

## Аномалии эффекта Холла в окрестности квантовой критической точки в $\text{CeCu}_{6-x}\text{Au}_x$

Н.Е. Случанко<sup>1</sup>, Д.Н. Случанко<sup>1</sup>, В.В. Глушков<sup>1,2</sup>, С.В. Демишев<sup>1,2</sup>,  
А.В. Кузнецов<sup>3,1</sup>, Н.А. Самарин<sup>1</sup>, Г.С. Бурханов<sup>4</sup>, О.Д. Чистяков<sup>4</sup>

<sup>1</sup> *Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, ул. Вавилова, 38, г. Москва, 119991, Россия*  
E-mail: nes@lt.gpi.ru

<sup>2</sup> *Московский физико-технический институт*  
*Институтский пер., 9, г. Долгопрудный Московской обл., 141700, Россия*

<sup>3</sup> *Московский инженерно-физический институт, Каширское шоссе, 31, г. Москва, 115409, Россия*

<sup>4</sup> *Институт металлургии и материаловедения им. А.А. Байкова РАН,*  
*Ленинский пр-кт, 49, г. Москва, 119991, Россия*

Статья поступила в редакцию 20 февраля 2009 г., после переработки 31 марта 2009 г.

Представлены результаты прецизионных измерений эффекта Холла и сопротивления твердых растворов замещения  $\text{CeCu}_{6-x}\text{Au}_x$  для составов  $0 \leq x \leq 0,3$ , отвечающих широкой окрестности квантовой критической точки (ККТ)  $x = 0,1$ . Измерения выполнены методом вращения образца в постоянном магнитном поле до 70 кЭ в интервале температур 1,8–300 К. Для классического соединения с тяжелыми фермионами  $\text{CeCu}_6$  обнаружена сложная активационная зависимость коэффициента Холла  $R_H(T)$  с энергиями активации  $E_{a1}/k_B \approx 110$  К и  $E_{a2}/k_B \approx 1,5$  К в интервалах температур 50–300 и 3–10 К соответственно. Показано, что аномальное поведение эффекта Холла может быть объяснено в рамках спин-поляронного подхода, который позволяет сопоставить значениям  $E_{a1,2}$  энергию связи многочастичных состояний и выполнить оценки эффективной массы ( $m_{\text{eff}1,2} \approx 130\text{--}150 m_0$ ) и радиуса локализации ( $a_{p1,2}^* \approx 1,7$  и 14 Å) носителей заряда в  $\text{CeCu}_6$ . Для соединения  $\text{CeCu}_{5,9}\text{Au}_{0,1}$ , отвечающего ККТ, обнаружено скоррелированное степенное поведение температурной зависимости коэффициента Холла  $R_H(T) \sim T^{-0,4}$  и магнитной восприимчивости  $\chi(T) \sim T^{-0,4}$ , характеризующее режим квантового критического поведения. Для соединений в непосредственной окрестности ККТ обнаружен аномальный четный вклад  $R_{H2}$  в угловые зависимости холловского напряжения, проявляющийся при температурах ниже  $T^* \sim 24$  К и усиливающийся с ростом магнитного поля. Обсуждаются различные сценарии прохождения квантовой критической точки и их применимость для описания аномалий в эффекте Холла в твердых растворах замещения  $\text{CeCu}_{6-x}\text{Au}_x$ .

Представлено результати прецизійних вимірювань ефекту Холла й опору твердих розчинів заміщення  $\text{CeCu}_{6-x}\text{Au}_x$  для складів  $0 \leq x \leq 0,3$ , що відповідають широкій області поблизу квантової критичної точки (ККТ)  $x = 0,1$ . Вимірювання виконано методом обертання зразка в постійному магнітному полі до 70 кЕ в інтервалі температур 1,8–300 К. Для класичної сполуки з важкими ферміонами  $\text{CeCu}_6$  виявлена складна активаційна залежність коефіцієнта Холла  $R_H(T)$  з енергіями активації  $E_{a1}/k \approx 110$  К та  $E_{a2}/k \approx 1,5$  К в інтервалах температур 50–300 та 3–10 К відповідно. Показано, що аномальне поведіння ефекту Холла може бути пояснено в рамках спин-поляронного підходу, що дозволяє зіставити значенням  $E_{a1,2}$  енергію зв'язку багаточасткових станів та виконати оцінки ефективної маси ( $m_{\text{eff}1,2} \approx 130\text{--}150 m_0$ ) і радіуса локалізації ( $a_{p1,2}^* \approx 1,7$  та 14 Å) носіїв заряду в  $\text{CeCu}_6$ . Для сполуки  $\text{CeCu}_{5,9}\text{Au}_{0,1}$ , що відповідає ККТ, виявлено скорельовану степеневу поведінку температурної залежності коефіцієнта Холла  $R_H(T) \sim T^{-0,4}$  і магнітної сприйнятливості  $\chi(T) \sim T^{-0,4}$ , яка характеризує режим квантової критичної поведінки. Для сполук поблизу ККТ виявлено аномальний парний внесок  $R_{H2}$  у кутові залежності холлівської напруги, що проявляється при температурах нижче  $T^* \sim 24$  К і підсилюється з ростом магнітного поля. Обговорюються різні сценарії проходження квантової критичної точки і їхня застосовність для опису аномалій в ефекті Холла у твердих розчинах заміщення  $\text{CeCu}_{6-x}\text{Au}_x$ .

PACS: 72.15.Qm Механизмы рассеяния и кондо-эффект.

Ключевые слова: квантовое критическое поведение, эффект Холла.

## 1. Введение

Исследования, выполненные в течение последних пятнадцати лет (см., например, [1–7]), показали, что твердые растворы замещения  $\text{CeCu}_{6-x}\text{Au}_x$  принадлежат к числу наиболее интересных систем с нефермижидкостным поведением, реализующимся в окрестности антиферромагнитной квантовой критической точки (ККТ) (см. также обзоры [8–11]). В настоящее время представляется надежно установленным, что в ряду  $\text{CeCu}_{6-x}\text{Au}_x$  соединение  $\text{CeCu}_6$  — классический интерметаллид с тяжелыми фермионами (ТФ), обменно-усиленным паулиевским парамагнитным откликом и рекордно высокими значениями линейного коэффициента электронной теплоемкости  $\gamma \approx 1,6$  Дж/(моль·К<sup>2</sup>) [12,13]. Указанные свойства позволяют сравнить  $\text{CeCu}_6$  с другим интерметаллидом  $\text{CeAl}_3$ , исторически первым примером системы с тяжелыми фермионами, также характеризующимся рекордными значениями указанных параметров [14]. Замещение меди на золото в ряду  $\text{CeCu}_{6-x}\text{Au}_x$  приводит систему в квантовую критическую точку при  $x_c \approx 0,1$  и, далее, инициирует переход в антиферромагнитное состояние для твердых растворов в области составов, располагающихся выше ККТ. При этом температура Нееля  $T_N$  линейно возрастает в диапазоне изменения концентрации золота  $0,1 < x \leq 1$  и достигает значений  $T_N \approx 2,3$  К для состава  $\text{CeCu}_5\text{Au}$  [15]. В последнее время изучение режима нефермижидкостного поведения в подобных системах, близких к ККТ, — одна из активно развивающихся областей исследований в физике конденсированного состояния. При этом предметом изучения является характер перестройки спектра квазичастичных состояний при переходе из магнитного в немагнитное основное состояние с тяжелыми фермионами и связанный с этим механизм, приводящий к расходимости эффективной массы носителей заряда при приближении к антиферромагнитной неустойчивости [16]. Поскольку формирование магнитоупорядоченного состояния для соединений данного класса обычно связывается с возникновением магнитной структуры локализованных магнитных моментов (ЛММ) редкоземельных (РЗ) ионов, то указанный переход от магнитного к немагнитному ТФ основному состоянию через ККТ одновременно должен сопровождаться делокализацией электронных состояний РЗ иона.

В развернувшейся дискуссии о характере перестройки электронной структуры соединений редкоземельных и переходных металлов в окрестности ККТ в последнее время наиболее активно обсуждаются два возможных сценария реализации квантового фазового перехода [16–18]. В соответствии с первым подходом в ККТ локализованные магнитные моменты оказываются связанными с зонными электронами в

многочастичные состояния, и эти тяжелофермионные состояния образуют в металлической матрице пучности волны спиновой плотности (ВСП) [16–19]. В рамках альтернативного сценария в ККТ происходит резкое изменение объема поверхности Ферми за счет распада многочастичных состояний и связанного с этим «размораживания» (высвобождения) ЛММ редкоземельных/переходных ионов [18,19].

Для характеристики участвующих в зарядовом транспорте квазичастиц как с парамагнитной, так и с антиферромагнитной стороны от ККТ весьма перспективны исследования коэффициента Холла [19]. Более того, выяснение характера изменения этого параметра в области квантового фазового перехода может рассматриваться в качестве «ключевого эксперимента» для выбора определенного сценария поведения системы вблизи ККТ, а также механизма, лежащего в основе перестройки поверхности Ферми между парамагнитным и антиферромагнитным состояниями [19]. В частности, первому из описанных выше сценариев следует сопоставить плавное, монотонное изменение коэффициента Холла  $R_H(x)$  при прохождении через ККТ, тогда как в соответствии со вторым подходом в ККТ должно наблюдаться скачкообразное изменение холловской проводимости и величины  $R_H(x)$  вблизи  $x_c$  [19,20].

Сравнительно недавно, вслед за теоретическими предсказаниями авторов [19,20], были опубликованы результаты ряда исследований, посвященных изучению эффекта Холла вблизи ККТ. В частности, в [21] для соединения  $\text{YbRh}_2\text{Si}_2$  было найдено скачкообразное изменение  $R_H(x)$  в ККТ, индуцированное в этом соединении внешним магнитным полем ( $H_c \approx 7$  кЭ [22]). В [23,24] в сплавах  $\text{Cr}_{1-x}\text{V}_x$  при  $x_c \approx 4$  ат.% V было обнаружено резкое изменение коэффициента Холла в окрестности ККТ, связанное, по мнению авторов [24], с исчезновением плоских участков поверхности Ферми при переходе в антиферромагнитное состояние с ВСП в этих соединениях. Отметим также, что аналогичное резкое изменение коэффициента Холла при  $x_c$  было теоретически предсказано авторами [25] для сверхпроводящих купратов в магнитных полях, достаточно сильных для разрушения сверхпроводящего состояния.

Для рассматриваемой в настоящей работе модельной системы  $\text{CeCu}_{6-x}\text{Au}_x$  сравнительно недавно были выполнены измерения коэффициента Холла на монокристаллических образцах в окрестности ККТ при  $x_c \approx 0,1$  [26–28]. В частности, в [26–28] было отмечено возникновение большой анизотропии коэффициента Холла в ККТ ( $\text{CeCu}_{5,9}\text{Au}_{0,1}$ ) при температурах ниже 12 К (рис. 1, кривые 1–3), связанной, по мнению авторов, с анизотропным (квазидвумерным [3–5]) характером спектра спиновых флуктуаций вблизи ККТ при

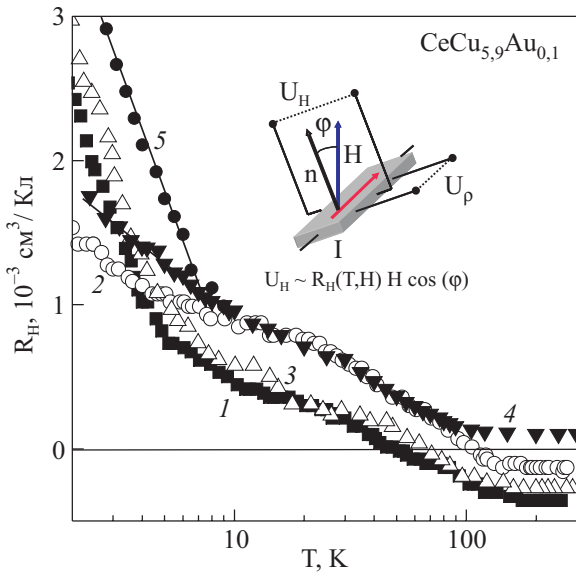


Рис. 1. Температурные зависимости коэффициента Холла соединения  $\text{CeCu}_{5,9}\text{Au}_{0,1}$ , полученные в [26] для  $\mathbf{I} \parallel [010]$  и  $\mathbf{H} \parallel [001]$  (кривая 1),  $\mathbf{I} \parallel [001]$  и  $\mathbf{H} \parallel [010]$  (кривая 2), в [27,28] для  $\mathbf{I} \parallel [100]$  и  $\mathbf{H} \parallel [001]$  (кривая 3) и данные настоящей работы для  $H = 3,7$  кЭ (кривая 4) и  $H = 30$  кЭ (кривая 5) (см. текст). На вставке показана схема холловских измерений в эксперименте с вращением образца ( $\mathbf{n}$  и  $\mathbf{H}$  — векторы нормали к поверхности и напряженности магнитного поля,  $\phi$  — угол вращения,  $U_H$  и  $U_p$  — напряжения холловских и потенциальных контактов к образцу).

