

Аномалии магнитосопротивления в соединениях с тяжелыми фермионами на основе церия

Н.Е. Случанко¹, А.В. Богач¹, М.А. Анисимов¹, В.В. Глушков^{1,2}, С.В. Демишев^{1,2},
Н.А. Самарин¹, О.Д. Чистяков³, Г.С. Бурханов³, С. Габани⁴, К. Флахбарт⁴

¹Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, ул. Вавилова, 38, г. Москва, 119991, Россия

²Московский физико-технический институт
Институтский пер., 9, г. Долгопрудный, Московской обл., 141700, Россия

³Институт металлургии и материаловедения им. А.А.Байкова РАН
Ленинский пр., 49, г. Москва, 119991, Россия

⁴Институт экспериментальной физики САН, Ватсонова, 47, Кошице, 04001, Словакия
E-mail: nes@lt.gpi.ru

Статья поступила в редакцию 25 июня 2015 г., опубликована онлайн 23 октября 2015 г.

Представлены результаты исследований магнитосопротивления $\Delta\rho(H,T)$ ряда соединений с тяжелыми фермионами CeAl_2 , CeAl_3 , CeCu_6 , растворов замещения с квантовым критическим поведением: $\text{CeCu}_{6-x}\text{Au}_x$ ($x = 0,1$ и $0,2$) и сплавов с магнитоупорядоченным основным состоянием: $\text{Ce}(\text{Al}_{1-x}\text{M}_x)_2$ ($\text{M} = \text{Co}, \text{Ni}$, $x \leq 0,8$), выполненных в широком диапазоне температур (1,8–40 К) в магнитных полях до 80 кЭ. Показано, что последовательная интерпретация полевых зависимостей сопротивления как для немагнитных, так и для магнитоупорядоченных интерметаллидов с сильными электронными корреляциями на основе церия может быть получена в рамках подхода, учитывающего рассеяние носителей заряда на локализованных магнитных моментах в металлической матрице. В рамках указанного подхода выделены и классифицированы бриллюэновский отрицательный вклад, пропорциональный локальной намагниченности ($-\Delta\rho/\rho \sim M_{\text{loc}}^2$), и знакопеременные линейная ($\Delta\rho/\rho \sim H$) и магнитная, насыщающаяся в полях до 15 кЭ, компоненты в магнитосопротивлении цериевых интерметаллидов. В рамках модели Йосиды для исследуемых цериевых сплавов из измерений магнитосопротивления $\Delta\rho/\rho$ получены оценки величины локальной магнитной восприимчивости $\chi_{\text{loc}}(H, T_0)$. Численное дифференцирование магнитосопротивления по полю и выполненный нами анализ производных $d(\Delta\rho/\rho)/dH = f(H, T)$ позволили определить особенности магнитной фазовой H - T -диаграммы, а также изучить влияние эффектов спиновой поляризации и перенормировки электронных состояний на зарядовый транспорт как в режиме квантового критического поведения, так и в магнитоупорядоченном состоянии в исследуемых системах с сильными электронными корреляциями на основе церия.

Представлено результати досліджень магнітоопору $\Delta\rho(H,T)$ ряду сполук з важкими ферміонами CeAl_2 , CeAl_3 , CeCu_6 , розчинів заміщення з квантовою критичною поведінкою: $\text{CeCu}_{6-x}\text{Au}_x$ ($x = 0,1$ та $0,2$) та сплавів з магнітопорядкованим основним станом: $\text{Ce}(\text{Al}_{1-x}\text{M}_x)_2$ ($\text{M} = \text{Co}, \text{Ni}$, $x \leq 0,8$), які виконані в широкому діапазоні температур (1,8–40 К) в магнітних полях до 80 кЕ. Показано, що послідовну інтерпретацію польових залежностей опору як для немагнітних, так і магнітопорядкованих інтерметалідів з сильними електронними кореляціями на основі церію може бути отримано у рамках підходу, що враховує розсіяння носіїв заряду на локалізованих магнітних моментах в металевій матриці. У рамках вказаного підходу виділено та класифіковано бриллюенівський негативний вклад, пропорційний локальній намагніченості ($-\Delta\rho/\rho \sim M_{\text{loc}}^2$), та знакозмінні лінійна ($\Delta\rho/\rho \sim H$) та магнітна, така, що насичується в полях до 15 кЕ, компоненти в магнітоопорі церієвих інтерметалідів. У рамках моделі Йосіди для досліджуваних церієвих сплавів з вимірів магнітоопору $\Delta\rho/\rho$ отримано оцінки величини локальної магнітної сприйнятливості $\chi_{\text{loc}}(H, T_0)$. Чисельне диференціювання магнітоопору по полю та виконаний

нами анализ похідних $d(\Delta\rho/\rho)/dH = f(H,T)$ дозволили визначити особливості магнітної фазової H - T -діаграми, а також вивчити вплив ефектів спінової поляризації та перенормування електронних станів на зарядовий транспорт як в режимі квантової критичної поведінки, так і в магнітопорядкованому стані в досліджуваних системах з сильними електронними кореляціями на основі церію.

PACS: 72.15.Qm Механизмы рассеяния и эффект Кондо.

Ключевые слова: тяжелые фермионы, спиновые флуктуации, зарядовый транспорт.

1. Введение

Один из наиболее ярких примеров веществ с сильными электронными корреляциями — интерметаллиды на основе церия. Эти соединения с тяжелыми фермионами характеризуются рядом низкотемпературных аномалий термодинамических и транспортных характеристик, среди которых отмечается необычный для металлических систем значительный рост коэффициента Холла [1–5], резкое уменьшение удельного сопротивления в магнитном поле (эффект отрицательного магнитосопротивления) [2,6–15] и др.

Механизм возникновения при низких температурах отрицательного магнитосопротивления (ОМС) заметной амплитуды, наблюдаемого, в частности, в соединениях с тяжелыми фермионами на основе церия, обычно связывают с подавлением в магнитном поле рассеяния с переворотом спина электронов проводимости на локализованных магнитных моментах (ЛММ) ионов церия. Эффект ОМС надежно установлен для целого ряда цериевых интерметаллидов: так называемых концентрированных кондо-систем — соединений CeCu_6 [6] и CeAl_3 [7] с рекордными значениями массы носителей заряда (~ 200 – $500 m_0$ [8], m_0 — масса свободного электрона), магнитных кондо-решеток CeAl_2 [2,9–11], CeB_6 [12], CePb_3 [13], кондо-изоляторов $\text{Ce}_3\text{V}_4\text{Pt}_3$ [14], CeNiSn [15] и др. Резкое изменение амплитуды эффекта ОМС в окрестности метамагнитного перехода в цериевых соединениях активно используется для построения магнитных фазовых диаграмм (см., например, [2,16,17]). Таким образом, общепризнанным является согласованное, «скоррелированное» поведение намагниченности и магнитосопротивления в этих системах с сильными электронными корреляциями. В то же время в литературе, посвященной данному вопросу, насколько нам известно, практически отсутствует детальный количественный анализ эффекта ОМС в проводниках в концентрированном случае, отвечающем присутствию ЛММ Ce в каждой элементарной ячейке кристаллической решетки.

