "вверх" и "вниз" в реальном времени. Основное состояние квантового парамагнетика описывается волновой функцией, являющейся квантовой суперпозицией этих состояний, и, следовательно, обладает нулевой энтропией [1].

В данном случае квантовый фазовый переход при $T = 0$ возникает как предельный случай классического фазового перехода, имеющего место при $T \neq 0$. Однако,

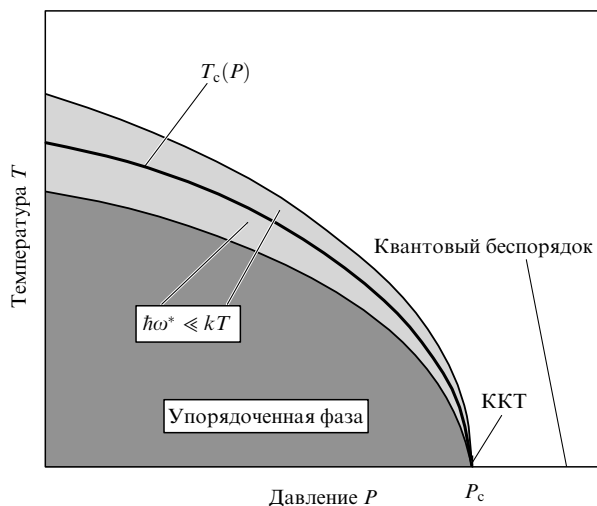


Рис. 1. Схематическая фазовая диаграмма вещества, испытывающего фазовый переход второго рода для случая с отрицательным наклоном кривой перехода $dT/dP < 0$. ω^* — характерная частота флуктуаций, обращающаяся в нуль в точке фазового перехода. Выделенная область вокруг линии фазового перехода $T_c(P)$ есть область классических флуктуаций. $dT/dP = \infty$ в квантовой критической точке (ККТ) при $P = P_c$.

как отмечалось выше, возможна ситуация (система в состоянии нижней критической размерности), когда фазовый переход может происходить только при $T = 0$.⁴

Фазовые переходы, происходящие при $T > 0$, всегда могут быть описаны в рамках классической статистической механики (здесь и далее под описанием фазового перехода понимается отображение поведения параметра порядка, корреляционных функций и термодинамических величин вблизи T_c). Это относится и к таким существенно квантовым явлениям, как сверхтекучесть и сверхпроводимость. Причину этого легко уяснить с помощью соотношения (12), откуда следует, что при $t \rightarrow 0$, т.е. в ближайшей окрестности T_c , всегда имеет место неравенство

$$\hbar\omega^* \ll kT, \quad (13)$$

соответствующее классическому поведению критических флуктуаций. В соответствии с (13) выделенная область вокруг линии фазового перехода есть область классических флуктуаций [19, 20]. Естественно, это не означает, что квантовая механика не играет в данном случае никакой роли. Квантовая механика определяет само существование параметра порядка, однако именно классические тепловые флуктуации управляют его поведением в критической области⁵ при $T > 0$.

Далее, как известно [1, 4, 10, 12, 13, 19, 20], квантовая статистическая задача о фазовом переходе в d -мерном пространстве при $T = 0$ может быть сведена к классиче-

ской задаче⁶ с эффективной размерностью $(d+1)$. В качестве дополнительной координаты здесь выступает мнимое время, заключенное в интервале $[0, -i\hbar\beta]$, где $\beta = 1/kT$. В общем случае координатное пространство такой системы ограничено в направлении времени, но при $T \rightarrow 0$ временной интервал становится неограниченным, и система приобретает все черты классической системы в $(d+1)$ -мерном пространстве. Однако, когда это касается критических свойств системы, ее эффективная размерность оказывается равной $d+z$, где z — динамический показатель. Таким образом, эффективная размерность квантовой системы в критической области при $T = 0$ может оказаться равной или даже превышать верхнюю критическую размерность d_c^+ со всеми вытекающими отсюда последствиями (см. выше). Этот эффект иллюстрируется на рис. 2, где изображены результаты исследования эволюции индекса β , соответствующего критическому поведению параметра порядка (в данном случае намагниченности), в случае фазового перехода в антиферромагнетике $\text{MnCl}_2 \cdot 4\text{H}_2\text{O}$ [21]. Как видно из рис. 2, значение индекса β увеличивается при уменьшении температуры, стремясь к среднеполевому значению $\beta = 0,5$.