$x_c \approx 0,1$ . В то же время полученные в [26–28] предварительные результаты не позволили авторам ответить на вопрос об особенностях поведения  $R_H(x)$  и природе аномалий, связанных с прохождением ККТ в ряду  $\text{CeCu}_{6-x}\text{Au}_x$ . При этом возникновение электронного фазового расслоения в окрестности магнитной неустойчивости в ККТ и, как следствие, формирование сложной геометрии линий тока, связанной с пространственной неоднородностью образца, может привести к появлению дополнительных аномальных вкладов в эффект Холла, аналогичных наблюдавшимся ранее при исследовании гальваномагнитных свойств цериевых интерметаллидов с тяжелыми фермионами  $\text{CeAl}_2$ ,  $\text{CeV}_6$  и  $\text{CeAl}_3$  [29–31].

## 2. Методика эксперимента

Цель настоящего исследования — проведение детальных измерений угловых зависимостей холловского сопротивления поликристаллических образцов интерметаллидов системы  $\text{CeCu}_{6-x}\text{Au}_x$  в широкой окрестности квантовой критической точки для составов  $x = 0; 0,05; 0,1; 0,15; 0,2; 0,25$  и  $0,3$ . Исследования выполнены в диапазоне температур 1,8–300 К в магнитных полях до 70 кЭ на оригинальной установке для гальваномагнитных измерений, использующей

методику вращения образца с пошаговой фиксацией его положения в магнитном поле, перпендикулярном оси вращения [29]. При измерении удельного и холловского сопротивлений использовался режим коммутации постоянного тока (~10–100 мА) для исключения вклада паразитных термоэдс, возникающих в измерительных цепях. Особое внимание уделялось симметричному («эквипотенциальному») расположению холловских контактов для минимизации вклада отрицательного магнитосопротивления (ОМС), наблюдаемого у сплавов  $\text{CeCu}_{6-x}\text{Au}_x$  при температурах  $T < 30$  К в сильных магнитных полях [32] (см. также кривые  $\rho(T, H = 70$  кЭ) на рис. 2). Следует подчеркнуть, что используемая в работе поперечная конфигурация холловского эксперимента (ось вращения образца параллельна направлению измерительного тока  $\mathbf{I}$  и перпендикулярна  $\mathbf{H}$ , см. схему на вставке к рис. 1) исключает вклад продольного магнитосопротивления в холловский сигнал [29–31]. При этом одновременная регистрация угловых зависимостей удельного и холловского сопротивлений с анализом амплитуды резистивного вклада в холловский сигнал, возникающего вследствие «неэквипотенциальности» холловских контактов, позволили сделать вывод об отсутствии магниторезистивной составляющей в холловском сигнале в магнитных полях вплоть до значений  $H \sim 70$  кЭ.

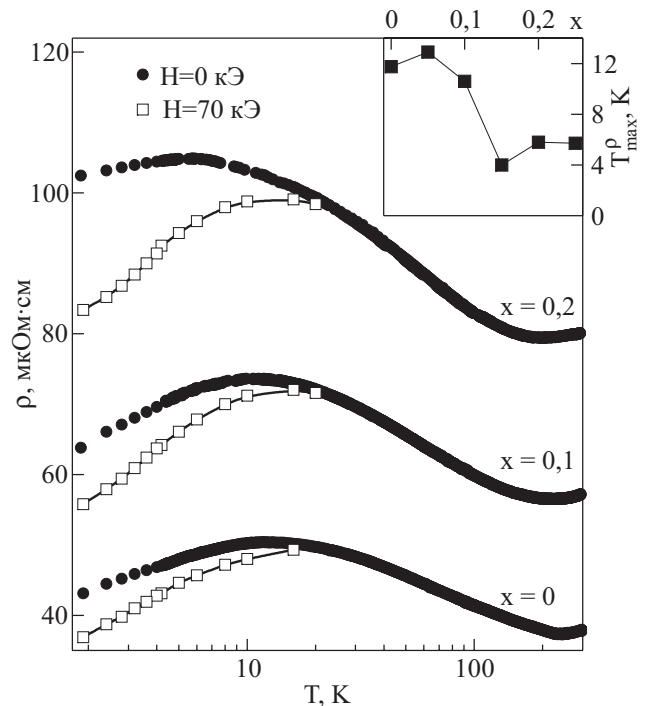


Рис. 2. Температурные зависимости удельного сопротивления  $\rho(T)$  для ряда составов  $\text{CeCu}_{6-x}\text{Au}_x$  ( $x = 0; 0,1; 0,2$ ) при различных значениях внешнего магнитного поля ( $H = 0$  и  $70$  кЭ). На вставке показана зависимость положения низкотемпературного максимума сопротивления от состава.

Принимая во внимание, что поведение магнитосопротивления при низких температурах  $T \leq 30$  К в магнитном поле  $H \leq 30$  кЭ для  $\text{CeCu}_{6-x}\text{Au}_x$  ( $x \leq 0,2$ ) достаточно хорошо описывается квадратичной зависимостью вида  $\rho(H) \sim H^2$  (см., например, [32]), для прецизионных измерений температурных зависимостей коэффициента Холла использовались малые значения напряженности магнитного поля  $H < 5$  кЭ, которые позволили полностью исключить влияние анизотропии ОМС на амплитуду холловского сигнала.

Высококачественные поликристаллические образцы  $\text{CeCu}_{6-x}\text{Au}_x$  были синтезированы на основе стехиометрических количеств высокочистых компонентов в дуговой электропечи с нерасходуемым вольфрамовым электродом на медном водоохлаждаемом поду в атмосфере очищенного гелия. Равномерность состава в объеме образца обеспечивалась многократным переплавом начальных компонентов в стехиометрических пропорциях с последующим гомогенизирующим отжигом интерметаллида в откаченных кварцевых ампулах. Рентгеновская порошковая дифрактометрия и микрозондовый анализ применялись для определения однофазности исследуемых твердых растворов  $\text{CeCu}_{6-x}\text{Au}_x$ . Параметры кристаллической структуры некоторых исследуемых в работе сплавов  $\text{CeCu}_{6-x}\text{Au}_x$  представлены в табл. 1. Следует подчеркнуть, что в исходном соединении  $\text{CeCu}_6$  с понижением температуры вблизи  $T_S \approx 200$  К происходит фазовый переход из орторомбической в моноклинную структуру, сопровождающийся небольшими искажениями углов связей (менее  $1,5^\circ$ , по данным [33]). Аналогичный структурный переход для состава  $\text{CeCu}_{5,9}\text{Au}_{0,1}$  в ККТ наблюдается при  $T_S \approx 70$  К [15,34]. Для сравнения в табл. 1 наряду с данными, полученными в настоящей работе, представлены также результаты структурных исследований [33].

Таблица 1. Параметры кристаллической структуры соединений  $\text{CeCu}_{6-x}\text{Au}_x$

$x$	$a, \text{ \AA}$	$b, \text{ \AA}$	$c, \text{ \AA}$	$V, \text{ \AA}^3$ $\beta, \text{ град}$
0 (орторомбическая)	8,108(3)	5,103(5)	10,163(5)	420,51(50)
0,1 (орторомбическая)	8,109(3)	5,102(2)	10,162(2)	420,41(40)
0,2 (орторомбическая)	8,115(2)	5,092(2)	10,177(2)	420,47(39)
0 (орторомбическая) [33]	8,109	5,105	10,159	420,55
0 (моноклинная) [33]	5,080	10,121	8,067	$\beta = 91,36^\circ$

Для состава  $\text{CeCu}_{5,9}\text{Au}_{0,1}$ , соответствующего ККТ, в работе была измерена температурная зависимость магнитной восприимчивости  $\chi(T)$  в магнитном поле  $H = 1,06$  кЭ, отвечающем области линейности на полевых зависимостях намагниченности. Измерения вос-

приимчивости проводились на СКВИД-магнитометре оригинальной конструкции [35].

### 3. Экспериментальные результаты

Результаты измерений удельного сопротивления исследуемых образцов нескольких составов приведены на рис. 2. Как видно из данных рис. 2, в области низких температур на кривых удельного сопротивления наблюдается максимум  $\rho(T)$  при  $T_{\text{max}}^P \approx 12,5; 11$  и  $5,5$  К для составов с  $x = 0; 0,1$  и  $0,2$  соответственно. На вставке к рис. 2 показана также зависимость  $T_{\text{max}}^P(x)$  для всех исследованных в работе твердых растворов  $\text{CeCu}_{6-x}\text{Au}_x$  ( $x \leq 0,3$ ). В рамках традиционно используемого подхода в модели кондо-решетки в соединениях с тяжелыми фермионами значение  $T_{\text{max}}^P$  должно соответствовать температуре Кондо  $T_K$ . Однако из данных рис. 2 следует, что величина  $T_{\text{max}}^P$  для составов с  $x \leq 0,1$  значительно превышает  $T_K \approx 5-6$  К, оцененную различными методами для  $\text{CeCu}_6$  и  $\text{CeCu}_{5,9}\text{Au}_{0,1}$  в [33,36,37]. Указанная проблема несоответствия  $T_{\text{max}}^P$  и  $T_K$  обычно объясняется в литературе интерференцией вкладов нескольких каналов рассеяния, причем значительное смещение максимума на кривых  $\rho(T)$  в область высоких температур относительно  $T_K$  связывается с присутствием, наряду с квазиупругим кондовским рассеянием носителей заряда на ЛММ ионов  $\text{Ce}^{3+}$ , вклада неупругого рассеяния с переходом между основным и первым возбужденным дублетом  $^2F_{5/2}$ -состояния Се. В то же время, учитывая полученное в экспериментах по неупругому рассеянию нейтронов в  $\text{CeCu}_6$  значение расщепления  $\Delta_{\text{CF}1} \sim 7$  мэВ [38], подобное объяснение представляется малоубедительным. Более того, в рамках модели кондо-решетки не получает интерпретации изменение положения максимума на кривых удельного сопротивления с ростом поля. Как видно из данных рис. 2, для всех исследуемых соединений  $\text{CeCu}_{6-x}\text{Au}_x$  низкотемпературный максимум при  $T_{\text{max}}^P$  на кривых  $\rho(T)$  в поле  $H \sim H_K = k_B T_K / \mu_B \approx 70$  кЭ, отвечающем полному подавлению кондовского рассеяния, не размывается, а, напротив, становится более отчетливым, смещаясь в область температур  $T_{\text{max}}^P \approx 15-20$  К  $\gg T_K$ . Вследствие этого для всех составов системы  $\text{CeCu}_{6-x}\text{Au}_x$  в сильных магнитных полях при низких температурах наблюдается эффект отрицательного магнитосопротивления значительной амплитуды.

Результаты измерений угловых зависимостей холловского сопротивления соединений  $\text{CeCu}_6$ ,  $\text{CeCu}_{5,8}\text{Au}_{0,2}$  и  $\text{CeCu}_{5,9}\text{Au}_{0,1}$  для нескольких значений температуры в интервале  $1,8-300$  К в магнитном поле  $H_0 \approx 3,7$  кЭ представлены на рис. 3. Для твердых растворов  $\text{CeCu}_{6-x}\text{Au}_x$  в области составов  $x \leq 0,3$ , которые в указанном интервале температур являются парамагнетиками, при вращении образца в однородном

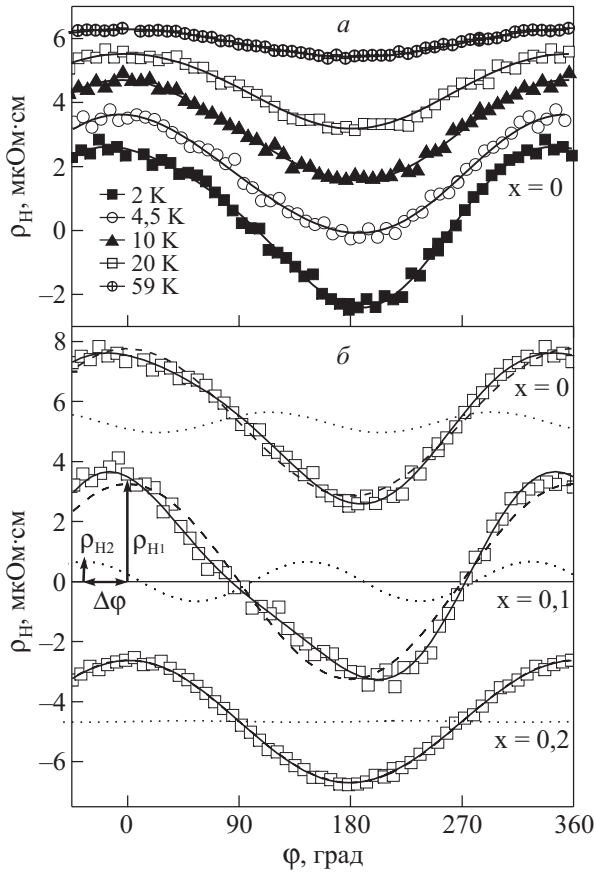


Рис. 3. а — Угловые зависимости холловского сопротивления  $\rho_H(\varphi, T_0)$  соединения  $\text{SeCu}_6$ , измеренные в магнитном поле  $H = 3,7$  кЭ при разных температурах. б — Разделение вкладов в  $\rho_H(\varphi, H_0 = 3,7$  кЭ,  $T_0 = 2$  К) для  $\text{SeCu}_{6-x}\text{Au}_x$  ( $x = 0; 0,1; 0,2$ ) в рамках соотношения (3) (см. текст);  $\rho_H^{\text{exp}}$  — экспериментальные данные,  $\rho_{H1}$  — основной вклад,  $\rho_{H2}$  — вклад четной гармоники,  $\Delta\varphi$  — фазовый сдвиг между компонентами.