В связи с этим целью настоящей работы явилось проведение прецизионных измерений магнитосопротивления и выполнение количественного анализа полученных экспериментальных результатов для целого ряда интерметаллидов на основе церия. Исследовались соединения $\text{CeCu}_{6-x}\text{Au}_x$ ($x \leq 0,2$), CeAl_3 , $\text{Ce}(\text{Al}_{1-x}\text{M}_x)_2$

($x \leq 0,08$, $\text{M} = \text{Co}, \text{Ni}$), причем, наряду с классическими магнитными (CeAl_2) и немагнитными (CeCu_6 и CeAl_3) системами с тяжелыми фермионами, измерения магнитосопротивления были выполнены также для образцов составов $\text{CeCu}_{5,9}\text{Au}_{0,1}$ и $\text{CeCu}_{5,8}\text{Au}_{0,2}$, находящихся в окрестности режима квантового критического поведения [5,14,15]. С целью изучения влияния эффектов, вызванных беспорядком замещения и введением примесей переходных металлов Co и Ni, на магнитосопротивление CeAl_2 в работе исследовались твердые растворы $\text{Ce}(\text{Al}_{1-x}\text{Co}_x)_2$ ($x \leq 0,08$) и $\text{Ce}(\text{Al}_{1-x}\text{Ni}_x)_2$ ($x = 0,05$).

2. Методика эксперимента

Измерения поперечного ($\mathbf{I} \perp \mathbf{H}$) магнитосопротивления $\Delta\rho(T,H)/\rho$ интерметаллидов на основе церия проводились четырехконтактным методом на постоянном токе с коммутацией, в диапазоне температур 1,8–40 К, в магнитных полях до 80 кЭ. Для прецизионных измерений малых напряжений с потенциальных контактов нами использовались двухканальные нановольтметры Keithley (США) модели 2182, включенные в состав установки, аналогичной описанной в [20]. Необходимая точность 0,01–0,02 К при стабилизации температуры измерительной ячейки с образцом достигалась с помощью температурного контроллера TC1.5/300 (ООО КРИОТЭЛ) и эталонного термометра сопротивления CERNOX 1050 (Lake Shore Cryotronics). Представленные в работе результаты измерений резистивных характеристик получены на поликристаллических образцах, синтезированных 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 и последующим гомогенизирующим отжигом интерметаллидов в откаченных кварцевых ампулах. Контроль однофазного состояния соединений осуществлялся с помощью рентгеноструктурного и микроструктурного (оптическая микроскопия) анализа. Для сравнения локальных и объемных магнитных характеристик были выполнены также измерения температурных зависимостей намагниченности образцов $\text{Ce}(\text{Al}_{1-x}\text{Co}_x)_2$ ($x \leq 0,08$) и $\text{Ce}(\text{Al}_{1-x}\text{Ni}_x)_2$ ($x = 0,05$). Исследования проводились на

установке MPMS-5 (Quantum Design) в магнитном поле 100 Э в интервале температур 1,9–300 К.

3. Экспериментальные результаты

Температурные зависимости удельного сопротивления интерметаллидов, исследуемых в настоящей работе, представлены на рис. 1 и достаточно хорошо согласуются с известными данными для соединений CeAl_2 [2,9,10,20], CeCu_6 [6,21] и CeAl_3 [7,22]. Для алуминатов CeAl_2 и CeAl_3 особенности кривых удельного сопротивления в интервале температур 70–100 К и в окрестности $T \sim 40$ К (рис. 1(б) и 1(в) соответственно) обычно связывают с неупругим кондовским рассеянием электронов проводимости на ЛММ $^2F_{5/2}$ -состояния церия, расщепленного кристаллическим полем. Принято считать, что низкотемпературный максимум на зависимостях $\rho(T)$ соединений с тяжелыми фермионами на основе Ce (см., например, рис. 1(а) и 1(б)) обусловлен сменой характера рассеяния носителей заряда: от кондовского рассеяния с переворотом спина, приводящего к компенсации ЛММ на Ce-центрах, к когерентному режиму, реализующемуся при низких температурах в концентрированных кондо-системах. Как видно из данных рис. 1, практически для всех соединений с тяжелыми фермионами, исследуемых в настоящей работе, на кривых $\rho(T)$ в интервале 2–20 К наблюдается низкотемпературный максимум удельного сопротивления. В случае соединения CeAl_3 (см. рис. 1(в)) указанная низкотемпературная особенность $\rho(T)$ ниже 10 К наблюдается в виде «плеча» вблизи $T \sim 5$ К на левом склоне максимума при $T \sim 40$ К. Как видно из рис. 1(а)–1(в), замещение Al никелем и кобальтом в системе $\text{Ce}(\text{Al}_{1-x}\text{M}_x)_2$ при $x \leq 0,08$, а также замещение Cu на золото в твердых растворах $\text{CeCu}_{6-x}\text{Au}_x$ с $x = 0,1$ и $x = 0,2$ приводит к возрастанию удельного со-

противления по абсолютной величине. Одновременно вследствие появления беспорядка замещения «размываются» особенности на зависимости $\rho(T)$ и подавляется переход к когерентному режиму рассеяния носителей заряда. В окрестности низкотемпературного максимума на кривой $\rho(T)$ образца CeAl_2 при $T_N \approx 3,85$ К наблюдается «излом» (рис. 1(б)), связанный с переходом в магнитоупорядоченное (антиферромагнитное модулированное) состояние в этом соединении [2,9,10]. В сильном магнитном поле при температурах $T < 10$ К наблюдается значительное уменьшение удельного сопротивления (эффект ОМС) (см., например, кривые $H = 70$ кЭ на рис. 1). Для составов $\text{Ce}(\text{Al}_{1-x}\text{Co}_x)_2$ с $x = 0,05$ и $x = 0,08$ на кривых $\rho(T)$ наблюдается дополнительная особенность в виде пика при $T_C \approx 9,5$ К (см. рис. 1(б)).