Следует также иметь в виду, что при $\xi_\tau < L_\tau$, где $L_\tau = \hbar/kT$ — протяженность пространственно-временного континуума во времени, система не может знать, что она находится при конечной температуре, и ведет себя так, как будто она находится в пространстве $d+1$ измерений. Линии $\xi_\tau = L_\tau$ условно разделяют фазовую диаграмму вещества с квантовой критической точкой

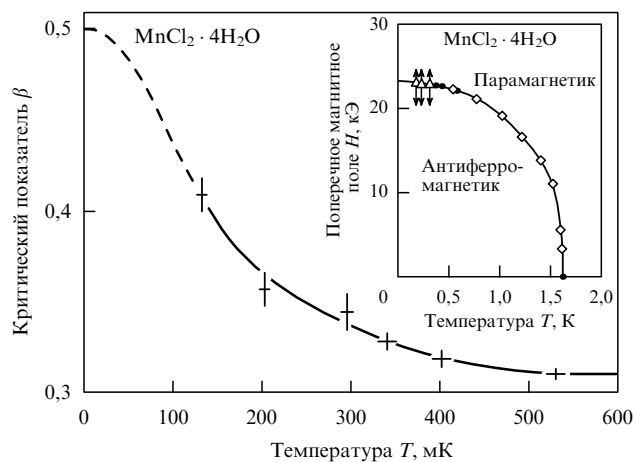


Рис. 2. Зависимость критического показателя β , определяющего поведение параметра порядка, от температуры измерения для антиферромагнетика $\text{MnCl}_2 \cdot 4\text{H}_2\text{O}$ [21]. На вставке изображена соответствующая фазовая диаграмма в координатах магнитное поле H — температура T .

⁴ Эта ситуация имеет место, например, для одномерной модели Изинга.

⁵ Квантовые флуктуации безусловно важны на расстояниях порядка межатомных, но флуктуации существенно большего масштаба с корреляционной длиной в десятки и сотни межатомных расстояний, контролирующие поведение системы в критической области при $T > 0$, адекватно описываются в рамках классической статистической механики [4, 5, 19, 20].

⁶ В этой связи напомним, что в рамках флуктуационной теории величины критических показателей, характеризующих фазовый переход, не зависят от микроскопической природы вещества, а задаются симметрией гамильтониана и пространственной размерностью, что определяет соответствующий класс универсальности [15, 16, 19]. Как оказалось, критические индексы квантовой модели Изинга в поперечном магнитном поле при $T = 0$ соответствуют более высокой пространственной размерности, чем исходная размерность задачи [12, 13]. Эта ситуация и была разъяснена в основополагающей работе Херца [10].

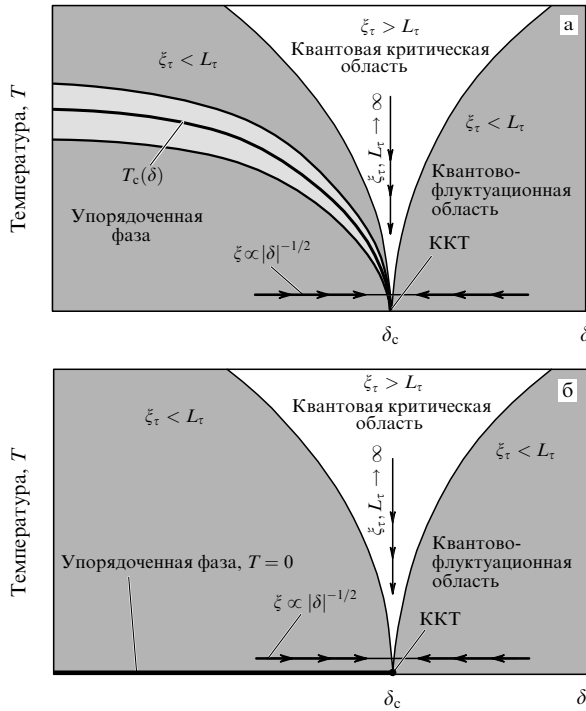


Рис. 3. Схематическая фазовая диаграмма вещества вблизи квантовой критической точки: (а) упорядоченная фаза существует при конечных температурах; (б) упорядоченная фаза существует только при $T = 0$. ξ — корреляционная длина, $\xi_\tau \propto \xi^z$ — корреляционное время, $L_\tau = \hbar/kT$ — протяженность временной координаты. Линии $\xi_\tau = L_\tau$ соответствуют квантово-классическому кроссоверу.

(ККТ) на области с различной эффективной размерностью. Эти же линии отмечают кроссовер между явлениями, происходящими при малых и больших временах, характеризующихся корреляционным временем ξ_τ (рис. 3). Подчеркнем, что при $\xi_\tau < L_\tau$ описание явлений требует квантово-механического подхода, в то время как при $\xi_\tau > L_\tau$ ввиду потери фазовой когерентности соответствующие явления приобретают классический характер.

На рисунке 3 схематически изображены фазовые диаграммы веществ, обладающих ККТ, при этом возможны два случая: упорядоченная фаза существует только при $T = 0$ (рис. 3а); упорядоченная фаза существует и при $T > 0$ (рис. 3б). Линии, соответствующие условию $\xi_\tau = L_\tau$, разделяют области с преимущественно классическими и преимущественно квантовыми флуктуациями.