магнитном поле, очевидно, следует ожидать гармонической угловой зависимости холловского сопротивления вида  $\rho_H \sim \rho_{H1} \cos \varphi$ , обусловленной соответствующим изменением амплитуды скалярного произведения  $(\mathbf{n} \cdot \mathbf{H})$  ( $\mathbf{n}$  — нормаль к поверхности образца, см. вставку на рис. 1) [29]. Действительно, косинусоидальные зависимости  $\rho_H \sim \rho_{H1} \cos \varphi$  для состава  $\text{SeCu}_{5,8}\text{Au}_{0,2}$  зарегистрированы нами во всем температурном диапазоне, в то время как для соединений  $\text{SeCu}_6$  и  $\text{SeCu}_{5,9}\text{Au}_{0,1}$  дополнительно к основной составляющей  $\rho_H \sim \rho_{H1} \cos \varphi$  при низких температурах был обнаружен аномальный четный вклад  $\rho_H \sim \rho_{H2} \cos 2\varphi$  (рис. 3,б). Необходимо подчеркнуть, что с вышеуказанной дополнительной компонентой  $\rho_{H2}$  в холловском сигнале соединения в ККТ  $\text{SeCu}_{5,9}\text{Au}_{0,1}$  оказываются связанными значительные изменения в расположении экстремумов на экспериментальных кривых угловых зависимостей  $\rho_H^{\text{exp}}(\varphi)$  при гелиевых температурах (см., например, кривую

для  $x = 0,1$  на рис. 3,б). В такой ситуации традиционная методика, применявшаяся ранее авторами [26–28] для исследования эффекта Холла в  $\text{SeCu}_{6-x}\text{Au}_x$  и базирующаяся на измерениях сигнала при двух значениях угла  $\varphi = 0^\circ$  и  $180^\circ$  между векторами  $\mathbf{n}$  и  $\mathbf{H}$ , может приводить к неправильной оценке коэффициента Холла для составов в окрестности квантовой критической точки уже при небольшой погрешности в определении положения образца в магнитном поле. Действительно, как видно из данных рис. 3,б, применение традиционного подхода к расчету холловского сопротивления, использующего полуразность  $[\rho_H(\varphi = 0) - \rho_H(\varphi = 180^\circ)]/2$ , в отмеченном выше случае может дать заметную методическую погрешность уже в достаточно малых полях  $H \approx 3,7$  кЭ.

Наиболее значительное изменение характера угловых зависимостей холловского сопротивления исследуемых соединений для составов вблизи ККТ происходит с ростом магнитного поля. В качестве примера на рис. 4 для состава  $\text{SeCu}_{5,9}\text{Au}_{0,1}$  показано семейство угловых зависимостей холловского сопротивления, полученное при измерениях в магнитных полях 20, 40

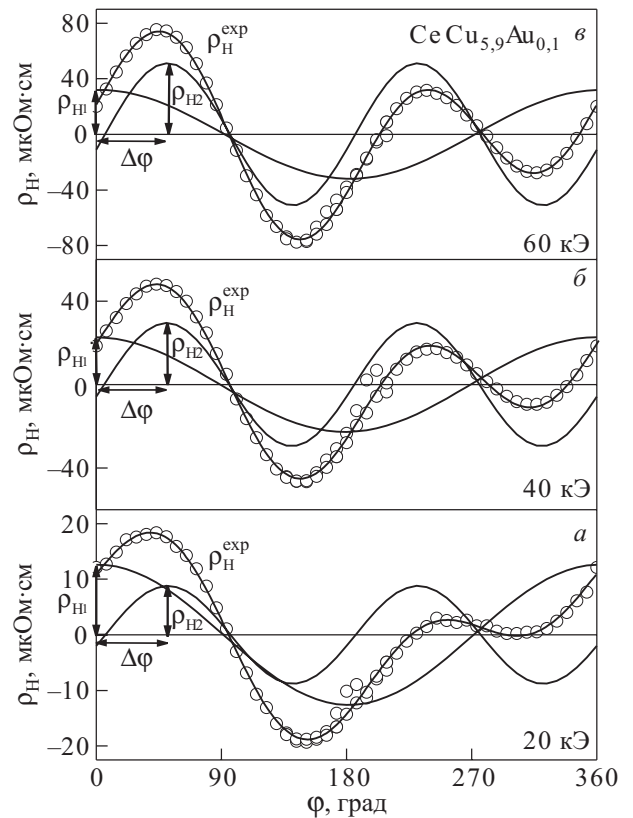


Рис. 4. Угловые зависимости холловского сопротивления соединения  $\text{SeCu}_{5,9}\text{Au}_{0,1}$  при  $T_0 = 4,3$  К в магнитных полях  $H_0 = 20$  (а), 40 (б) и 60 (в) кЭ и разделение вкладов в рамках соотношения (3) (см. текст);  $\rho_H^{\text{exp}}$  — экспериментальные данные,  $\rho_{H1}$  — основной вклад,  $\rho_{H2}$  — вклад четной гармоники,  $\Delta\varphi$  — фазовый сдвиг между компонентами.

и 60 кЭ при гелиевой температуре. Еще раз подчеркнем, что в сильных магнитных полях  $H > 10$  кЭ возрастание амплитуды сигнала второй гармоники до значений, сравнимых с основной нечетной компонентой в эффекте Холла в квантовой критической точке  $\text{CeCu}_{5,9}\text{Au}_{0,1}$ , обуславливает достаточно высокие требования к юстировке положения образца ( $\mathbf{n} \parallel \mathbf{H}$  с точностью не хуже  $2\text{--}3^\circ$ ), в противном случае приводя к появлению значительной погрешности при использовании традиционной методики холловских измерений в интервале температур  $T < 20$  К.

#### 4. Обсуждение результатов

##### 4.1. Разделение вкладов в эффект Холла

Переходя к обсуждению результатов измерений эффекта Холла в системе  $\text{CeCu}_{6-x}\text{Au}_x$ , заметим, что поле Холла  $E_H$  (см., например, [39]) принято определять как перпендикулярное току электрическое поле, возникающее при прохождении тока через металл в магнитном поле и меняющее знак при изменении знака магнитного поля:

$$E_H = \frac{1}{2} [E_y(\mathbf{H}) - E_y(-\mathbf{H})]. \quad (1)$$

При таком определении четные степени  $\mathbf{H}$  естественно выпадают [39]. Однако существуют случаи, когда основной член в асимптотике холловского сопротивления  $\rho_{xy}(H) = E_y(H)/j$  ( $j$  — плотность тока) оказывается квадратично зависящим от магнитного поля:  $\rho_{xy}(H) \sim (H/H_0)^2$  [39]. Среди примеров подобного поведения в работе [39] приведен случай двух пересекающихся зон с равными концентрациями носителей  $n_1 = n_2 = n$  и квадратичным анизотропным законом дисперсии. Существенным отличием этого случая является присутствие квадратичных по  $H$  членов в выражении

$$E_y(H) = (AH^2 + BH)j. \quad (2)$$

Как следует из [39], поле Холла (1) в этом случае «уже не характеризуется основным членом в асимптотике электрического поля, перпендикулярного току». При этом коэффициент Холла  $R_H = E_H/Hj$  не имеет простого физического смысла [39].

Четный эффект Холла неоднократно наблюдался ранее, в частности при исследованиях галлия [40]. Другие примеры экспериментального наблюдения поперечного четного эффекта Холла и его теоретическое обоснование представлены в обзоре Хурда [41]. Несколько подобных примеров четного эффекта Холла может быть приведено и применительно к исследованиям нормального состояния высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП), где наряду с кристаллической анизотропией происхождения четного эффек-

та Холла обычно связывают с возникновением страйпов на поверхности и в слоях ВТСП [42]. Для соединения с зарядовыми и спиновыми флуктуациями  $\text{SmV}_6$  (ОЦК структура) анизотропия поперечного магнитосопротивления была надежно установлена авторами [43]. Аномальная четная компонента холловского сопротивления была обнаружена в [29] в парамагнитной и магнитоупорядоченной фазах на поликристаллических образцах соединения с тяжелыми фермионами  $\text{CeAl}_2$  с ГЦК структурой фазы Лавеса. Аналогично в [44] было показано, что одному из режимов транспорта носителей заряда в моносилциде железа  $\text{FeSi}$  также отвечает возникновение четного вклада в эффект Холла. Для соединения  $\text{CeV}_6$  с сильными электронными корреляциями (ОЦК структура) в [30] четная компонента в эффекте Холла была обнаружена в так называемой антиферроквадрупольной фазе гексаборида церия. Аномальный эффект Холла, связанный с возникновением вкладов четных гармоник на угловой зависимости холловского сопротивления, недавно установлен при измерениях монокристаллических образцов додекаборидов эрбия [45] и гольмия [46] (ГЦК структура). Таким образом, как показано в [29,30,42–46] для поликристаллических образцов и кристаллов с кубической симметрией, возникновение электронного фазового расслоения может приводить к появлению дополнительных, четных по магнитному полю, вкладов в холловское сопротивление.

Угловые зависимости холловского сопротивления  $\rho_H(\varphi, T_0, H_0)$  твердых растворов  $\text{CeCu}_{6-x}\text{Au}_x$ , измеренные для составов  $x \leq 0,3$  (см., например, рис. 3, 4), анализировались нами в представлении

$$\rho_H(\varphi, T_0, H_0) = \rho_{H0} + \rho_{H1} \cos \varphi + \rho_{H2} \cos(2\varphi - \Delta\varphi), \quad (3)$$

в котором в дополнение к основному вкладу  $\rho_{H1}$  и постоянному смещению  $\rho_{H0}$  присутствует также вклад второй, четной по магнитному полю, гармоники  $\rho_{H2}$ , который учитывается с фазовым сдвигом  $\Delta\varphi$  относительно основного сигнала. Пример разделения вкладов в рамках соотношения (3) представлен на рис. 3,б, где компоненты с амплитудами  $\rho_{H1}$  и  $\rho_{H2}$  показаны вместе с экспериментальными кривыми  $\rho_H^{\text{exp}}(\varphi, T_0, H_0 \approx 3,7 \text{ кЭ})$ . Аналогично на рис. 4 для соединения  $\text{CeCu}_{5,9}\text{Au}_{0,1}$  показаны результаты разделения вкладов в  $\rho_H(\varphi, T_0, H_0)$  при гелиевой температуре в магнитных полях  $H_0 = 20, 40$  и  $60$  кЭ. Видно, что соотношение (3) хорошо описывает экспериментальные данные (см., например, сплошные линии на рис. 3,б и 4) во всем температурном диапазоне  $1,8\text{--}300$  К в магнитном поле до  $70$  кЭ и позволяет определить амплитудные значения  $\rho_{H1}(T_0, H_0)$  и  $\rho_{H2}(T_0, H_0)$  и фазовый сдвиг  $\Delta\varphi$  между основной и второй гармониками в холловском сигнале.

На рис. 5 представлены полевые зависимости  $\rho_{H1}(T_0, H)$  и  $\rho_{H2}(T_0, H)$ , найденные для нескольких значений температуры в интервале 2–10 К для ККТ  $\text{CeCu}_{5,9}\text{Au}_{0,1}$ . Видно, что четный по магнитному полю вклад  $\rho_{H2}(T_0, H)$ , в отличие от линейно возрастающей компоненты  $\rho_{H1}(T_0, H)$ , характеризуется близкой к квадратичной зависимостью от магнитного поля. С понижением температуры в окрестности гелиевой (см. кривые для  $T = 4,3$  К) на кривых  $\rho_{H1}(T_0, H)$  и  $\rho_{H2}(T_0, H)$  появляется тенденция к насыщению. Следует подчеркнуть, что амплитуды вкладов в  $\rho_H(T_0, H)$  уже в интервале  $T \leq 7$  К оказываются сравнимыми по абсолютной величине, тогда как при гелиевых температурах четная по магнитному полю компонента  $\rho_H(T_0, H)$  становится доминирующей в сильных магнитных полях  $H > 30$  кЭ.