Результаты измерений магнитных свойств магнетиков системы $\text{Ce}(\text{Al}_{1-x}\text{Co}_x)_2$ ($x \leq 0,08$) и $\text{Ce}(\text{Al}_{1-x}\text{Ni}_x)_2$ ($x = 0,05$) представлены на рис. 2. Значение температуры Нееля $T_N \approx 3,85$ К, найденное по излому на кривой $\chi(T)$ для CeAl_2 (рис. 2(б)), находится в хорошем согласии с результатами резистивных измерений (рис. 1(б)) и литературными данными [2,9,10]. Замещение Al на Co в CeAl_2 с $x(\text{Co}) = 1\%$ приводит к росту абсолютных значений магнитной восприимчивости в магнитоупорядоченной фазе при сохранении практически неизменной величины T_N . Рост концентрации Co в $\text{Ce}(\text{Al}_{1-x}\text{Co}_x)_2$ в интервале 2–3% сопровождается вместо падения $\chi(T)$ при $T < T_N$ появлением при $T < 6$ К участков роста магнитной восприимчивости, отвечающих фазовому переходу в ферромагнитное состояние (см. рис. 2(б)). Для составов Co в $\text{Ce}(\text{Al}_{1-x}\text{Co}_x)_2$ с $x = 0,05$ и $x = 0,08$ и $\text{Ce}(\text{Al}_{1-x}\text{Ni}_x)_2$ $x = 0,05$ на кривых $\chi(T)$ в окрестности $T_C \approx 9,5$ К появляется дополнительная особенность (см. рис. 2(в)), свидетельствующая о магнитном фазовом переходе в образцах с наибольшей концентраци-

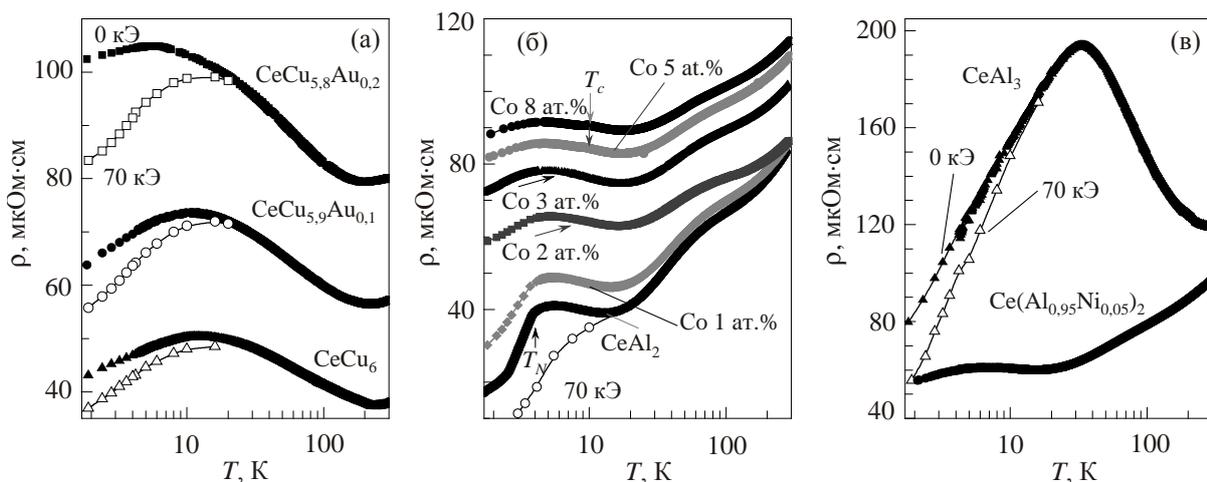


Рис. 1. Температурные зависимости удельного сопротивления $\rho(T)$ соединений $\text{CeCu}_{6-x}\text{Au}_x$ ($x = 0, 0,1$ и $0,2$) (а); $\text{Ce}(\text{Co}_x\text{Al}_{1-x})_2$, $x = 0, 0,01, 0,02, 0,03, 0,05, 0,08$ (б); CeAl_3 и $\text{Ce}(\text{Al}_{0,95}\text{Ni}_{0,05})_2$ (в), измеренные при различных значениях магнитного поля $H = 0$ кЭ (сплошные символы) и 70 кЭ (открытые символы).

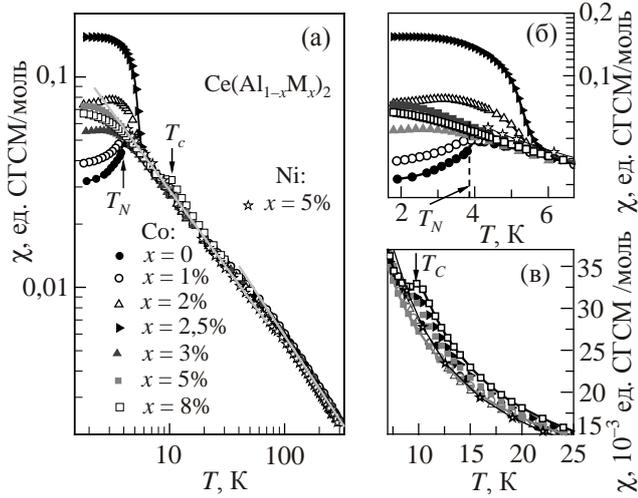


Рис. 2. Температурные зависимости магнитной восприимчивости $\chi(T)$ соединений $\text{Ce}(\text{Al}_{1-x}\text{Co}_x)_2$ ($x = 0, 0,01, 0,02, 0,025, 0,03, 0,05, 0,08$) и $\text{Ce}(\text{Al}_{0,95}\text{Ni}_{0,05})_2$ (а). На панелях (б) и (в) в увеличенном масштабе показаны кривые $\chi(T)$ в окрестности температуры Нееля T_N (б) и температуры Кюри T_C (в).

ей никеля и кобальта. Положение отмеченной особенности практически совпадает с обнаруженным ранее пиком вблизи $T_C \approx 9,5\text{K}$ на кривых $\rho(T)$ (см. рис. 1(б)).