Таким образом, на фазовых диаграммах выделяются области, соответствующие упорядоченному и квантово-неупорядоченному (квантово-флуктуационному) состоянию вещества, и область смешанной природы, называемая квантовой критической областью. Поскольку практически всегда $d + z \geq 4$, то поведение корреляционной функции в первых двух областях соответствует гауссову случаю $\xi \propto |\delta|^{-1/2}$. В смешанной области вдоль траектории $\delta = 0$ поведение корреляционной функции контролируется исключительно температурой, что говорит об отсутствии каких-либо иных масштабов энергии. В случае металлических систем это означает, что энергия Ферми E_F (или температура Ферми T_F) перестает играть роль универсального масштабирующего множителя при описании электронных свойств материалов в квантовой критической области, и соответственно абсолютная

температура принимает на себя роль масштаба энергии. Как мы увидим в дальнейшем, причина этой ситуации связана с расходимостью эффективной массы носителей в ККТ. Именно это обстоятельство определяет так называемое неферми-жидкостное поведение [22–24]. В системах, эффективная размерность которых меньше верхней критической размерности $d < d_c^+$, абсолютная температура определяет масштаб всех явлений в квантовой критической области. В англоязычной литературе эта ситуация описывается как E/T - или ω/T -скейлинг (scaling) (см., например, [6, 7]).

Некоторые иллюстрации к ряду вышеизложенных утверждений читатель сможет найти в разделе 4, где будут описаны отдельные экспериментальные примеры. Однако прежде всего сделаем необходимые пояснения, касающиеся термодинамики фазовых диаграмм веществ с квантовым критическим поведением. На рисунке 1 схематически представлен конкретный случай, когда линия фазового перехода $T_c(P)$ при $T > 0$ имеет отрицательный наклон, $dT_c/dP < 0$. Этот вариант поведения является достаточно распространенным, но не исчерпывающим. Возможны случаи, когда dT_c/dP меняет знак при некотором положительном давлении или когда производная dT_c/dP всегда положительна. Последний случай не представляет интереса в настоящем контексте. Естественно, что все сказанное справедливо и в случае, когда вместо давления рассматривается иной контролирующий параметр.

Далее укажем, что наклон кривой фазового перехода стремится к бесконечности при приближении к ККТ⁷ ($dT_c/dP \rightarrow \infty$ при $T_c \rightarrow 0$). Аналогично для фазовой диаграммы в координатах $T-H$ (H — магнитное поле) можно записать $dT_c/dH \rightarrow \infty$ при $T_c \rightarrow 0$. В том случае, когда в качестве "контролирующего" параметра выступает концентрация примесного элемента c , ситуация несколько сложнее, однако если примесь играет до некоторой степени пассивную роль, создавая так называемое "химическое давление", то мы снова можем записать $dT_c/dc \rightarrow \infty$ при $T_c \rightarrow 0$. Следует также напомнить, что, как следует из тепловой теоремы Нернста, все температурные производные термодинамических величин равны нулю при абсолютном нуле температур⁸. Соответственно амплитуды аномалий (скачков) теплоемкости, коэффициентов теплового расширения и т.п., наблюдаемые при фазовом переходе при высоких температурах, стремятся к нулю при приближении к ККТ. Следовательно, результаты измерения теплоемкости и других тепловых величин вдоль траектории, соответствующей критической координате $\delta = \delta_c$, не возмущаются близостью к линии фазового перехода.

⁷ Это заключение является следствием тепловой теоремы Нернста, утверждающей, что энтропия S тождественно равна нулю при $T = 0$. Отсюда для фазовых переходов первого рода получаем непосредственно из уравнения Клаузиуса–Клапейрона $dT_c/dP \rightarrow \Delta V/\Delta S$ (ΔV и ΔS — скачки объема и энтропии при фазовом переходе), $dT_c/dP \rightarrow \infty$ при $T_c \rightarrow 0$. Для случая фазовых переходов второго рода следует воспользоваться одним из уравнений Эренфеста: $dT_c/dP = \Delta(dV/dP)/\Delta(dS/dP)$. Из тождества $S \equiv 0$ при $T = 0$ получаем снова $dT_c/dP \rightarrow \infty$ при $T_c \rightarrow 0$. Однако температура, при которой наблюдаются соответствующие эффекты, может быть достаточно низкой.

⁸ В этой связи весьма странным выглядят утверждение, сделанное в [25], о расходимости коэффициента теплового расширения в квантовой критической точке.

В заключение этого раздела подчеркнем, что в классическом случае температура фазового перехода не обращается в нуль при конечном значении параметра δ , и, следовательно, сама форма кривых фазового перехода, изображенных на рис. 1, 3, есть проявление квантовых эффектов.