Полученные значения амплитуды вкладов в холловское сопротивление  $\rho_{H1}(T_0, H)$  и  $\rho_{H2}(T_0, H)$  использовались далее для построения температурных и полевых зависимостей коэффициентов Холла  $R_{H1}(T_0, H) = \rho_{H1}(T_0, H)/H$  и  $R_{H2}(T_0, H) = \rho_{H2}(T_0, H)/H$  для твердых растворов  $\text{CeCu}_{6-x}\text{Au}_x$  во всем диапазоне исследованных составов  $x \leq 0,3$ . Подчеркнем, что сопоставление результатов исследований [26] (кривая 2

на рис. 1) с данными, измеренными в полях  $H = 3,7$  и  $30$  кЭ на поликристаллических образцах  $\text{CeCu}_{5,9}\text{Au}_{0,1}$  (рис. 1, кривые 4 и 5), приводит к выводу о хорошем количественном соответствии зависимостей  $R_H(T)$ , полученных на монокристаллах для ориентации векторов  $\mathbf{I} \parallel [001]$  и  $\mathbf{H} \parallel [010]$  и на поликристаллических образцах в интервале температур 12–70 К. При этом ниже температуры структурного фазового перехода при  $T_S \approx 70$  К наблюдается хорошее совпадение зависимостей  $R_H(T)$ , полученных на монокристаллах  $\text{CeCu}_{5,9}\text{Au}_{0,1}$  для ориентации векторов  $\mathbf{I} \parallel [001]$  и  $\mathbf{H} \parallel [010]$  и на поликристаллических образцах (см. рис. 1, кривые 2 и 4 соответственно), что также свидетельствует о корректности предложенной процедуры разделения вкладов в угловые зависимости холловского сопротивления твердых растворов  $\text{CeCu}_{6-x}\text{Au}_x$ .

На вставке к рис. 5 показаны полевые зависимости коэффициентов Холла  $R_{H1}(H, T_0 = 2 \text{ К}) \equiv R_H$  и  $R_{H2}(H, T_0 = 2 \text{ К})$  для состава  $x = 0,1$ , отвечающего ККТ. Отметим, что при температурах ниже 7 К нечетная компонента  $R_H(T_0, H, x = 0,1)$  заметно подавляется в сильных магнитных полях, причем полевая зависимость коэффициента Холла оказывается подобной наблюдавшейся ранее в [29] для соединения с тяжелыми фермионами  $\text{CeAl}_2$ . Подчеркнем также, что для доминирующей при гелиевых температурах четной компоненты  $R_{H2}(T_0, H, x = 0,1)$  в сильных магнитных полях  $\sim 50\text{--}60$  кЭ наблюдается максимум сигнала с последующим уменьшением регистрируемых значений вблизи верхней границы используемого в работе интервала полей  $H \leq 70$  кЭ (вставка к рис. 5).

#### 4.2. Анализ составляющих в эффекте Холла в слабых магнитных полях

Проведем сравнительный анализ температурных зависимостей вклада  $R_H$  и аномальной четной  $R_{H2}$  составляющей в эффекте Холла в малых магнитных полях  $H < 5$  кЭ для различных составов  $x \leq 0,3$ . Особое внимание уделено обсуждению зависимостей  $R_H(T, H_0, x)$  и  $R_{H2}(T, H_0, x)$  для соединения с тяжелыми фермионами  $\text{CeCu}_6$  ( $x = 0$ ) и системы с квантовым критическим поведением  $\text{CeCu}_{5,9}\text{Au}_{0,1}$  ( $x = 0,1$ ). Для ТФ соединения  $\text{CeCu}_6$  выполним оценки параметров (энергия связи, эффективная масса, радиус локализации) многочастичных состояний. Изменение обнаруженных вкладов в эффект Холла в ряду соединений  $\text{CeCu}_{6-x}\text{Au}_x$  с ростом  $x$  при прохождении ККТ, а также с увеличением напряженности внешнего магнитного поля сопоставим с предсказаниями различных сценариев квантового критического поведения в соединениях на основе переходных и редкоземельных элементов.

Температурные зависимости нечетной компоненты  $R_H(T, H < 5 \text{ кЭ})$  положительного знака в эффекте Хол-

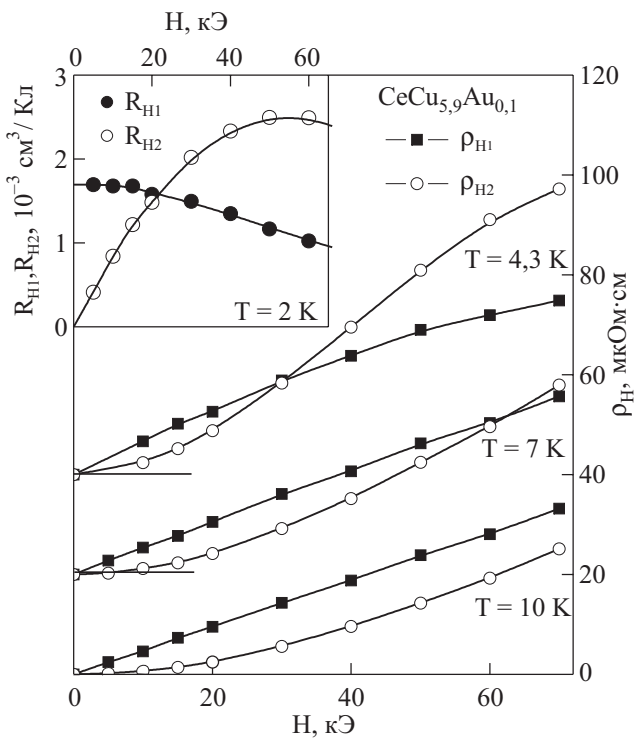


Рис. 5. Полевые зависимости вкладов  $\rho_{H1}$  и  $\rho_{H2}$  (см. текст) для соединения  $\text{CeCu}_{5,9}\text{Au}_{0,1}$  в интервале температур 4,3–10 К (кривые для 4,3 и 7 К смещены на 20 и 40 мкОм·см соответственно). На вставке представлены полевые зависимости коэффициента Холла  $R_H(H, T_0) \equiv R_{H1}(T, H_0)$  и аномального четного вклада  $R_{H2}(H, T_0)$  в эффект Холла (см. текст) для соединения  $\text{CeCu}_{5,9}\text{Au}_{0,1}$  при  $T = 2$  К.

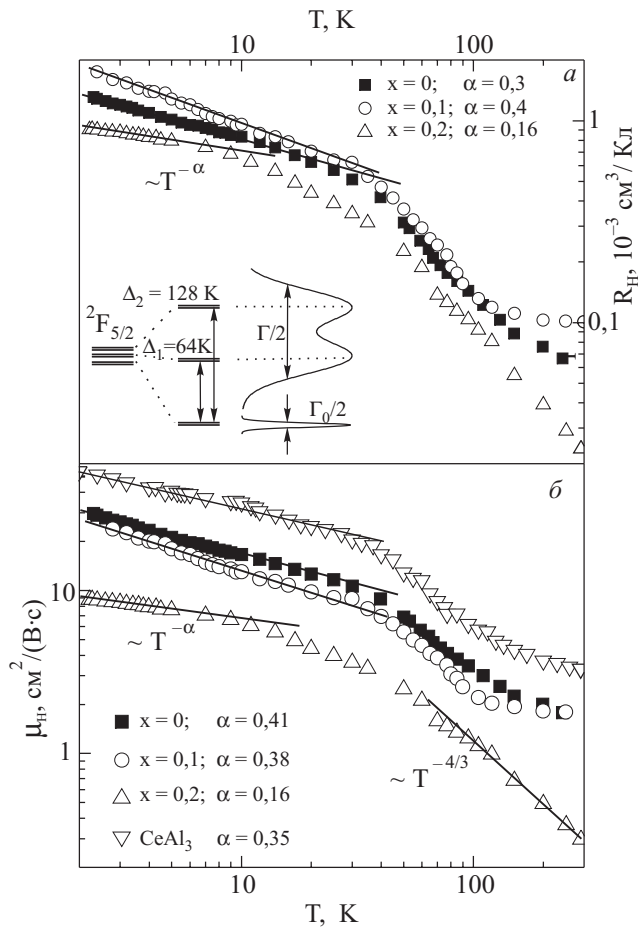


Рис. 6. Температурные зависимости коэффициента Холла  $R_H(T, H_0)$  (а) и холловской подвижности  $\mu_H(T) = R_H(T)/\rho(T)$  (б) соединений  $\text{CeCu}_{6-x}\text{Au}_x$  ( $x = 0; 0,1; 0,2$ ) и  $\text{CeAl}_3$  в двойных логарифмических координатах. Линейным участкам соответствует степенное поведение вида  $\mu_H(T) \sim T^{-\alpha}$ . На вставке показана схема расщепления в кристаллическом поле  $^2F_{5/2}$ -состояния церия для  $\text{CeCu}_6$  (по данным [37,38]).

ла в твердых растворах  $\text{CeCu}_{6-x}\text{Au}_x$  для составов  $x \leq 0,3$  различаются не только по абсолютной величине, но и по характеру аналитической зависимости (рис. 6,а). Действительно, кривая  $R_H(T)$  для  $\text{CeCu}_6$  в отличие от твердых растворов  $\text{CeCu}_{6-x}\text{Au}_x$  с  $x \geq 0,05$  в температурных интервалах 50–300 К (I) и 3–10 К (II) может быть с достаточной точностью аппроксимирована зависимостью активационного типа

$$R_H(T) \sim \exp(E_{a1,2}/k_B T) \quad (4)$$

(см. рис. 7), успешно применявшейся ранее для описания поведения коэффициента Холла в различных системах с тяжелыми фермионами ( $\text{CeAl}_2$  [29],  $\text{CeV}_6$  [30] и  $\text{CeAl}_3$  [31]). Оценки значений энергии активации  $E_{a1}/k_B \approx (110 \pm 8)$  К и  $E_{a2}/k_B \approx (1,5 \pm 0,1)$  К для  $\text{CeCu}_6$  в интервалах I и II соответственно получены нами из представления экспериментальных данных в обратных логарифмических координатах. Для сравнения

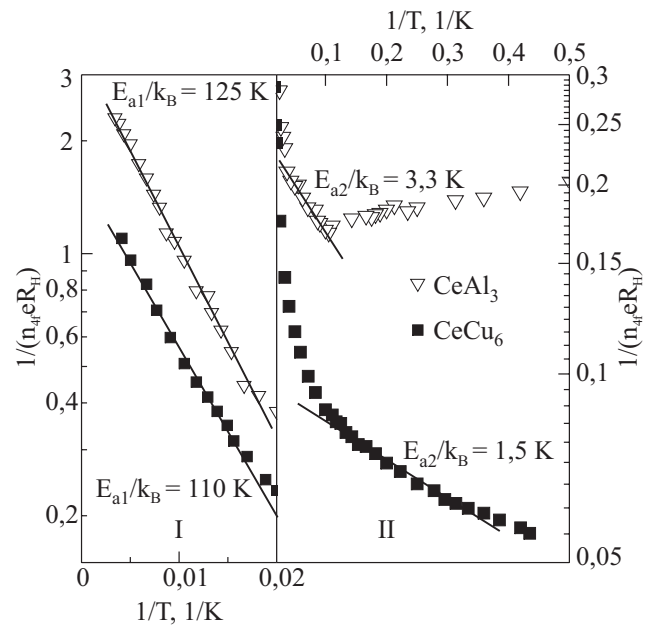


Рис. 7. Температурные зависимости приведенной на Се-центр концентрации носителей  $1/(n_{4f} e R_H)$  для соединений  $\text{CeAl}_3$  и  $\text{CeCu}_6$  в обратных логарифмических координатах в интервалах 50–300 К (I) и 3–10 К (II) (см. текст);  $n_{4f}(\text{CeAl}_3) = 6,9 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$ ,  $n_{4f}(\text{CeCu}_6) = 9,5 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$ .

данные измерений коэффициента Холла двух классических систем с тяжелыми фермионами  $\text{CeCu}_6$  и  $\text{CeAl}_3$  показаны на рис. 7 в активационных координатах для приведенной холловской концентрации носителей заряда:  $\lg(n_e/n_{4f}) = \lg(n_{4f} e R_H)^{-1} = f(1/T)$ , где  $n_{4f}(\text{CeCu}_6) = 9,5 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$  и  $n_{4f}(\text{CeAl}_3) = 6,9 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$ .

Как отмечалось ранее в [29–31] применительно к другим интерметаллидам на основе Се, активационное поведение  $R_H(T)$ , наблюдаемое в интервалах I и II в  $\text{CeCu}_6$ , представляется весьма необычным для систем с металлическим характером проводимости и не находит объяснения в рамках моделей кондо-решетки и асимметричного рассеяния (skew-scattering) носителей заряда [47,48]. Действительно, в подходе, использованном в [47,48], резонансное рассеяние с переворотом спина электронов проводимости на ЛММ редкоземельных ионов рассматривается как основной фактор, определяющий особенности низкотемпературного зарядового транспорта. В результате, согласно выводам [47,48], как аномальный положительный эффект Холла в соединениях с тяжелыми фермионами на основе Се, так и низкотемпературные аномалии удельного сопротивления (см., например, рис. 2) представляются исключительно эффектами, обусловленными особенностями рассеяния носителей заряда.