Для всех перечисленных выше цериевых соединений с тяжелыми фермионами в работе исследовалось изменение удельного сопротивления в магнитном поле при фиксированных значениях температуры в интервале 1,8–30 К. На рис. 3(а) и 3(б) для примера представлены зависимости $\Delta\rho(H, T_0)/\rho$, полученные из резистивных измерений в интервале магнитных полей до 70 кЭ для двух классических немагнитных соединений с тяжелыми фермионами, так называемых кондо-решеток CeCu_6 и CeAl_3 . Для интерметаллидов

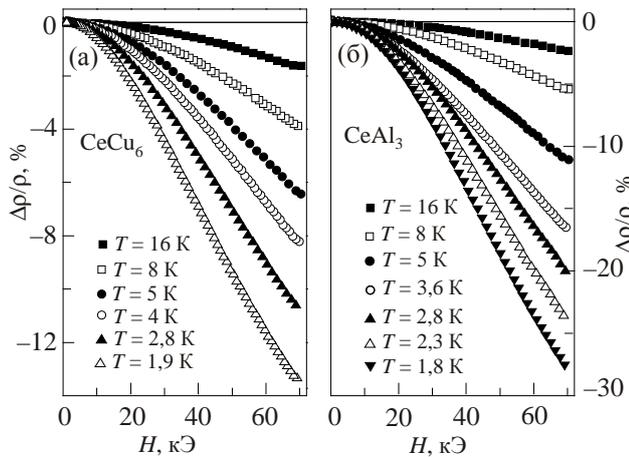


Рис. 3. Полевые зависимости магнитосопротивления $\Delta\rho(H)/\rho$ соединений CeCu_6 (а) и CeAl_3 (б) в интервале температур $1,8\text{ K} \leq T \leq 18\text{ K}$.

$\text{CeCu}_{5,9}\text{Au}_{0,1}$ и $\text{CeCu}_{5,8}\text{Au}_{0,2}$, которые в исследуемом интервале температур также находятся в парамагнитном состоянии, кривые магнитосопротивления в целом аналогичны представленным на рис. 3, причем для этих твердых растворов замещения величина эффекта ОМС в используемых в работе магнитных полях варьируется в пределах до 13% ($x = 0,1$) и до 20% ($x = 0,2$). Таким образом, наблюдаемые отличия зависимостей $\Delta\rho(H, T_0)/\rho$ для образцов составов $\text{CeCu}_{6-x}\text{Au}_x$ от данных рис. 3(а) в основном сводятся лишь к изменению количественных характеристик эффекта ОМС.

Наряду с сохранением общего характера кривых $\Delta\rho(H, T_0)/\rho$, заметные отличия в поведении зависимостей магнитосопротивления соединений CeAl_2 (рис. 4), $\text{Ce}(\text{Al}_{0,95}\text{Ni}_{0,05})_2$ и $\text{Ce}(\text{Al}_{1-x}\text{Co}_x)_2$ ($x = 0,01, 0,05$ и $0,08$) (рис. 5) от данных рис. 3 наблюдаются в широкой окрестности магнитных фазовых переходов при T_N и T_C в этих магнитных интерметаллидах с сильными электронными корреляциями (см. рис. 4(б) и вставки на рис. 4,5). Как видно на рис. 4, 5, в магнитных полях до 80 кЭ эффект ОМС достигает величины $\sim 65\%$ в соединении CeAl_2 и уменьшается до значений $\sim 15\text{--}20\%$ при замещении Al на кобальт и никель в $\text{Ce}(\text{Al}_{1-x}\text{M}_x)_2$ с $x = 0,05\text{--}0,08$. Наиболее заметной особенностью на кривых $\Delta\rho(H, T_0)/\rho$ в CeAl_2 и $\text{Ce}(\text{Al}_{0,99}\text{Co}_{0,01})_2$ является резкое изменение удельного сопротивления с полем в окрестности перехода из антиферромагнитной модулированной (АФМ) ($T < T_N \approx 3,85\text{ K}$, в парамагнитную фазу ($T > T_N(H)$) (рис. 4(б), рис. 5(а), см. также [2,9,10,20,23,24]). Кроме того, при $H < 15\text{ kOe}$ на полевых зависимостях $\Delta\rho(H, T_0)/\rho$ наблюдается максимум положительного магнитосопротивления (ПМС) для соединений CeAl_2 (вставка на рис. 4(б), $T \leq 3,5\text{ K}$) и $\text{Ce}(\text{Al}_{1-x}\text{Co}_x)_2$ с $x = 0,05$ и $0,08$ (см. вставки на рис. 5(б) и 5(в), $T < 10\text{ K}$). Очевидно, указанные особенности маг-

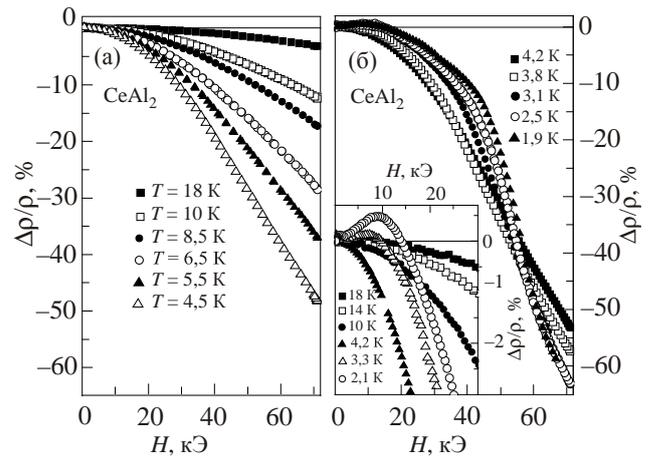


Рис. 4. Полевые зависимости магнитосопротивления $\Delta\rho(H)/\rho$ CeAl_2 в интервале температур $4,5\text{ K} \leq T \leq 18\text{ K}$ (а) и $1,9\text{ K} \leq T \leq 4,2\text{ K}$ (б). На вставке к панели (б) показан низкополевой участок кривых $\Delta\rho(H)/\rho$.