4. Примеры систем с квантовым критическим поведением

4.1. Тяжелофермионные соединения⁹ $\text{CeCu}_{6-x}\text{Au}_x$, YbRh_2Si_2 , $\text{YbRh}_2(\text{Si},\text{Ge})_2$, CePd_2Si_2 , CeIn_3

а) Соединение $\text{CeCu}_{6-x}\text{Au}_x$ обладает антиферромагнитным основным состоянием при $x < 0,1$ с температурой Нееля T_N , линейно возрастающей с увеличением x вплоть до $x = 1$ (рис. 4) [26, 27]. В окрестности квантовой критической точки при $x = x_c \approx 0,1$ наблюдаются отчетливые отклонения от поведения, свойственного фермижидкости¹⁰ [27–29]. В частности, в квантовой критической области теплоемкость изменяется как $C/T = a \ln(T_0/T)$, статическая магнитная восприимчивость зависит от температуры в соответствии с выражением $\chi^{-1} = \chi_0^{-1} + cT^a$, $a < 1$; электрическое сопротивление ведет себя квазилинейно: $\Delta\rho = \rho - \rho_0 \sim T^m$, $m \approx 1$. Квантовая критическая точка в случае соединения $\text{CeCu}_{6-x}\text{Au}_x$ может быть достигнута под действием гидростатического давления (например, при $x = 0,2$ критическое давление $P_c \approx 5$ кбар, рис. 5а), при этом соответствующие температурные зависимости имеют

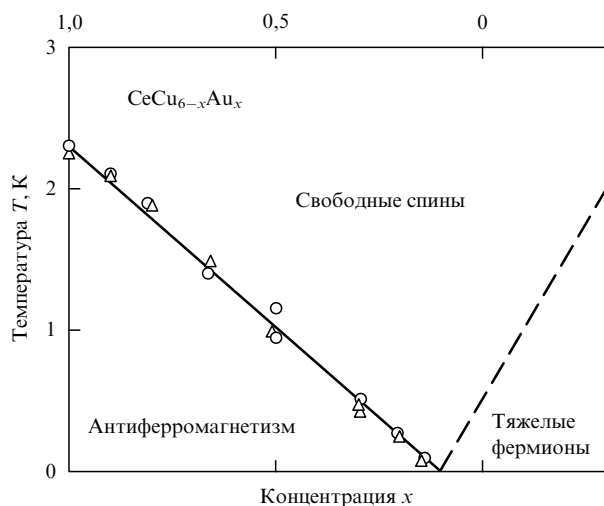


Рис. 4. Концентрационная фазовая диаграмма $\text{CeCu}_{6-x}\text{Au}_x$ [28]. Названия отдельных полей даны в соответствии с номенклатурой авторов работы [28]. В терминах диаграмм, представленных на рис. 3а, б, полю свободных спинов соответствует квантово-критическая область.

⁹ Соединения с тяжелыми фермионами — класс металлических материалов с сильной электронной корреляцией, содержащих химически упорядоченную решетку магнитных ионов (кондо-решетку). В этих соединениях электроны проводимости взаимодействуют с локальными магнитными моментами ионов. В результате эффективная масса электронов проводимости становится очень большой [26].

¹⁰ В случае нормальной ферми-жидкости: $C \sim \gamma T$, или $C/T = \text{const}$; $\chi = \text{const}$; $\Delta\rho \sim T^2$.

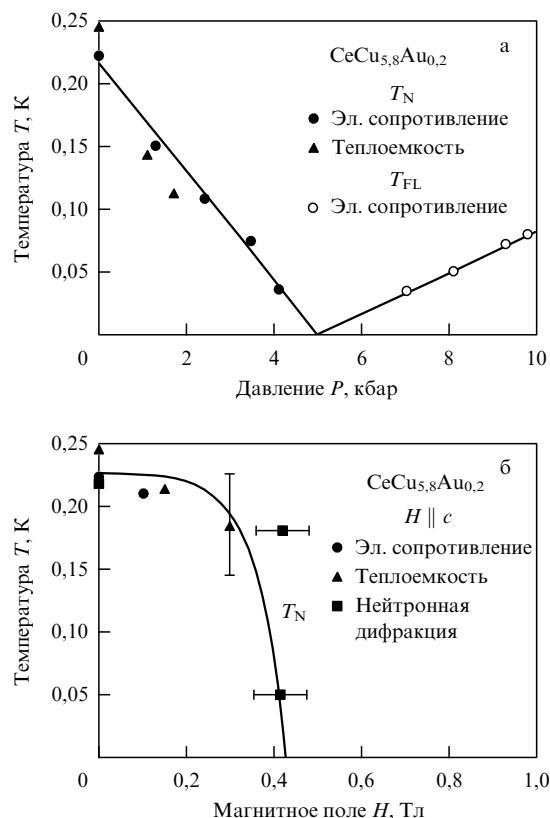


Рис. 5. Фазовая диаграмма низкотемпературного антиферромагнетика $\text{CeCu}_{5,8}\text{Au}_{0,2}$: (а) при высоких давлениях; (б) в магнитном поле. T_{FL} отмечает границу фермижидкостного режима [29].