Для сравнения результатов настоящего исследования с прогнозами моделей асимметричного рассеяния [47,48] по данным резистивных и холловских измерений (рис. 2 и 6,а) была найдена подвижность



носителей заряда  $\mu_H(T) = R_H(T)/\rho(T)$ . Семейство температурных зависимостей подвижности  $\mu_H(T)$ , полученных для интерметаллидов системы  $\text{CeCu}_{6-x}\text{Au}_x$  и, для сравнения, для ТФ соединения  $\text{CeAl}_3$ , представлено на рис. 6,б. Достаточно низкие значения  $\mu_H(T) \leq 50 \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$  являются типичными для систем с быстрыми зарядовыми/спиновыми флуктуациями электронной плотности. При этом на основании представленных в двойных логарифмических координатах данных  $\mu_H(T)$  (рис. 6,б) можно сделать вывод о близком к степенному характере изменения подвижности

$$\mu_H(T) \sim T^{-\alpha} \quad (5)$$

с показателем степени  $\alpha < 0,41$ . Подчеркнем, что для холловской подвижности значения показателя степени в (5) оказываются максимальными для соединения  $\text{CeCu}_{5,9}\text{Au}_{0,1}$  в ККТ ( $\alpha = 0,41$ , см. рис. 6,б). Для соединений с антиферромагнитной стороны ККТ ( $x \geq 0,2$ ) в области промежуточных температур 50–300 К обнаружена степенная асимптотика подвижности (5) с показателем  $\alpha \approx 4/3$  (рис. 6,б), тогда как при низких температурах точность аппроксимации кривых  $\mu_H(T)$  соотношением (5) заметно снижается. Анализируя данные рис. 6,б, следует подчеркнуть, что в интерметаллидах  $\text{CeCu}_{6-x}\text{Au}_x$  и  $\text{CeAl}_3$  юри-вейссовский тип поведения холловской подвижности  $\mu_H^{-1}(T) \sim (T - \Theta_p)$  ( $\Theta_p$  — парамагнитная температура Кюри), предсказанный в модели асимметричного рассеяния [47,48], нами не наблюдался.

С точки зрения спин-поляронного подхода, альтернативного модели асимметричного рассеяния, параметры  $E_{a1,2}$ , найденные для  $\text{CeCu}_6$  из данных рис. 7 в рамках соотношения (4), по-видимому, как и в случае  $\text{CeAl}_2$  [29],  $\text{CeB}_6$  [30] и  $\text{CeAl}_3$  [31], следует рассматривать как энергии связи многочастичных состояний различных типов, формирующихся в окрестности 4*f*-центров Се (i) в условиях значительной заселенности возбужденных дублетов  $^2F_{5/2}$ -состояния Се (50–300 К, интервал I на рис. 7) и (ii) в режиме флуктуаций 4*f*-электронной плотности с переходами в зону проводимости только с основного дублета  $^2F_{5/2}$ -состояния (3–10 К, интервал II на рис. 7). В связи с этим на вставке к рис. 6,а по результатам исследований неупругого рассеяния нейтронов [38] представлена схема расщепления в кристаллическом поле  $^2F_{5/2}$ -состояния церия. Таким образом, следует предположить, что при промежуточных температурах 50–300 К в интервале I многочастичные состояния (тяжелые фермионы) в матрице  $\text{CeCu}_6$  в окрестности Се-центров формируются при участии неупругих процессов, причем быстрые спиновые/зарядовые флуктуации, обуславливающие спиновую поляризацию носителей заряда, происходят между основным и возбужденными дублетами 4*f*-полосы, с одной стороны, и состояниями

зоны проводимости, с другой. По данным [38] (см. также [49,50]), возбужденные дублеты  $^2F_{5/2}$ -состояния церия в  $\text{CeCu}_6$  оказываются значительно уширенными, формируя над основным дублетом полушириной  $\Gamma_0/2$  полосу возбужденных состояний полушириной  $\Gamma/2$  порядка величины расщепления  $\Gamma/2 \approx E_{a1}/k_B \approx 110 \text{ К} \sim \Delta_2 \approx 128 \text{ К}$  (см. схему на вставке к рис. 6,а).

Полученные в [38] данные о ширине квазиупругого пика  $\Gamma_0(T)/2 \approx 6 \text{ К}$  в спектрах рассеяния нейтронов в  $\text{CeCu}_6$  могут быть использованы для оценки времени релаксации

$$\tau_{\text{eff}}(T) = 2 \hbar / \Gamma_0(T) \quad (6)$$

и далее, в рамках соотношения Друде

$$m^*(T) = e \tau_{\text{eff}}(T) / \mu_H(T), \quad (7)$$

позволяют оценить величину и характер температурной зависимости эффективной массы носителей заряда. Найденные в используемом приближении значения  $m_1^*(T_0 = 77 \text{ К}) \approx 137 m_0$  и  $m_2^*(T_0 = 8 \text{ К}) \approx 145 m_0$  находятся в согласии с определенной ранее эффективной массой спин-поляронных и экситон-поляронных состояний в соединениях с сильными электронными корреляциями:  $\text{FeSi}$  ( $m^* \approx 20\text{--}90 m_0$  [44]),  $\text{SmB}_6$  ( $m^* \approx 20\text{--}40 m_0$  [51]),  $\text{CeAl}_2$  ( $m_{1,2}^* \approx 55\text{--}90 m_0$  [29]),  $\text{CeAl}_3$  ( $m_{1,2}^* \approx 45\text{--}90 m_0$  [31]) и  $\text{CeB}_6$  ( $m^* \approx 400 m_0$  [30]). С учетом известных параметров  $E_{a1,2}$  и  $m_{1,2}^*$ , используя соотношение

$$a_{p1,2}^* = \hbar (2E_{a1,2}m_{1,2}^*)^{1/2}, \quad (8)$$

представляется возможным также выполнить оценку радиуса локализации спин-поляронных состояний, которая для тяжелых фермионов в матрице  $\text{CeCu}_6$  в интервалах температур I и II приводит к значениям 1,7 и 14 Å соответственно. Следует подчеркнуть, что глубокой спин-поляронной «потенциальной яме» в окрестности  $\text{Ce}^{3+}$ -центров ( $E_{a1}/k_B \approx (110 \pm 10) \text{ К}$ , интервал I на рис. 7) отвечает малый радиус локализации  $a_{p1}^*$  (пространственный размер спин-поляризованных нанообластей  $a_{p1}^* \approx 1,7 \text{ Å} < b$ , где  $b$  — наименьшая постоянная решетки, см. табл. 1), тогда как при низких температурах наряду со значительным ростом пространственного размера  $a_{p2}^* \approx 14 \text{ Å} > a, b, c$  (см. табл. 1) уменьшается энергия связи многочастичных комплексов ( $E_{a2}/k_B \approx (1,5 \pm 0,1) \text{ К}$ , интервал II на рис. 7). Очевидно, что малый характерный пространственный размер  $a_{p1,2}^* \approx 1,7\text{--}15 \text{ Å}$  многочастичных состояний (тяжелых фермионов) в  $\text{CeCu}_6$  не находит объяснения в рамках модели кондо-решетки, где экранирование магнитного момента РЗ иона обеспечивается электронами проводимости на расстояниях, значительно превышающих размеры элементарной ячейки:  $a^* \gg a, b, c$ . Напротив, в рамках спин-поля-

ронного подхода естественно предположить, что столь малому значению  $a_{p1}^* \approx 1,7 \text{ \AA}$  отвечает «локальное подмагничивание»  $5d$ -состояний зоны проводимости, возникающее вследствие  $4f$ – $5d$  быстрых спиновых флуктуаций. С понижением температуры возрастание радиуса локализации многочастичных состояний, приводящее к их перекрытию, обуславливает переход к когерентному режиму рассеяния носителей, который сопровождается резким уменьшением удельного сопротивления, а в ряде редкоземельных интерметаллидов и коэффициента Холла (для  $\text{CeAl}_3$  см., например, [31]).

Проводя сопоставление поведения коэффициента Холла классических соединений с тяжелыми фермионами  $\text{CeCu}_6$  и  $\text{CeAl}_3$ , наряду с отмеченными общими чертами (см. рис. 7) следует выделить ряд характерных особенностей, отличающих эти соединения. В частности, для соединения  $\text{CeCu}_6$ , в отличие от  $\text{CeAl}_3$  [48], при низких температурах нами зарегистрировано появление небольшого добавочного четного вклада  $R_{H2}$  в холловский сигнал (см. рис. 3 и соотношение (3)). Кроме того, поведение  $R_H(T)$  для  $\text{CeCu}_6$  в интервале температур 2–12 К, наряду с экспоненциальной (4), может быть описано также степенной зависимостью

$$R_H(T) \sim T^{-\alpha} \quad (9)$$

с  $\alpha = 0,31 \pm 0,02$  (см. рис. 6,а). Подобное степенное поведение коэффициента Холла  $R_H(T)$  в широком диапазоне температур (1,8–30 К) было обнаружено нами для состава  $\text{CeCu}_{5,9}\text{Au}_{0,1}$  в квантовой критической точке с показателем  $\alpha = 0,41 \pm 0,02$  (рис. 6,а), для которого в отличие от  $\text{CeCu}_6$  нигде в интервале 1,8–300 К не зарегистрирована активационная зависимость  $R_H(T)$ . Необходимо отметить, что, несмотря на существенный разброс представленных в литературе результатов стандартных холловских измерений [26–28] (см., например, рис. 1), весьма схожее монотонное поведение  $R_H(T)$  наблюдалось авторами [26–28] на монокристаллических образцах соединения  $\text{CeCu}_{5,9}\text{Au}_{0,1}$  в интервале температур  $T < 30 \text{ К}$  для различных конфигураций тока и магнитного поля. На наш взгляд, уменьшение энергии связи многочастичных состояний до малых значений  $E_{a2}/k_B \approx 1,5 \text{ К}$  одновременно с увеличением их пространственного размера в пределах 1,7–14  $\text{ \AA}$  для соединения с тяжелыми фермионами  $\text{CeCu}_6$ , располагающегося в непосредственной окрестности ККТ, по-видимому, является причиной перехода от активационной асимптотики к степенной зависимости коэффициента Холла вблизи квантовой критической точки. Подчеркнем, что в интервале II (3–10 К) приведенный для  $\text{CeCu}_6$  анализ в рамках соотношений (4)–(8) носит оценочный характер.

Переходя к обсуждению концентрационных зависимостей транспортных параметров соединений  $\text{CeCu}_{6-x}\text{Au}_x$  в окрестности квантовой критической точки, отметим, что для составов с  $x \geq 0,2$  нами установлено заметное уменьшение коэффициента Холла  $R_H(T)$  (см., например, рис. 6,а, кривая для  $x = 0,2$ ), которое сопровождается полным подавлением вклада второй гармоники ( $R_{H2}(T) = 0$  уже при  $x = 0,2$ , см. рис. 3,б). Последний результат наглядно демонстрируется на рис. 8,а, где представлены температурные зависимости четной составляющей  $R_{H2}(T)$  для трех составов в окрестности ККТ, полученные по результатам измерений в магнитном поле  $H \approx 3,7 \text{ кЭ}$ . Как видно из данных рис. 6,а и 8,а, квантовая критическая точка при  $x \approx 0,1$  в сплавах  $\text{CeCu}_{6-x}\text{Au}_x$  оказывается выделенной, поскольку именно вблизи состава  $\text{CeCu}_{5,9}\text{Au}_{0,1}$  наблюдаются максимальные значения как основной  $R_H(T)$ , так и четной  $R_{H2}(T)$  компонент в эффекте Холла в ряду  $\text{CeCu}_{6-x}\text{Au}_x$  (см. также рис. 9,а и 9,б соответственно). Отметим, что амплитуда указанной аномалии параметров  $R_H(x)$  и  $R_{H2}(x)$  при  $x \approx 0,1$  значительно возрастает с понижением температуры (рис. 9), что, безусловно, свидетельствует в пользу

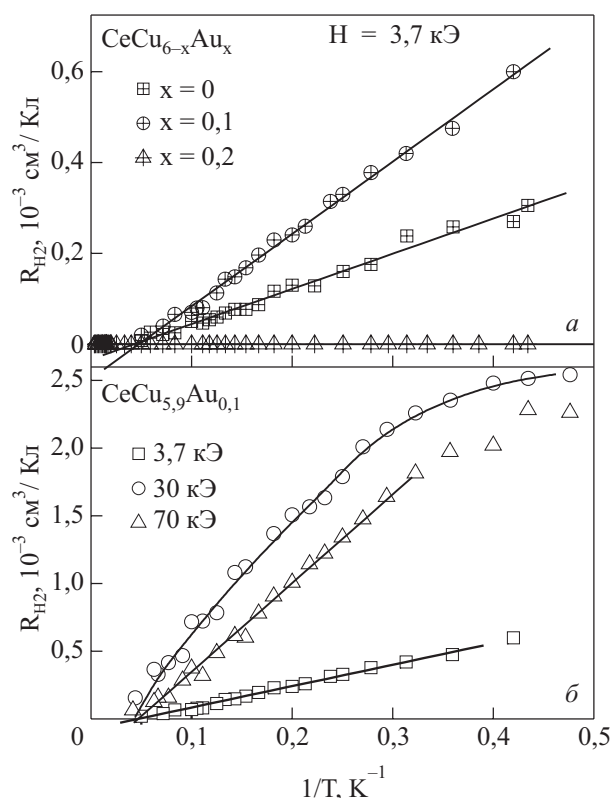


Рис. 8. Температурные зависимости аномального четного вклада в эффект Холла  $R_{H2}(H, T_0)$  для соединений  $\text{CeCu}_{6-x}\text{Au}_x$  (а) и  $\text{CeCu}_{5,9}\text{Au}_{0,1}$  в квантовой критической точке (б) в магнитных полях до 70 кЭ.