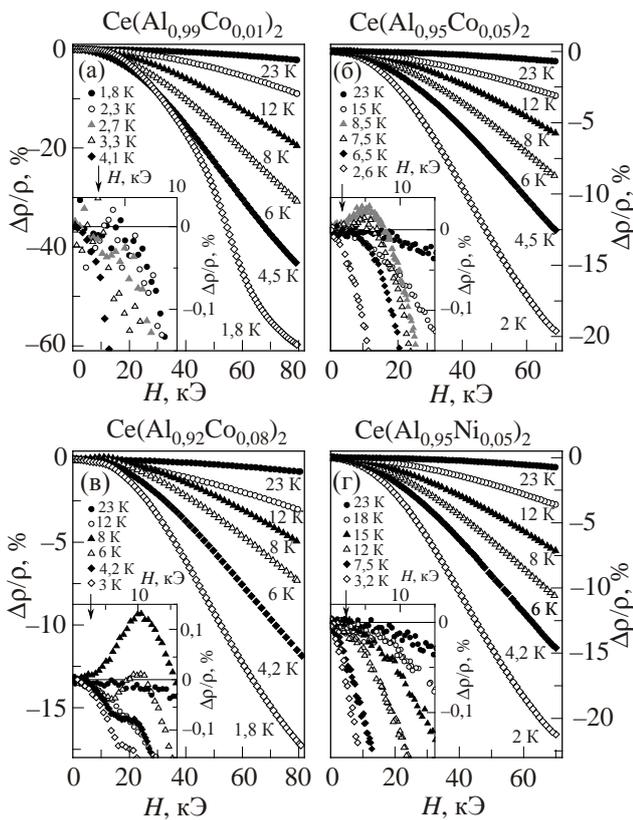


Рис. 5. Полевые зависимости магнитосопротивления $\Delta\rho(H)/\rho$ соединений (а)–(в) $\text{Ce}(\text{Al}_{1-x}\text{Co}_x)_2$ ($x = 0,01, 0,05, 0,08$ соответственно) и $\text{Ce}(\text{Al}_{0,95}\text{Ni}_{0,05})_2$ (г). На вставках показан низкополевой участок кривых $\Delta\rho(H)/\rho$.

нитосопротивления при низких температурах связаны с формированием сложного магнитоупорядоченного состояния в исследуемых соединениях $\text{Ce}(\text{Al}_{1-x}\text{M}_x)_2$ со структурой фазы Лавеса и могут быть использованы при анализе магнитной фазовой диаграммы и характеристик электронных состояний в этих интерметаллидах. Сравнительный количественный анализ вкладов в магнитосопротивление исследуемых соединений с тяжелыми фермионами на основе церия представлен в следующем разделе.

4. Обсуждение результатов

Среди теоретических подходов, применяемых для интерпретации аномалий магнитосопротивления в интерметаллидах на основе Ce, в подавляющем большинстве случаев предпочтение отдается моделям кондо-примеси и кондо-решетки [25–30]. При этом температурный максимум амплитуды эффекта ОМС, например для CeAl_3 , в соответствии с результатом Златича [25], считается связанным с температурой Кондо соотношением $T_{\text{max}}^{\text{nMR}} \approx T_K/2$, тогда как смена знака $\Delta\rho/\rho = f(T)$ с понижением температуры, согласно [25], ожидается при $T_{\text{inv}} \approx T_K/2\pi$. В [26] величина эффекта ОМС для соединений с тяжелыми фермионами CeAl_2 , CeB_6 ,

CeAl_3 и CeCu_2Si_2 рассчитана в рамках подхода, учитывающего, наряду с кондо-эффектом, влияние расщепления кристаллическим полем $^2F_{5/2}$ -состояния церия. В рамках модели кондо-решетки в [27,28] были проанализированы причины перехода в магнитном поле в метамгнитное состояние в соединениях с сильными электронными корреляциями, а также оценена связанная с метамгнитным переходом амплитуда изменения магнитосопротивления для соединения CeRu_2Si_2 [28]. Для количественного описания поведения магнитного вклада в $\rho(T)$ соединений $\text{CeCu}_{6-x}\text{Au}_x$ с $x \geq 0,5$ авторами [29,30] также использован подход, учитывающий подавление механизма кондо-компенсации ЛММ ионов церия при возникновении в магнитоупорядоченной фазе ($T < T_N$) переменной локальной намагниченности в окрестности Ce.

Приведенные выше достаточно немногочисленные, известные к настоящему времени примеры анализа низкотемпературных аномалий магнитосопротивления в цериевых интерметаллидах основываются на эффекте Кондо. Механизм кондо-компенсации–экранирования ЛММ Ce, сопровождающегося возникновением резонанса в плотности электронных состояний на уровне Ферми E_F , является общепринятым при интерпретации происхождения тяжелых носителей заряда в этих соединениях. Однако этот подход оказывается непригодным для объяснения природы и механизма возникновения магнитных областей наноразмера, обнаруженных при низких температурах в матрице цериевых интерметаллидов различными экспериментальными методами (см., например, [31]). Кроме того, исследование природы эффекта ОМС в разбавленных магнитных гексаборидах $\text{La}(\text{Ce})\text{B}_6$ и $\text{La}(\text{Ho})\text{B}_6$ с концентрацией магнитной примеси менее 1% приводит к выводу о неприменимости модели кондо-примеси для описания полевых зависимостей магнитосопротивления в этих соединениях [32].

Примером другого подхода к интерпретации аномалий магнитосопротивления в системах на основе церия может служить исследование транспортных свойств ферромагнитной упорядоченной фазы соединения CeRu_2Ge_2 [33], в котором для объяснения аномалий $\Delta\rho/\rho$ использована модель электрон-магннного рассеяния. Однако используемый в [33] подход не объясняет как само возникновение эффекта ОМС большой амплитуды, наблюдающегося в окрестности температуры Кюри, так и сложное знакопеременное поведение магнитосопротивления в широкой окрестности температуры перехода в магнитоупорядоченное состояние.

Одним из наиболее простых, сравнительно давно известных и активно применяющихся подходов к описанию эффектов ОМС в проводниках с локализованными магнитными моментами, является модель, предложенная Иосидой [34]. В частности, на основании расчетов в рамках s - d -обменной модели в [34] было

показано, что рассеяние электронов проводимости на ЛММ магнитных примесей приводит к возникновению большого вклада в сопротивление, который подавляется внешним магнитным полем. В результате эффект ОМС оказывается пропорциональным квадрату локальной намагниченности [34]:

$$-\Delta\rho/\rho = 0,61\langle M \rangle^2/S^2 = \beta M_{\text{loc}}^2 \quad (1)$$

и в общем случае с учетом нескольких вкладов в M_{loc} имеет вид:

$$-\Delta\rho/\rho = \Sigma(\beta M_{\text{loc}}^2). \quad (1a)$$

В малых магнитных полях в условиях линейной связи между намагниченностью и магнитным полем соотношение (1) может быть переписано в виде

$$-\Delta\rho/\rho = \beta\chi_{\text{loc}}^2 H^2, \quad (2),$$

приводя к квадратичной зависимости от поля ОМС. Кроме того, согласно [34], в окрестности температуры Нееля T_N максимуму магнитной восприимчивости $\chi(T)$ должен соответствовать максимум эффекта ОМС.