существенно такой же вид, как и зависимости, полученные при "химической" реализации ККТ. Иная ситуация возникает, когда квантовая критическая точка в $\text{CeCu}_{6-x}\text{Au}_x$ достигается при вариации магнитного поля (рис. 5б). В этом случае теплоемкость в квантовой критической области изменяется в соответствии с выражением $C/T = \gamma_0 + a''T^{0,5}$, а электрическое сопротивление описывается формулой $\rho = \rho_0 + A''T^{1,5}$. Авторы работы [29] полагают, что магнитное поле существенно влияет на характер флуктуаций в соединении $\text{CeCu}_{5,8}\text{Au}_{0,2}$ в ККТ. Однако заметим, что форма линии фазового перехода $T_N(P)$ противоречит тепловой теореме Нернста, поэтому не исключено, что уточнение координаты ККТ может повлиять на сделанные заключения.

б) YbRh_2Si_2 , $\text{YbRh}_2(\text{Si},\text{Ge})_2$. Как показано в работе [30], тяжелофермионный антиферромагнетик YbRh_2Si_2 может быть переведен в парамагнитное состояние сравнительно небольшим магнитным полем $H_c \approx 0,6$ Тл (рис. 6). Электрическое сопротивление в антиферромагнитном состоянии лучше всего описывается выражением $\Delta\rho = AT^2$ с очень большим коэффициентом $A = 22$ мкОм см K^{-2} в области $20 \leq T \leq 60$ мК и $H = 0$. В магнитном поле $H = H_c$ температурная зависимость сопротивления следует линейному закону вплоть до наиболее низких из доступных температур (20 мК). При $H > H_c$ и $T < T^*$ (см. рис. 6) электрическое сопротивление снова описывается фермижидкостным выражением $\Delta\rho = AT^2$. Коэффициент A , будучи пропорционален поперечному сечению электрон-электронного

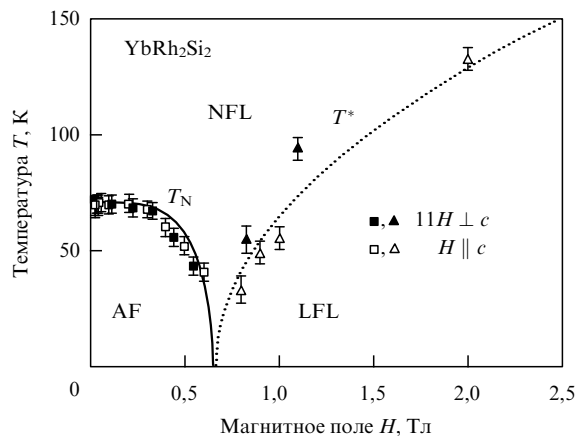


Рис. 6. Фазовая диаграмма YbRh_2Si_2 в магнитном поле [30]. T_N — температура Нееля. T^* — граница фермижидкостного поведения. Значения соответствующих величин в перпендикулярном поле увеличены в 11 раз. AF — антиферромагнетик, NFL — нефермиевская жидкость, LFL — ферми-жидкость Ландау.

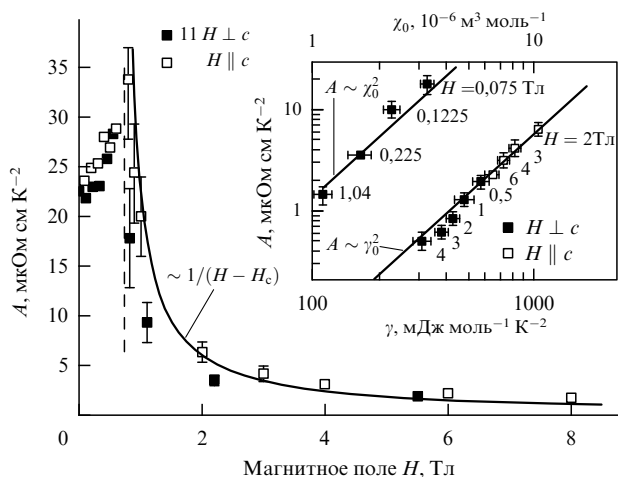


Рис. 7. Зависимость коэффициента $A = \Delta\rho/T^2$ от магнитного поля для YbRh_2Si_2 [30]. Данные для $H \perp c$ увеличены в 11 раз. Пунктирная линия отмечает значение H_c , сплошная кривая соответствует зависимости $\sim 1/(H - H_c)$. На вставке построены зависимости $A(\gamma_0)$ и $A(\chi_0)$ в двойном логарифмическом масштабе.

рассеяния, расходится как $A(H) \propto 1/(H - H_c)$ при $H \rightarrow H_c$ (рис. 7). Совместный анализ поведения электрического сопротивления и теплоемкости в продольных и поперечных магнитных полях дает основание считать, что эффективная масса квазичастиц расходится как $1/(H - H_c)^{1/2}$, когда $H \rightarrow H_c$. Последнее заключение подтверждено при исследовании допированного соединения $\text{YbRh}_2(\text{Si}_{0.95}\text{Ge}_{0.05})_2$ в слабых магнитных полях [31]. В этом случае небольшая примесь германия, расширяя решетку, сдвигает магнитную координату ККТ близко к значению $H = 0$, что дает возможность проверить, возникает ли какое-либо новое качество в свойствах ККТ, полученной в сильных магнитных полях. В конкретном случае соединения $\text{YbRh}_2(\text{Si,Ge})_2$ свойства ККТ с координатами $H_c \approx 0$ и $H_c \neq 0$ оказываются идентичными. В обоих соединениях в квантовой критической области при $H = H_c$ магнитная восприимчивость ведет себя как $\chi^{-1} \propto T^\alpha$, где $\alpha \approx 0,75$ (0,3–1,5 K), а коэффициент электронной теплоемкости C_{el}/T логарифмически расходится в интервале температур 0,3–10 K. Электриче-