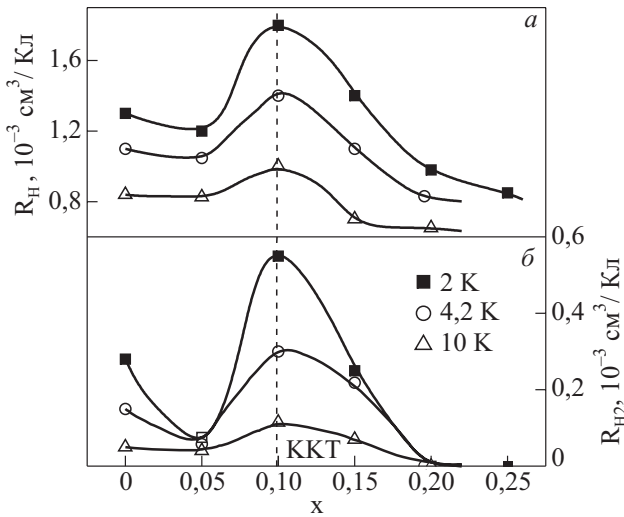


Рис. 9. Концентрационные зависимости коэффициента Холла  $R_H(H, T_0)$  (а) и аномального четного вклада  $R_{H2}(H, T_0)$  в эффект Холла (б) (см. текст) для соединений  $\text{CeCu}_{6-x}\text{Au}_x$  в широкой окрестности ККТ  $0 \leq x \leq 0,3$  при температурах в интервале 2–10 К в поле  $H = 3,7$  кЭ.

предложенной интерпретации эффекта в терминах квантового критического поведения.

Сравнивая характер особенности при  $x_c$  с предсказаниями различных сценариев прохождения квантовой критической точки [16–20], следует подчеркнуть, что изменение  $R_H(x)$  не является ступенчатым, скачкообразным, отвечающим возникновению резкого изменения коэффициента Холла при  $x = x_c$ , которое ожидается в случае распада композитных квазичастиц — тяжелых фермионов и связанного с этим резкого изменения объема поверхности Ферми (ПФ). В то же время наблюдаемая зависимость  $R_H(x)$  с отчетливым максимумом при  $x = x_c \approx 0,1$  не может быть описана и в терминах формирования волны спиновой плотности вдоль ряда направлений. Действительно, в соответствии с предсказаниями [16–20], обусловленная ВСП перестройка отдельных участков ПФ не должна приводить к возникновению немонотонной зависимости  $R_H(x)$  в ККТ. Отметим, что подобное возрастание амплитуды эффекта Холла непосредственно в ККТ наблюдалось ранее также в экспериментах [21] для системы с тяжелыми фермионами  $\text{YbRh}_2\text{Si}_2$  в окрестности  $x_c$  ( $H_c \approx 7$  кЭ) и, по-видимому, может рассматриваться как характеристика режима квантового критического поведения в системах с антиферромагнитной неустойчивостью.

Дополнительной характерной чертой режима квантового критического поведения в  $\text{CeCu}_{5,9}\text{Au}_{0,1}$  является степенная расходимость при низких температурах коэффициента Холла  $R_H(T) \sim T^{-0,4}$  (рис. 6,а). Сопоставление данных рис. 6,а с результатами измерений магнитной восприимчивости  $\chi(T)$ , выполненных

для состава  $\text{CeCu}_{5,9}\text{Au}_{0,1}$ , приводит к выводу о согласованном изменении параметров  $R_H(T) \sim \chi(T) \sim T^{-0,4}$  в интервале температур  $T < T^* = 24$  К (см. рис. 10). Подобное скоррелированное поведение коэффициента Холла и восприимчивости в парамагнитном состоянии металла обычно связывается с возникновением аномальной магнитной компоненты в эффекте Холла, пропорциональной намагниченности (см., например, [52–55]). С другой стороны, найденная в ККТ  $\text{CeCu}_{5,9}\text{Au}_{0,1}$  степенная асимптотика магнитной восприимчивости вида  $\chi(T) \sim T^{-\beta}$  является характерной чертой квантового критического поведения, причем в этом случае значения показателя  $\beta$  для систем с ККТ в окрестности антиферромагнитной неустойчивости обычно находятся в интервале 0,4–0,8 [8–11]. Вместе с тем остаются невыясненными причины возникновения анизотропного (квазидвумерного) характера спектра спиновых флуктуаций твердых растворов замещения  $\text{CeCu}_{6-x}\text{Au}_x$ , обнаруженного по результатам нейтронных исследований непосредственно в ККТ при  $x = 0,1$  [4,5], что требует проведения дополнительных исследований магнитных и транспортных свойств  $\text{CeCu}_{5,9}\text{Au}_{0,1}$  при гелиевых и промежуточных температурах.

Отличительной характеристикой квантового критического поведения в подобных системах, по-видимому, следует считать и обнаруженное нами впервые возникновение четного вклада  $R_{H2}(T)$  в эффект Холла (см. рис. 3–5, 8, 9), амплитуда которого оказывается

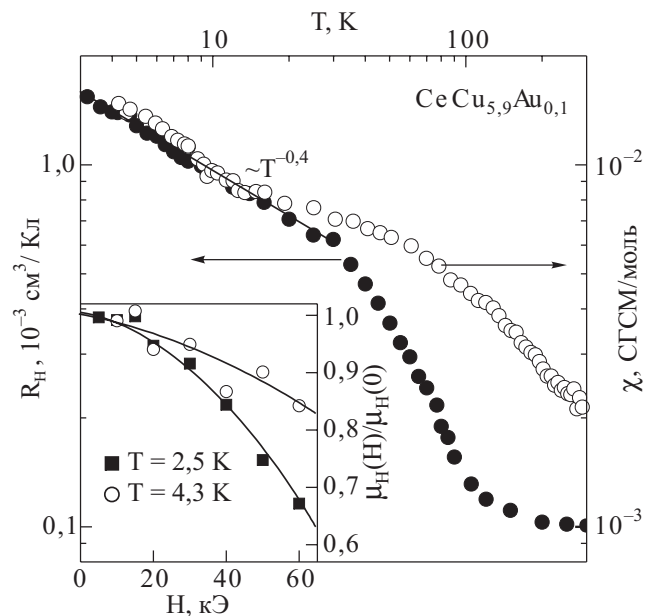


Рис. 10. Температурные зависимости коэффициента Холла  $R_H(H, T_0)$  и магнитной восприимчивости в слабых магнитных полях  $H < 5$  кЭ для соединения в ККТ  $\text{CeCu}_{5,9}\text{Au}_{0,1}$  в двойных логарифмических координатах. На вставке показано относительное изменение в магнитном поле холловской подвижности носителей заряда.

максимальной непосредственно в ККТ (рис. 9,б). Отметим, что для соединений ряда  $\text{CeCu}_{6-x}\text{Au}_x$  экспериментальные данные  $R_{H2}(T)$  (рис. 8,а) с хорошей точностью аппроксимируются гиперболической зависимостью вида

$$R_{H2}(T) \approx C \left( \frac{1}{T} - \frac{1}{T^*} \right) \quad (10)$$

с характерной температурой  $T^* \approx 24$  К. Полученное значение  $T^*$  оказывается общим для всех твердых растворов  $\text{CeCu}_{6-x}\text{Au}_x$  в интервале концентраций  $0 \leq x \leq 0,15$ , для которых надежно регистрируется четная компонента холловского сигнала. На наш взгляд, возникновение четной аномальной составляющей в эффекте Холла соединений  $\text{CeCu}_{6-x}\text{Au}_x$ , расходящейся с понижением температуры по гиперболическому закону (10), следует отнести к числу особенностей режима квантового критического поведения, наряду с логарифмической расходимостью электронной теплоемкости  $C(T) \sim \ln T$ , нефермижидкостным поведением удельного сопротивления  $\rho(T) \sim T$ , степенной асимптотикой магнитной восприимчивости  $\chi(T) \sim T^{-\beta}$  и др. [1–11].

Еще одна особенность системы в ККТ, обнаруженная в настоящем исследовании, — это характер изменения фазового сдвига  $\Delta\phi$  между составляющими в эффекте Холла (см. соотношение (3)). Для  $\text{CeCu}_{5,9}\text{Au}_{0,1}$  выполненный анализ позволяет установить заметный (~10%) рост  $\Delta\phi(T)$  с понижением тем-

пературы в интервале  $T < T^*$  (вставка на рис. 11), причем в диапазоне  $H \leq 70$  кЭ фазовый сдвиг оказывается не зависящим от внешнего магнитного поля.

#### 4.3. Изменение вкладов в эффект Холла $\text{CeCu}_{6-x}\text{Au}_x$ в сильных магнитных полях

Поскольку, согласно результатам, полученным в [56,57], режим квантового критического поведения в  $\text{CeCu}_{5,9}\text{Au}_{0,1}$  подавляется внешним магнитным полем  $H \geq 30$  кЭ, представляет интерес исследовать характер изменения температурных зависимостей коэффициентов Холла  $R_H(T)$  и  $R_{H2}(T)$  в сильных магнитных полях, а также провести сравнение полевых зависимостей указанных вкладов в эффект Холла для твердых растворов  $\text{CeCu}_{6-x}\text{Au}_x$  различных концентраций вблизи ККТ. Изменение с полем характера температурных зависимостей  $R_H(T)$  и  $R_{H2}(T)$  показано на рис. 11 и 8,б соответственно. С ростом магнитного поля в интервале  $H \geq 30$  кЭ при низких температурах наблюдается заметное уменьшение величины  $R_H(T)$  и, вследствие этого, степенная зависимость (9) перестает выполняться. Дальнейшее увеличение напряженности магнитного поля до 70 кЭ приводит к возникновению низкотемпературного максимума на кривой  $R_H(T)$  (см. рис. 11), причем указанная особенность, так же как и максимум на кривых удельного сопротивления (см. рис. 2), смещается вверх по шкале температур с ростом  $H$ .

Напротив, для четной компоненты  $R_{H2}(T)$  с ростом внешнего магнитного поля в диапазоне  $H < 30$  кЭ регистрируется близкий к линейному рост абсолютных значений, однако при температурах  $T < 3$  К на кривых  $R_{H2}(T)$  для  $H_0 \geq 30$  кЭ наблюдается тенденция к насыщению (вставка на рис. 5). В результате в сильных магнитных полях при низких температурах гиперболическая зависимость (10) также нарушается (рис. 8,б). Подчеркнем, что при низких температурах относительное уменьшение величины коэффициента Холла  $R_H(T)$  с ростом напряженности магнитного поля происходит существенно быстрее (вставка на рис. 5 и рис. 11), чем для удельного сопротивления (рис. 2). Значительные изменения  $R_H(H)$  для соединения в квантовой критической точке  $\text{CeCu}_{5,9}\text{Au}_{0,1}$  обуславливают заметное уменьшение подвижности носителей заряда (см. вставку на рис. 10) по сравнению с аналогичным эффектом, наблюдавшимся ранее в системах с тяжелыми фермионами  $\text{CeAl}_2$  [29] и  $\text{CeV}_6$  [30]. В то же время для всех указанных интерметаллидов на основе Се, как и для классического соединения с тяжелыми фермионами  $\text{CeAl}_3$  [31,32], уменьшение холловской подвижности с увеличением магнитного поля является общей тенденцией.

В заключение отметим ряд особенностей подавления внешним магнитным полем коэффициента Холла

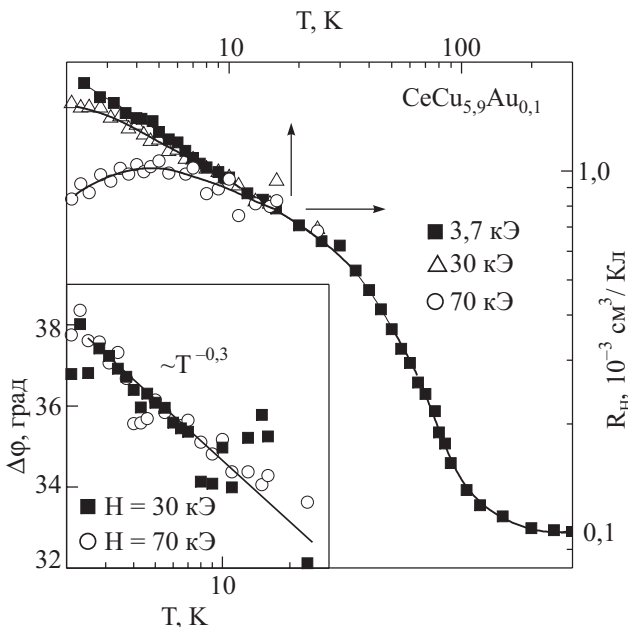


Рис. 11. Температурные зависимости коэффициента Холла  $R_H(H, T_0)$  в магнитных полях до 70 кЭ для соединения в ККТ  $\text{CeCu}_{5,9}\text{Au}_{0,1}$ . На вставке показаны температурные зависимости фазового сдвига  $\Delta\phi$  между компонентами холловского сопротивления (см. текст).