Для соединений с тяжелыми фермионами на основе Се из оценок радиуса локализации a_p спин-поляронных состояний в окрестности центров Се (например, для CeAl_2 $a_p \approx 6\text{--}16 \text{ \AA}$ [20], для CeAl_3 и CeCu_6 $a_p \approx 1\text{--}17 \text{ \AA}$ [3–5]) следует ожидать пространственного размера d_{sc}^m области магнитного рассеяния носителей заряда, сопоставимого с постоянной решетки кристаллической структуры $-d_{sc}^m \approx a \leq a_p \sim 10 \text{ \AA}$. При этом, наряду с основной составляющей M_{loc} , для магнитоупорядоченных соединений с тяжелыми фермионами на основе Се при возникновении магнитных областей наноразмера [31] можно ожидать также появления дополнительного вклада в локальную намагниченность \mathbf{m}_{loc} и связанного с ним внутреннего поля H_{int} в окрестности $4f$ -центров в металлической матрице. Так, для CeAl_2 при низких температурах величина $H_{\text{int}} \approx 75 \text{ кЭ}$ была оценена авторами работ [35–37] из анализа спектров дифракции поляризованных нейтронов. Близкое значение $H_{\text{int}} \approx (79 \pm 2) \text{ кЭ}$ было найдено в [38] из анализа данных измерений магнитострикции в CeAl_2 при гелиевой температуре. Таким образом, предваряя анализ результатов измерений магнитосопротивления в соединениях с тяжелыми фермионами на основе Се в рамках соотношений (1),(2), отметим, что наиболее сложное поведение $\Delta\rho/\rho = f(H,T)$ следует ожидать в случае магнитоупорядоченных цериевых интерметаллидов с конкурирующими магнитными взаимодействиями.

Переходя к анализу экспериментальных результатов, отметим, что на основании данных рис. 3–5 соотношения (1),(2) позволяют выполнить простейшие оценки

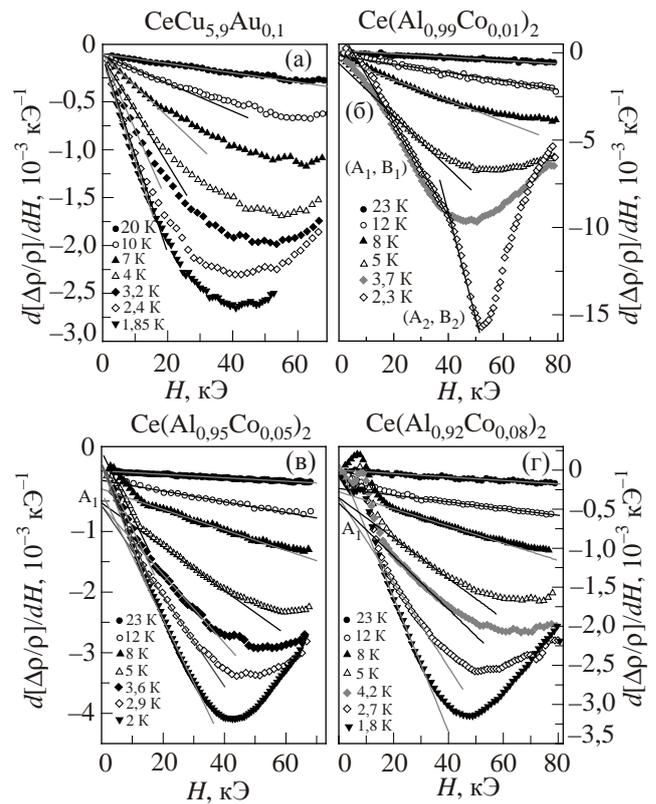


Рис. 6. Полевые зависимости производной магнитосопротивления $d[\Delta\rho(H)/\rho]/dH$ соединений (а) $\text{CeCu}_{5,9}\text{Au}_{0,1}$ и (б)–(г) $\text{Ce}(\text{Al}_{1-x}\text{Co}_x)_2$ ($x = 0,01, 0,05, 0,08$ соответственно). Сплошной линией выполнена аппроксимация линейным законом (см. текст).

поведения локальных намагниченности $M_{\text{loc}}(T,H)$ и восприимчивости $\chi_{\text{loc}}(T,H)$ в непосредственной окрестности центров Се исследуемых соединений. При этом, используя соотношение (2), процедура численного дифференцирования полевых зависимостей магнитосопротивления (для примера на рис. 6(а)–6(г) показаны кривые $d(\Delta\rho/\rho)/dH = f(H, T_0)$ для $\text{CeCu}_{5,9}\text{Au}_{0,1}$, $\text{Ce}(\text{Al}_{0,99}\text{Co}_{0,01})_2$, $\text{Ce}(\text{Al}_{0,95}\text{Co}_{0,05})_2$ и $\text{Ce}(\text{Al}_{0,92}\text{Co}_{0,08})_2$ соответственно) позволяет получить определенное с точностью до коэффициента β семейство кривых $\chi_{\text{loc}}(H, T_0) = (-1/H \cdot d(\Delta\rho/\rho)/dH)^{1/2}$ для всех рассматриваемых в работе интерметаллидов церия.

На рис. 7,8 представлены экспериментальные результаты $\chi_{\text{loc}}(H, T_0)$ для немагнитных соединений с тяжелыми фермионами CeCu_6 и CeAl_3 и соединений $\text{CeCu}_{5,9}\text{Au}_{0,1}$, $\text{CeCu}_{5,8}\text{Au}_{0,2}$ соответственно вблизи квантовой критической точки (QCP). Как видно из данных рис. 7,8, анализ асимптотического поведения $\chi_{\text{loc}}(H, T)$ в сильных магнитных полях позволяет приблизительно оценить значение поля насыщения H_S локальной намагниченности в исследуемых системах. Так, для всех соединений $\text{CeCu}_{6-x}\text{Au}_x$ с $0 \leq x \leq 0,2$ величина H_S принимает значение $(180 \pm 20) \text{ кЭ}$, а для CeAl_3 $H_S = (200 \pm 20) \text{ кЭ}$ (см. рис.7,8).