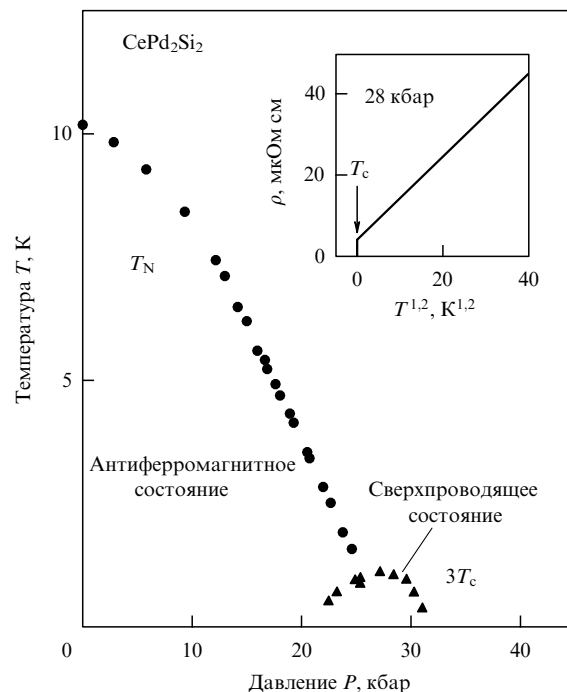


Рис. 8. Фазовая диаграмма CePd_2Si_2 [32]. Сверхпроводимость возникает в узком диапазоне давлений, там, где температура Нееля T_N стремится к нулю. Для большей ясности температуры сверхпроводящего перехода T_c умножены на 3. На вставке иллюстрируется нефермижидкостное поведение электрического сопротивления CePd_2Si_2 при $P = 28$ кбар.

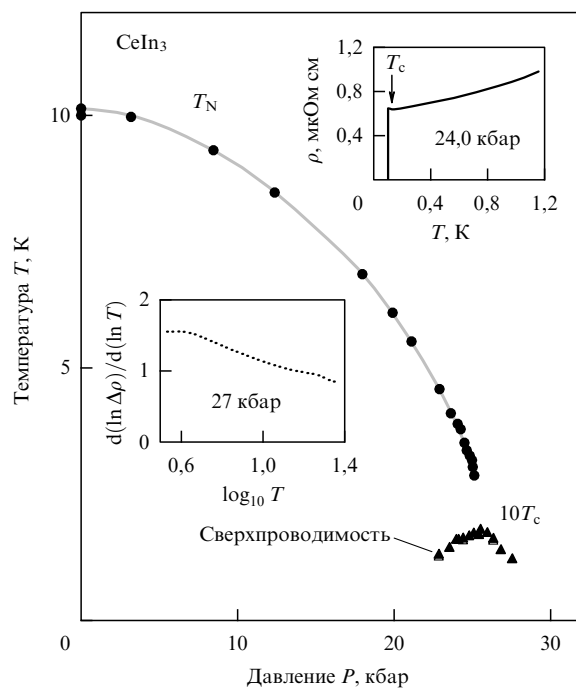


Рис. 9. Фазовая диаграмма CeIn_3 [32]. На верхней вставке показано, что сверхпроводящий переход полностью завершен даже при давлении ниже критического. Нижняя вставка демонстрирует, что электросопротивление в нормальном состоянии изменяется как $T^{1,6 \pm 0,2}$ при давлении выше критического. Температуры сверхпроводящего перехода увеличены в 10 раз.

ское сопротивление зависит от температуры линейно в интервале 0,02–0,5 K.

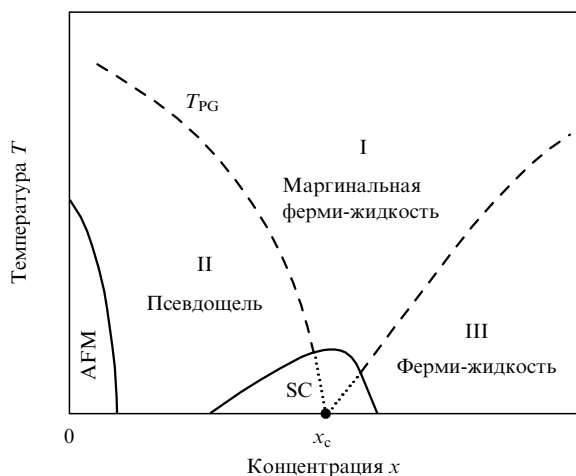


Рис. 10. Обобщенная фазовая диаграмма сверхпроводящих купратов при дырочном допировании [9]. T_{PG} — граница псевдощелевого состояния. AFM — антиферромагнитная фаза, SC — сверхпроводящая фаза, x_c — виртуальная квантовая критическая точка. Свойства купратов в области I напоминают свойства тяжелофермионных металлов в квантово-критической области.