для соединений системы  $\text{CeCu}_{6-x}\text{Au}_x$  различных составов в широкой окрестности ККТ. Семейство полевых зависимостей  $R_H(H, T_0 = 2 \text{ К})$  для нескольких составов  $x$  вблизи ККТ представлено на рис. 12. Видно, что наряду с общей тенденцией к уменьшению  $R_H$  с ростом напряженности  $H$ , на кривых  $R_H(H)$  для составов с  $x \neq 0,1$  надежно регистрируются два участка уменьшения коэффициента Холла: при  $H < 20$  кЭ и  $H > 40$  кЭ (интервалы 1 и 3 на рис. 12). Напротив, в ККТ ( $x \approx 0,1$ ) во всем интервале изменения  $H \leq 80$  кЭ наблюдается монотонно уменьшающаяся зависимость  $R_H(H)$ . Поскольку режим квантового критического поведения разрушается внешним магнитным полем  $H > 30$  кЭ (см. [56,57] и рис. 10, 11), представляется естественным связать квантовую критическую компоненту в эффекте Холла  $\text{CeCu}_{6-x}\text{Au}_x$  с низкополевым вкладом в  $R_H(T, H)$  (область 1 на рис. 12). Указанный интервал магнитных полей хорошо согласуется с результатами предыдущих исследований теплоемкости  $C/T$  и дифференциальной магнитной восприимчивости  $dM/dH$  соединения с тяжелыми фермионами  $\text{CeCu}_6$  и твердого раствора в ККТ  $\text{CeCu}_{5,9}\text{Au}_{0,1}$  [13]. В частности, в [13] было показано, что возникающие при переходе к квантовому критическому режиму значительные различия в низкотемпературном поведении параметров  $C/T = f(H)$  и  $dM/dB = f(H)$  для составов с  $x = 0,1$  и 0 сохраняются в магнитных полях до 20 кЭ.

Сравнивая характер изменения  $R_H(H)$  в области  $H > 40$  кЭ для  $\text{CeCu}_{6-x}\text{Au}_x$  (область 3 на рис. 12) и классических соединений с тяжелыми фермионами  $\text{CeAl}_2$  (см., например, [29]),  $\text{CeAl}_3$  [58],  $\text{CeRu}_2\text{Si}_2$  [59] и др., наблюдаемое уменьшение коэффициента Холла

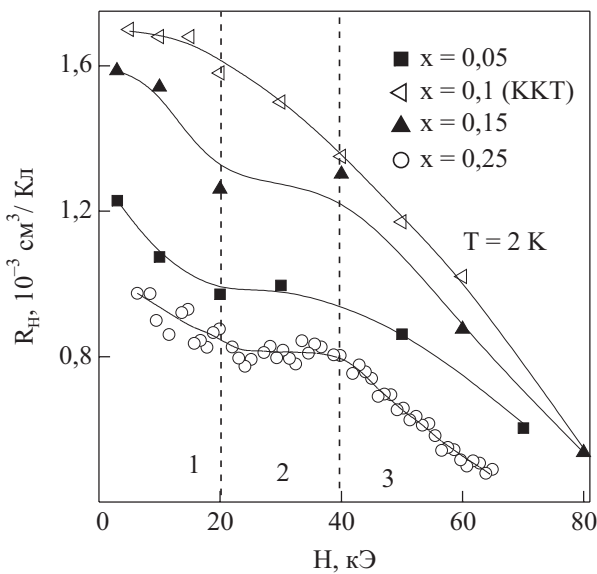


Рис. 12. Полевые зависимости коэффициента Холла  $R_H(H, T_0)$  для соединений ряда  $\text{CeCu}_{6-x}\text{Au}_x$  в интервале составов  $0 < x < 0,3$  при  $T = 2 \text{ К}$ .

в сильных магнитных полях  $H \sim H_c \approx k_B T_{sf} / \mu_B$  ( $T_{sf}$  — температура спиновых флуктуаций) следует связать с подавлением в магнитном поле спин-поляронных состояний в окрестности Се-центров. Отметим, что ранее на примере  $\text{CeV}_6$  было показано [30], что формирующиеся в когерентном режиме спиновых флуктуаций многочастичные состояния представляют собой ферромагнитные области наноразмера (ферроны, по терминологии авторов [60,61]) в  $5d$ -полосе вблизи Се-центров, создающие пучности волны спиновой плотности при переходе в магнитоупорядоченное состояние (в так называемой антиферроквадрольной фазе в  $\text{CeV}_6$ ). Для соединения в квантовой критической точке  $\text{CeCu}_{5,9}\text{Au}_{0,1}$ , располагающейся в области АФ неустойчивости, выполняется условие  $T_N = 0$ , и обусловленные фазовым переходом дальнедействующие корреляции обеспечивают возникновение связей между спин-поляронными состояниями в матрице исследуемых соединений. В таком случае, уменьшение параметров  $R_H$  (область 1 на рис. 12),  $C/T$  и  $dM/dH$  [13] в интервале  $H \leq 20$  кЭ, на наш взгляд, может быть интерпретировано в терминах разрушения в слабых полях связей между многочастичными комплексами в соединениях  $\text{CeCu}_{6-x}\text{Au}_x$ . По данным экспериментов по рассеянию нейтронов [4,5], непосредственно в ККТ при  $x = 0,1$  спектр спиновых флуктуаций твердых растворов  $\text{CeCu}_{6-x}\text{Au}_x$  становится двумерным, причем его особенности совпадают с магнитными рефлексами, регистрируемыми в АФ состоянии соединений  $\text{CeCu}_{5,8}\text{Au}_{0,2}$  и  $\text{CeCu}_{5,7}\text{Au}_{0,3}$ .

Следует подчеркнуть, что на основании детального анализа модели кондо-решетки в рамках обобщенного метода динамического среднего поля авторами [17,18] было показано, что для корректного описания поведения транспортных и термодинамических характеристик системы в окрестности квантовой критической точки необходимо, наряду с длинноволновыми, учитывать также локальные (нацентровые) спиновые флуктуации. Однако при этом в [17,18] не предлагается конкретный механизм, ответственный за возникновение локальных флуктуаций, поскольку авторы считают, что как локальные, так и длинноволновые флуктуации возникают непосредственно в ККТ. В отличие от модели кондо-решетки используемый нами спин-поляронный подход позволяет объяснить формирование тяжелофермионных состояний в матрице РЗ соединений с сильными электронными корреляциями в терминах квантовомеханических нацентровых флуктуаций электронной плотности, представляющих собой локальные  $4f-5d$  спиновые флуктуации, возникающие вследствие неустойчивости электронной конфигурации редкоземельного иона. В результате такие быстрые спиновые флуктуации приводят к перенормировке эффективной массы носителей заря-

да через образование спиновых поляронов в ТФ парамагнетиках (немагнитные интерметаллиды  $\text{CeCu}_6$ ,  $\text{CeAl}_3$  и др.), а также к возникновению в зоне проводимости в РЗ магнетиках с тяжелыми фермионами ферромагнитных областей наноразмера, участвующих в формировании сложного магнитоупорядоченного состояния (антиферромагнетики  $\text{CeAl}_2$ ,  $\text{CeV}_6$  и др.). В такой ситуации естественное объяснение получает не только происхождение локальных флуктуаций квантовомеханической природы, но и совокупность более сложных эффектов, наблюдаемых непосредственно в ККТ. Действительно, добавление в окрестности ККТ к локальным ( $4f-5d$ ) также длинноволновых флуктуаций, обусловленных развитием АФ неустойчивости вблизи  $T_N = 0$ , оказывается эквивалентным «включению взаимодействия» между спин-поляронными комплексами, приводя к возникновению структуры связанных ТФ состояний. Вследствие этого в ККТ резко меняется характер квазичастичных взаимодействий (нефермижидкостное поведение [8–11]), наблюдается понижение размерности спиновых флуктуаций [4,5], необычное  $\omega/T$  масштабирование динамической магнитной восприимчивости [4,16–18] и др. эффекты.

Возвращаясь к интерпретации результатов измерений эффекта Холла в соединениях  $\text{CeCu}_{6-x}\text{Au}_x$ , отметим, что аномалии концентрационных зависимостей  $R_H(x)$  (рис. 9,а) также получают адекватное объяснение в рамках «эффектов интерференции» локальных и длинноволновых спиновых флуктуаций, которые наблюдаются непосредственно вблизи квантовой критической точки. При этом, в отличие от описанных выше сценариев квантового критического поведения, в ККТ вместо предсказанного авторами [19] скачкообразного либо плавного изменения коэффициента Холла между двумя различными значениями, при прохождении ККТ  $x_c$  в ряду  $\text{CeCu}_{6-x}\text{Au}_x$  регистрируется резкий максимум  $R_H(x)$  в окрестности состава  $\text{CeCu}_{5,9}\text{Au}_{0,1}$  при сохранении, в целом, монотонного характера изменения  $R_H(x)$  вдали от  $x_c = 0,1$ . На наш взгляд, обнаруженная в работе четная составляющая в эффекте Холла, возрастающая до максимальной величины в окрестности ККТ  $x_c = 0,1$  (рис. 9,б), также обусловлена формированием структуры взаимодействующих между собой спин-поляронных состояний зонных носителей заряда. При этом возрастание напряженности внешнего магнитного поля приводит к магнитной поляризации многочастичных состояний и, как следствие, к возрастанию вклада четной компоненты в холловском сигнале. В то же время для окончательного ответа на вопрос о причинах и особенностях возникновения при низких температурах в слабых полях сравнительно небольших (~15–20%) изменений в  $R_H(H)$  требуется проведение дополнительных прецизионных измерений намагнитченности и эффекта Хол-

ла в твердых растворах  $\text{CeCu}_{6-x}\text{Au}_x$  в окрестности квантовой критической точки, а также исследований монокристаллических образцов состава с  $x = 0,1$ .

## 5. Заключение

Выполненные в работе детальные измерения эффекта Холла в твердых растворах замещения  $\text{CeCu}_{6-x}\text{Au}_x$  позволили разделить и классифицировать вклады в аномальный эффект Холла в этих соединениях с сильными электронными корреляциями. Для классической системы с тяжелыми фермионами  $\text{CeCu}_6$  в интервалах 50–300 и 3–10 К найдена активационная зависимость вида  $R_H(T) \sim \exp(E_{a1,2}/k_B T)$  с энергиями активации  $E_{a1}/k_B \approx 110$  К и  $E_{a2}/k_B \approx 1,5$  К соответственно, определены микроскопические параметры (эффективная масса и радиус локализации) многочастичных состояний. На угловых зависимостях холловского сопротивления соединения  $\text{CeCu}_6$ , а также твердых растворов  $\text{CeCu}_{6-x}\text{Au}_x$  составов  $0 < x \leq 0,15$  в окрестности квантовой критической точки наряду с нечетной компонентой  $\rho_1 \sim \rho_{H1} \cos \varphi$  в эффекте Холла в интервале температур  $T < T^* \sim 24$  К обнаружена аномальная четная составляющая вида  $\rho_2 \sim \rho_{H2} \cos(2\varphi)$ . В результате анализа вкладов в эффект Холла установлено, что особенностью квантового критического поведения вблизи ККТ в  $\text{CeCu}_{5,9}\text{Au}_{0,1}$  ( $x = 0,1$ ) является скоррелированное поведение коэффициента Холла  $R_H(T)$  и магнитной восприимчивости  $\chi(T)$  со степенными асимптотиками вида  $R_H(T) \sim \chi(T) \sim T^{-0,4}$  при  $T < T^* \sim 24$  К, сопровождающееся возникновением гиперболической расходимости аномальной четной компоненты  $R_{H2}(T) \approx C(1/T - 1/T^*)$ . При прохождении квантовой критической точки  $x_c = 0,1$  в ряду  $\text{CeCu}_{6-x}\text{Au}_x$  на концентрационных зависимостях вкладов  $R_H(T, H, x)$  и  $R_{H2}(T, H, x)$  регистрируется максимум, амплитуда которого значительно возрастает с понижением температуры. В сильных магнитных полях  $H \geq 30$  кЭ наблюдается разрушение режима квантового критического поведения с подавлением степенной и гиперболической температурных зависимостей коэффициентов Холла  $R_H(T, H, x)$  и  $R_{H2}(T, H, x)$  в  $\text{CeCu}_{6-x}\text{Au}_x$ . Показано, что ни один из предложенных ранее сценариев квантового критического поведения не описывает эффекта Холла вблизи ККТ  $\text{CeCu}_{5,9}\text{Au}_{0,1}$ . Предложена интерпретация особенностей зарядового транспорта и магнитных свойств твердых растворов  $\text{CeCu}_{6-x}\text{Au}_x$  в терминах спин-поляронных многочастичных состояний в металлической матрице исследуемых соединений. В рамках спин-поляронного подхода возникновение аномальных составляющих  $R_H(T, H, x)$  и  $R_{H2}(T, H, x)$  связывается с эффектами интерференции локальных и дальнедействующих спиновых флуктуаций, приводящими к формированию магнитной структуры взаимодействующей

ших между собой многочастичных комплексов в металлической матрице исследуемых соединений.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ, Программы «Сильно коррелированные электроны в полупроводниках, металлах, сверхпроводниках и магнитных материалах» ОФН РАН, а также Фонда содействия отечественной науке.