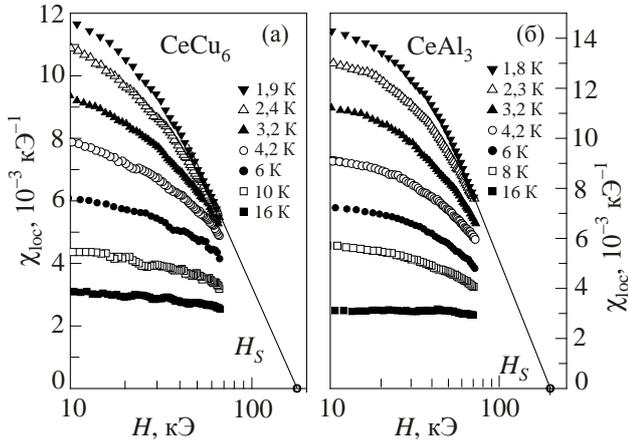


Рис. 7. Полевые зависимости локальной магнитной восприимчивости $\chi_{loc}(H, T_0) = (-1/H \cdot d[\Delta\rho(H)/\rho]/dH)^{0.5}$ соединений (а) CeCu_6 и (б) CeAl_3 . Открытые символы на оси абсцисс обозначают величину магнитного поля H_S , отвечающего насыщению локальной намагниченности (см. текст). Для CeCu_6 $H_S \approx 180$ кЭ, для CeAl_3 – $H_S \approx 200$ кЭ.

Следует подчеркнуть, что к настоящему времени фазовая диаграмма для твердых растворов $\text{CeCu}_{6-x}\text{Au}_x$ с QCP при $x \approx 0,1$ ($\text{CeCu}_{5,9}\text{Au}_{0,1}$, см. верхнюю панель на рис. 9) считается надежно установленной различными экспериментальными методами [5,18,19,39,40]. В связи с этим представляет интерес количественное сравнение $\chi_{loc}(H, T_0 \leq 2 \text{ K})$ для соединений $\text{CeCu}_{6-x}\text{Au}_x$ (см. рис. 7,8), которое приводит к выводу об ослаблении магнитных свойств в непосредственной окрестности QCP (рис. 9(б)). Для удобства сравнения температурные зависимости локальной восприимчивости $\chi_{loc}(T, H \rightarrow 0)$ немагнитных систем с тяжелыми фермионами $\text{CeCu}_{6-x}\text{Au}_x$ с $0 \leq x \leq 0,2$ и CeAl_3 , полученные из данных рис. 7,8 в слабом магнитном поле, приведе-

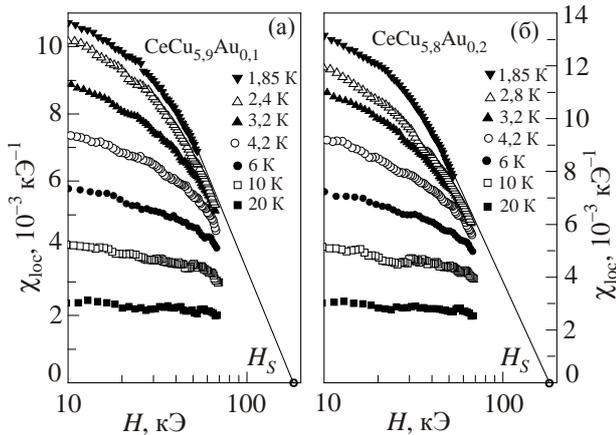


Рис. 8. Полевые зависимости локальной магнитной восприимчивости $\chi_{loc}(H, T_0)$ соединений (а) $\text{CeCu}_{5,9}\text{Au}_{0,1}$ и (б) $\text{CeCu}_{5,8}\text{Au}_{0,2}$. Открытые символы на оси абсцисс обозначают величину магнитного поля $H_S \approx 180$ кЭ, отвечающего насыщению локальной намагниченности.

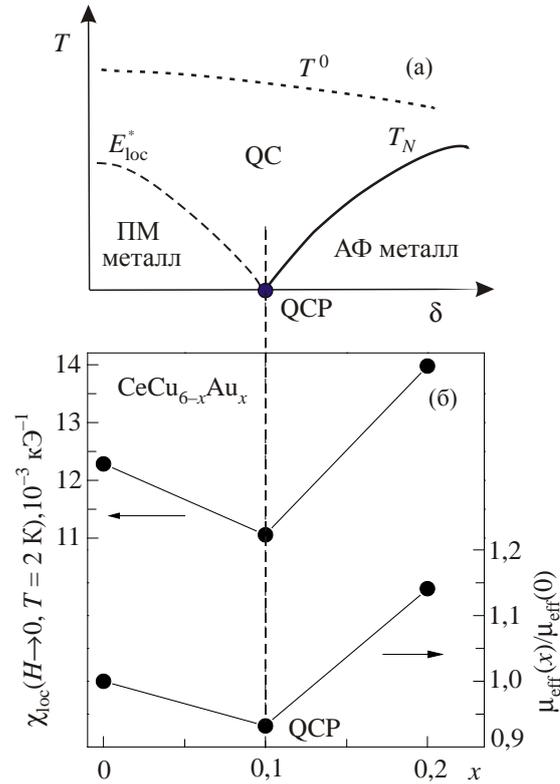


Рис. 9. x - T фазовая диаграмма, иллюстрирующая происхождение квантового критического поведения (QC) при переходе из парамагнитной (ПМ) в антиферромагнитную (АФ) металлическую фазу. QCP — квантовая критическая точка (а); концентрационные зависимости локальной магнитной восприимчивости $\chi_{loc}(H \rightarrow 0, T_0 = 2 \text{ K}) = f(x)$ (левая ось) и параметра $\mu_{eff}(x)/\mu_{eff}(0)$ (правая ось) для системы $\text{CeCu}_{6-x}\text{Au}_x$ (б) (см. текст).

ны на рис. 10 (см. также $\chi_{loc}^{-1}(T)$ для $\text{CeCu}_{6-x}\text{Au}_x$ на вставке к рис.10(а)). Поведение $\chi_{loc}(T)$ для CeCu_6 достаточно хорошо согласуется с результатами магнитных измерений [41] (см. рис. 10(б)), причем отклонение от кюри-вейссовской зависимости вида

$$\chi_{loc}(T, H \rightarrow 0) = C/(T + \Theta_p), \quad (3)$$

наблюдаемое при $T < 8 \text{ K}$ (рис. 10(б)), по-видимому, следует связать с появлением дополнительного магнитного вклада в восприимчивость. Подобное поведение $\chi_{loc}(T, H \rightarrow 0)$ наблюдается и для CeAl_3 (на рис. 10(в) данные χ_{loc} сопоставляются с результатами магнитных измерений, выполненных в [42]). Отметим, что значение парамагнитной температуры Кюри $\Theta_p \approx (-4,1 \pm 0,1) \text{ K}$, найденное для CeCu_6 в области $T \geq 8 \text{ K}$, сохраняется практически неизменным для всех исследованных составов $0 < x < 0,2$ в $\text{CeCu}_{6-x}\text{Au}_x$ (см. вставку на рис. 10(а)).