в) CePd_2Si_2 , CeIn_3 [32] — тяжелофермионные соединения с интригующей фазовой диаграммой (рис. 8, 9). Как видно из рисунков, фазовые диаграммы обоих соединений подобны. Температура антиферромагнитного фазового перехода T_N в обоих случаях понижается при увеличении давления. И в том и другом случае кривая фазового перехода должна была бы пересечь ось давлений с формированием ККТ, венчающей переход антиферромагнетик — парамагнетик. Однако на самом деле обе кривые при низких температурах заканчиваются на вершине "сверхпроводящего купола", что, по-видимому, свидетельствует в пользу генетической связи между квантовыми критическими явлениями и сверхпроводимостью в этих магнитных системах. В этой связи интересно сравнить фазовые диаграммы, приведенные на рис. 8, 9, с обобщенной фазовой диаграммой сверхпроводящих купратов (рис. 10) [9]. Изоморфизм фазовых диаграмм становится очевидным, если принять, что линия псевдощели T_{PG} в некотором смысле эквивалентна кривой магнитного фазового перехода.

Подчеркнем, что температурная зависимость электрического сопротивления обоих веществ в квантовой критической области не соответствует поведению ферми-жидкости.

4.2. Зонные ферромагнетики UGe_2 , ZrZn_2

Свойства ферромагнитного соединения UGe_2 [33–35] представляют собой другой интересный пример связи квантовых критических явлений, магнетизма и сверхпроводимости. Как видно из рис. 11, в этом случае небольшой сверхпроводящий домен целиком расположен в области стабильности ферромагнитной фазы вблизи фазовой границы. Существенно, что, как установлено с помощью упругого рассеяния нейтронов, ферромагнитное упорядочивание сохраняется при переходе в сверхпроводящее состояние. Ферромагнитный фазовый переход при низких температурах становится фазовым переходом первого рода, поэтому роль квантовых флуктуаций при формировании возможно триплетного сверхпроводящего состояния в UGe_2 представляется

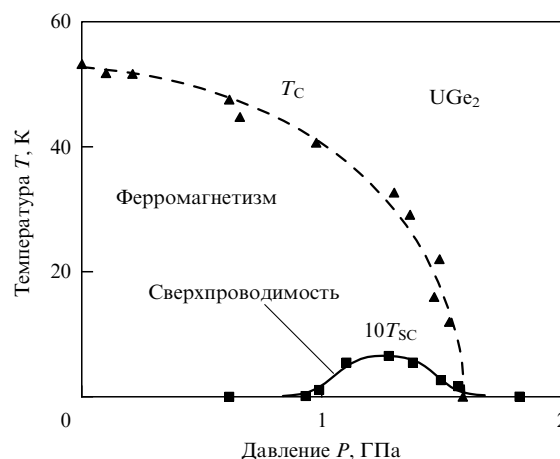


Рис. 11. Фазовая диаграмма UGe_2 [33]. T_C — температура Кюри, T_{SC} — температура сверхпроводящего перехода (значения температуры T_{SC} увеличены в 10 раз).

неясной. В этой связи полезную информацию можно почерпнуть из фазовой диаграммы другого ферромагнитного сверхпроводника ZrZn_2 [36] (рис. 12). В этом случае связь между ферромагнетизмом и сверхпроводимостью кажется очевидной¹¹, но, по-видимому, квантовые критические флуктуации не имеют к этому никакого отношения.

На этом представляется целесообразным закончить настоящий обзор, который с некоторой натяжкой можно назвать введением в предмет. Его целью является привлечение внимания российских исследователей к важному и бурно развивающемуся направлению в физике систем с сильной корреляцией. Список цитированной литературы, хотя и не является исчерпывающим, включает важнейшие оригинальные и обзорные работы. В

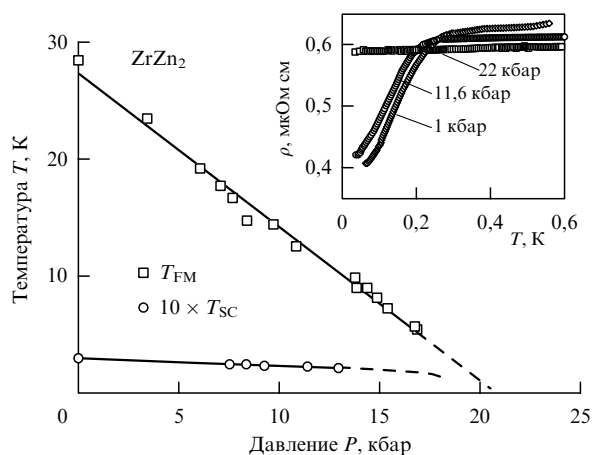


Рис. 12. Зависимость температуры ферромагнитного T_{FM} и сверхпроводящего переходов T_{SC} в соединении ZrZn_2 от давления [36] (значения температуры T_{SC} увеличены в 10 раз).