1. H. von Lohneysen, T. Pietrus, G. Portisch, H.G. Schlager, A. Schroder, M. Sieck, and T. Trappmann, *Phys. Rev. Lett.* **72**, 3262 (1994).
2. V. Bogenberger and H. von Lohneysen, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 1016 (1995).
3. A. Rosch, A. Schroder, O. Stockert, and H. von Lohneysen, *Phys. Rev. Lett.* **79**, 159 (1997).
4. A. Schroder, G. Aeppli, E. Bucher, R. Ramazashili, and P. Coleman, *Phys. Rev. Lett.* **80**, 5629 (1998).
5. O. Stockert, H. von Lohneysen, A. Rosch, N. Pyka, and M. Loewenhaupt, *Phys. Rev. Lett.* **80**, 5627 (1998).
6. H. von Lohneysen, C. Pfleiderer, T. Pietrus, O. Stockert, and B. Will, *Phys. Rev.* **B63**, 134411 (2001).
7. O. Stockert, F. Huster, A. Neubert, C. Pfleiderer, T. Pietrus, B. Will, and H. von Lohneysen, *Physica* **B312–313**, 458 (2002).
8. G.S. Stewart, *Rev. Mod. Phys.* **73**, 797 (2001).
9. C.M. Varma, Z. Nussinov, and W. van Saarloos, *Phys. Rep.* **361**, 267 (2002)
10. С.М. Стишов, *УФН* **174**, 853 (2004).
11. G.S. Stewart, *Rev. Mod. Phys.* **78**, 743 (2006).
12. G.S. Stewart, Z. Fisk, and M.S. Wire, *Phys. Rev.* **B30**, 482 (1984).
13. H. von Lohneysen, *J. Phys. Condens. Matter* **8**, 4889 (1996).
14. K. Andres, J.E. Graebner, and H.R. Ott, *Phys. Rev. Lett.* **35**, 1779 (1975)
15. H. von Lohneysen, A. Neubert, T. Pietrus, A. Schroder, O. Stockert, U. Tutsch, M. Loewenhaupt, A. Rosch, and P. Wofle, *Eur. Phys. J.* **B5**, 447 (1998).
16. A. Schroder, G. Aeppli, R. Coldea, M. Adams, O. Stockert, H.von Lohneysen, E. Bucher, R. Ramazashvili, and P. Coleman, *Nature* **407**, 351 (2000).
17. Q. Si, S. Rabello, K. Ingersent, and J.L. Smith, *Nature* **413**, 804 (2001).
18. Q. Si, S. Rabello, K. Ingersent, and J.L. Smith, *Phys. Rev.* **B68**, 115103 (2003).
19. P. Coleman, C. Pepin, Q. Si, and R. Ramazashvili, *J. Phys.: Condens. Matter* **13**, R723 (2001).
20. P. Coleman, J.B. Marston, and A.J. Schofield, *Phys. Rev.* **B72**, 245111 (2005).
21. S. Paschen, T. Luhmann, S. Wirth, P. Gegenwart, O. Trovarelli, C. Geibel, F. Steglich, P. Coleman, and Q. Si, *Nature* **432**, 881 (2004).
22. J. Custers, P. Gegenwart, H. Wilhelm, K. Neumaler, Y. Tokiwa, O. Trovarelli, C. Geibel, F. Steglich, C. Pepin, and P. Coleman, *Nature* **424**, 524 (2003).
23. A. Yeh, Yeong-Ah Soh, J. Brooke, G. Aeppli, T.F. Rosenbaum, and S.M. Hayden, *Nature* **419**, 459 (2002).
24. M.R. Norman, Q. Si, Ya.B. Bazalij, and R. Ramazashvili, *Phys. Rev. Lett.* **90**, 116601 (2003).
25. S. Chakravarty, C. Nayak, S. Tewari, and X. Yang, *Phys. Rev. Lett.* **89**, 277003 (2002).
26. T. Namiki, H. Sato, J. Urakawa, H. Sugawara, Y. Aoki, R. Settai, and Y. Onuki, *Physica* **B281–282**, 359 (2000).
27. H. Bartolf, C. Pfleiderer, O. Stockert, M. Vojta, and H. von Lohneysen, *Physica* **B359–360**, 86 (2005).
28. H. von Lohneysen, H. Bartolf, C. Pfleiderer, F. Obermair, M. Vojta, and P. Wofle, *Physica* **B378–380**, 44 (2006).
29. Н.Е. Случанко, А.В. Богач, В.В. Глушков, С.В. Демишев, М.И. Игнатов, Н.А. Самарин, Г.С. Бурханов, О.Д. Чистяков, *ЖЭТФ* **125**, 906 (2004).
30. Н.Е. Случанко, А.В. Богач, В.В. Глушков, С.В. Демишев, В.Ю. Иванов, М.И. Игнатов, А.В. Кузнецов, Н.А. Самарин, А.В. Семенов, Н.Ю. Шицевалова, *ЖЭТФ* **131**, 133 (2007).
31. N.E. Sluchanko, V.V. Glushkov, S.V. Demishev, G.S. Burkhanov, O.D. Chistyakov, and D.N. Sluchanko, *Physica* **B378–380**, 773 (2006).
32. N.E. Sluchanko, A.V. Bogach, G.S. Burkhanov, O.D. Chistyakov, V.V. Glushkov, S.V. Demishev, N.A. Samarina, and D.N. Sluchanko, *Physica* **B359–361C**, 308 (2005).
33. Y. Onuki, Y. Furukawa, and T. Komatsubara, *J. Phys. Soc. Jpn.* **53**, 2197 (1984).
34. K. Grube, W.H. Fietz, U. Tutsch, O. Stockert, and H.V. Lohneysen, *Phys. Rev.* **B60**, 11947 (1999).
35. V.N. Trofimov, *Cryogenics* **32**, 513 (1992).
36. J. Rossat-Mignod, L.P. Regnault, J.L. Jacoud, C. Vettier, P. Lejay, J. Flouquet, E. Walker, D. Jaccard, and A. Amato, *J. Magn. Magn. Mater.* **76–77**, 376 (1988).
37. H. von Lohneysen, M. Sieck, O. Stockert, and M. Wafenschmidt, *Physica* **B223–224**, 471 (1996).
38. E.A. Goremychkin and R. Osborn, *Phys. Rev.* **B47**, 14580 (1993).
39. И.М. Лифшиц, М.Я. Азбель, М.И. Каганов, *ЖЭТФ* **31**, 63 (1956); см. также в кн. И.М. Лифшиц, *Избранные труды. Электронная теория металлов. Полимеры и биополимеры*, Москва, Наука (1994), с. 48.
40. W.A. Reed and J.A. Markus, *Phys. Rev.* **126**, 1298 (1962).
41. С.М. Хурд, *Adv. Phys.* **23**, 315 (1974).
42. M.R. Koblishka, M. Winter, and U. Hartmann, *Supercond. Sci. Technol.* **20**, 681 (2007); I. Janecek and P. Vašek, *cond-mat/0306560 v1*, 23 June 2003.
43. N.E. Sluchanko, V.V. Glushkov, S.V. Demishev, A.A. Pronin, A.A. Volkov, M.V. Kondrin, A.K. Savchenko, and S. Kunii, *Phys. Rev.* **B64**, 153103 (2001).
44. В.В. Глушков, И.Б. Воскобойников, С.В. Демишев, И.В. Кривицкий, А.А. Меновски, В.В. Мошалков, Н.А. Самарин, Н.Е. Случанко, *ЖЭТФ* **126**, 444 (2004).
45. N. Sluchanko, L. Bogomolov, V. Glushkov, S. Demishev, M. Ignatov, Eu. Khayrullin, N. Samarina, D. Sluchanko, A. Levchenko, N. Shitsevalova, and K. Flachbart, *Phys. Status Solidi* **B243**, R63 (2006).
46. Н.Е. Случанко, Д.Н. Случанко, В.В. Глушков, С.В. Демишев, Н.А. Самарин, Н.Ю. Шицевалова, *Письма в ЖЭТФ* **86**, 691 (2007).
47. P. Coleman, P.W. Anderson, and T.V. Ramakrishnan, *Phys. Rev. Lett.* **55**, 414 (1985).
48. A. Fert and P.M. Levy, *Phys. Rev.* **B36**, 1907 (1987).

49. B. Stroka, A. Schroder, T. Trappmann, H. v. Lohneysen, M. Loewenhaupt, and A. Severing, *Z. Phys.* **B90**, 155 (1993).
50. U. Witte, R. Schedler, O. Stockert, and M. Loewenhaupt, *J. Low Temp. Phys.* **147**, 97 (2007).
51. N.E. Sluchanko, V.V. Glushkov, B.P. Gorshunov, S.V. Demishev, M.V. Kondrin, A.A. Pronin, A.A. Volkov, A.K. Savchenko, G. Gruner, Y. Bruynseraede, V.V. Moschchalkov, and S. Kunii, *Phys. Rev.* **B61**, 9906 (2000).
52. K. Winzer, *Z. Phys.* **B64**, 159 (1986).
53. G. Adrian and G. Saemann-Ischenko, *Z. Phys.* **B72**, 235 (1988).
54. Y. Onuki, Y. Shimizu, M. Nishihara, Y. Machii, and T. Komatsubara, *J. Phys. Soc. Jpn.* **54**, 1964 (1985).
55. Y. Onuki, T. Yamazaki, T. Omi, I. Ukon, A. Kobori, and T. Komatsubara, *J. Phys. Soc. Jpn.* **58**, 2126 (1989).
56. H. von Lohneysen, *Czech. J. Phys.* **46**, suppl. S6, 3311 (1996).
57. H. von Lohneysen, *J. Phys.: Condens. Matter* **8**, 9689 (1996).
58. Ф.Г. Алиев, Н.Б. Брандт, Г.С. Бурханов, М.К. Залялютдинов, В.В. Мошалков, В. Ковачик, Н.Е. Случанко, *Письма в ЖЭТФ* **43**, 521 (1986).
59. P. Naen, J. Flouquet, F. Lapiere, P. Lejay, and G. Remenyi, *J. Low Temp. Phys.* **67**, 391 (1987).
60. Э.Л. Нагаев, *Письма в ЖЭТФ* **6**, 484 (1967).
61. М.Ю. Каган, К.И. Кугель, Д.И. Хомский, *ЖЭТФ* **120**, 470 (2001).

### Hall effect anomalies in the vicinity of quantum critical point in $\text{CeCu}_{6-x}\text{Au}_x$

N.E. Sluchanko, D.N. Sluchanko, V.V. Glushkov, S.V. Demishev, A.V. Kuznetsov, N.A. Samarin, G.S. Burkhanov, and O.D. Chistyakov

The precision measurements data on Hall effect and resistivity of substitutional solid solutions  $\text{CeCu}_{6-x}\text{Au}_x$  ( $0 \leq x \leq 0.3$ ) placed in a wide vicinity of quantum critical point (QCP)  $x = 0.1$  are presented. The measurements were carried out using the sample rotation technique in magnetic field up to 70 kOe at temperatures 1.8–300 K. A complicated activation type dependence of Hall coefficient  $R_H(T)$  was observed for archetypal heavy fermion compound  $\text{CeCu}_6$  with activation energy values  $E_{a1}/k_B \approx 110$  K and  $E_{a2}/k_B \approx 1.5$  K in the temperature ranges 50–300 K and 3–10 K, respectively. It is shown that the charge transport anomalies can be explained in the spin-polaron approach, which allows one to treat the  $E_{a1,2}$  parameters as the binding energies of many-body states and to estimate the effective masses ( $m_{\text{eff}1,2} \approx 130\text{--}150 m_0$ ) and localization radius ( $a_{p1,2}^* \approx 1.7$  и  $14 \text{ \AA}$ ) in  $\text{CeCu}_6$ . It is found that the  $\text{CeCu}_{5.9}\text{Au}_{0.1}$  displays a correlation between the exponent in the temperature dependence of Hall effect  $R_H(T) \sim T^{-0.4}$  and the magnetic susceptibility power law index  $\chi(T) \sim T^{-0.4}$ , which is typical of the regime of quantum critical behavior. An anomalous even contribution  $R_{H2}$  appearing at temperatures below  $T^* \sim 24$  K and increasing with magnetic field was detected in the angular dependences of Hall effect in the vicinity of QCP. Different scenarios of QCP passage are discussed from the point of view of their application to interpretation of the Hall effect anomalies observed in the  $\text{CeCu}_{6-x}\text{Au}_x$  solid solutions.

PACS: 72.15.Qm Scattering mechanisms and Kondo effect.

Keywords: quantum critical behavior, Hall effect.