¹¹ Недавнее исследование фазовой диаграммы ZrZn_2 [37], по-видимому, все же указывает на отсутствие прямой связи сверхпроводимости и магнетизма в этом соединении, поскольку сверхпроводящий фазовый переход обнаруживается также в области стабильности парамагнитной фазы.

основе настоящего обзора лежит доклад, прочитанный на семинаре "Сильно коррелированные электронные системы и квантовые критические явления" (11 апреля 2003 г., Троицк).

Список литературы

1. Sachdev S *Quantum Phase Transitions* (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1999)
2. Continentino M A *Quantum Scaling in Many-Body Systems* (Singapore: World Scientific, 2001)
3. Continentino M A *Phys. Rep.* **239** 179 (1994)
4. Sondhi S L et al. *Rev. Mod. Phys.* **69** 315 (1997)
5. Vojta T *Ann. Phys. (Leipzig)* **9** 403 (2000)
6. Coleman P et al. *J. Phys.: Condens. Matter* **13** R723 (2001)
7. Stewart G R *Rev. Mod. Phys.* **73** 797 (2001)
8. Lavagna M *Phil. Mag. B* **81** 1469 (2001)
9. Varma C M, Nussinov Z, van Saarloos W *Phys. Rep.* **361** 267 (2002)
10. Hertz J A *Phys. Rev. B* **14** 1165 (1976)
11. Millis A J *Phys. Rev. B* **48** 7183 (1993)
12. Pfeuty P, Elliott R J *J. Phys. C: Solid State Phys.* **4** 2370 (1971)
13. Young A P *J. Phys. C: Solid State Phys.* **8** L309 (1975)
14. Ландау Л Д, Лифшиц Е М *Статистическая физика* Ч. 1 (М.: Физматлит, 1995)
15. Паташинский А З, Покровский В Л *Флуктуационная теория фазовых переходов* 2-е изд. (М.: Физматлит, 1982)
16. Стенли Г *Фазовые переходы и критические явления* (М.: Мир, 1973)
17. Леванюк А П *ЖЭТФ* **36** 810 (1959)
18. Гинзбург В Л *ФТТ* **2** 2034 (1960)
19. Goldenfeld N *Lectures on Phase Transitions and the Renormalization Group* (Reading, Mass.: Addison-Wesley, Adv. Book Program, 1992)
20. Cardy J *Scaling and Renormalization in Statistical Physics* 2nd ed. (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 2002)
21. Erkelens W A et al. *Europhys. Lett.* **1** 37 (1986)
22. Andraka B, Tsvetik A M *Phys. Rev. Lett.* **67** 2886 (1991)
23. Aronson M C et al. *Phys. Rev. Lett.* **75** 725 (1995)
24. Tsvetik A M, Reizer M *Phys. Rev. B* **48** 9887 (1993)
25. Zhu L et al. *Phys. Rev. Lett.* **91** 066404 (2003)
26. Hewson A C *The Kondo Problem to Heavy Fermions* (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1993)
27. Pietrus T et al. *Physica B* **206–207** 317 (1995)
28. Schröder A et al. *Nature* **407** 351 (2000)
29. Stockert O et al. *Physica B* **312–313** 458 (2002)
30. Gegenwart P et al. *Phys. Rev. Lett.* **89** 056402 (2002)
31. Custers J et al. *Nature* **424** 524 (2003)
32. Mathur N D et al. *Nature* **394** 39 (1998)
33. Saxena S S et al. *Nature* **406** 587 (2000)
34. Settai R et al. *J. Phys.: Condens. Matter* **14** L29 (2002)
35. Sandeman K G, Lonzarich G G, Schofield A J *Phys. Rev. Lett.* **90** 167005 (2003)
36. Pfeleiderer C et al. *Nature* **412** 58 (2001)
37. Stishov S M et al. (to be published)

Quantum phase transitions

S.M. Stishov

*Institute for High Pressure Physics, Russian Academy of Sciences,
142190 Troitsk, Moscow Region, Russian Federation
Tel. (7-095) 334-00 10. Fax (7-095) 334-00 12
E-mail: sergei@hppi.troitsk.ru, stish@ips.ras.ru*

Continuous phase transitions that occur at zero temperature as a result of quantum fluctuations demanded by Heisenberg's uncertainty principle are named quantum phase transitions. In the present paper an elementary introduction to quantum phase transitions is given. A few experimental examples from the physics of heavy-fermion systems and itinerant ferromagnets are described.

PACS numbers: **64.60. –i**, **71.10. –w**, 71.10.Hf

Bibliography — 37 references

Received 15 March 2004, revised 30 April 2004