В рамках подхода (1),(2) ОМС (рис. 3–5) оказывается непосредственно связанным с поведением локаль-

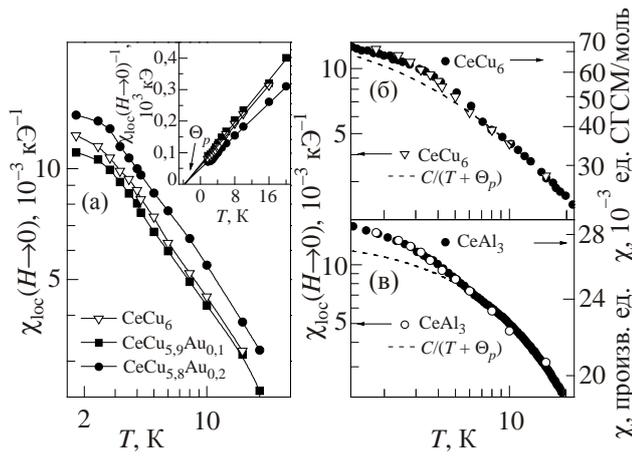


Рис. 10. Температурные зависимости (а) локальной магнитной восприимчивости $\chi_{loc}(H \rightarrow 0, T) = f(T)$ соединений $CeCu_{6-x}Au_x$ ($x = 0, 0,1, 0,2$). На вставке к панели (а) представлены температурные зависимости локальной магнитной восприимчивости в кюри-вейссовских координатах $\chi_{loc}^{-1} = (H \rightarrow 0, T) = f(T)$. (б), (в) Сопоставление данных локальной $\chi_{loc}(H \rightarrow 0, T) = f(T)$ (левая ось) и объемной магнитной восприимчивости $\chi(T) = f(T)$ (правая ось) для систем (б) $CeCu_6$ и (в) $CeAl_3$. Данные $\chi(T)$ для $CeCu_6$ и $CeAl_3$ из работ [41] и [42] соответственно. Пунктирными линиями на панелях (б), (в) выполнена аппроксимация соотношением (3).

ной намагниченности соотношением $M_{loc} \sim (-\Delta\rho/\rho)^{1/2}$. Используя в области малых магнитных полей кюри-вейссовскую зависимость

$$M_{loc} \approx \chi_{loc}(0)H = C(T)H/(T + \Theta_p) \quad (4)$$

при условии $\Theta_p \approx \text{const}$, несложно оценить в $CeCu_6$ относительное изменение при понижении температуры эффективного магнитного момента $\mu_{eff}(T)/\mu_{eff}(16\text{ K}) = C(T)/C(16\text{ K})$. Следует отметить достаточно хорошее масштабирование для различных значений температуры T_0 экспериментальных кривых в координатах $(-\Delta\rho/\rho)^{1/2} = C(T)H/(T + \Theta_p)$ (см. рис. 11), что дает возможность получить зависимость $\mu_{eff}(T)/\mu_{eff}(16\text{ K})$. Как видно на вставке к рис.11, при $T \leq 10\text{ K}$ величина $\mu_{eff}(T)$ для $CeCu_6$ заметно (~20%) возрастает с уменьшением температуры, что не находит объяснения в рамках модели Кондо. Действительно, при понижении температуры в окрестности температуры Кондо T_K ($T_K(CeCu_6) \approx 6\text{ K}$ [43]) следует ожидать уменьшения величины эффективного магнитного момента ионов Се вследствие кондо-компенсации ЛММ. Напротив, появление дополнительного магнитного вклада в $\chi_{loc}(0)$ и $\chi(0)$ (см. рис.10(б)) для соединений $CeCu_{6-x}Au_x$ при $T \leq 10\text{ K}$ получает естественное объяснение в рамках спин-поляронного подхода [20], в котором с понижением температуры вблизи T_N при установлении когерентного режима спиновых флуктуаций в окрестности центров Се вместо тяжелых фермионов возникают области спи-

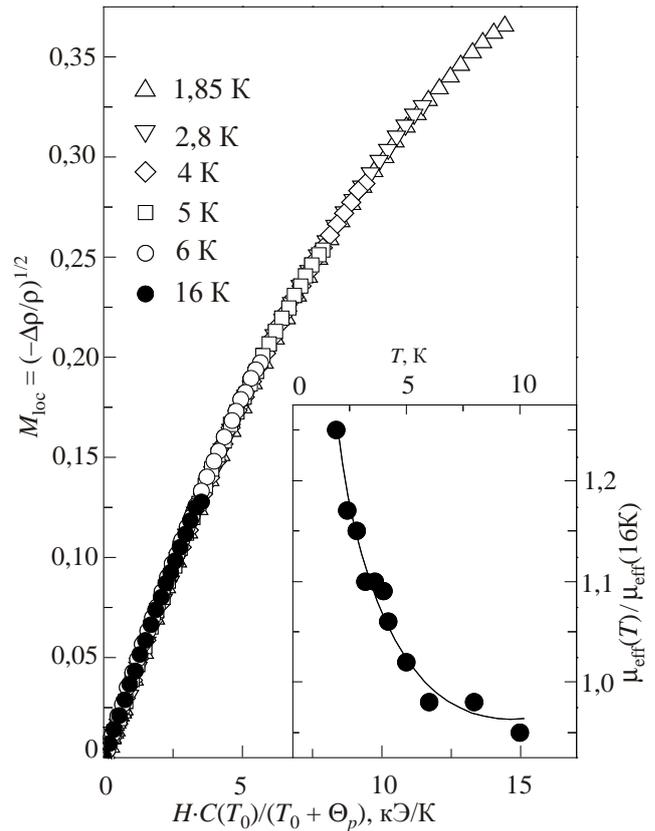


Рис. 11. Зависимость локальной намагниченности M_{loc} как функции параметра $H \cdot C(T_0)/(T_0 + \Theta_p)$ для соединения $CeCu_6$. На вставке показана температурная зависимость эффективного магнитного момента $\mu_{eff}(T)/\mu_{eff}(16\text{ K})$ (см. текст).

новой поляризации наноразмера. Для соединения $CeAl_3$ масштабирование в рамках (4) приводит к значению $\Theta_p \approx (-1,8 \pm 0,3)\text{ K}$ и сравнимому по величине с найденным для $CeCu_6$ возрастанию (~15%) эффективного магнитного момента при понижении температуры. В то же время в случае $CeAl_3$ близость к основному первого возбужденного дублета $^2F_{5/2}$ -состояния церия ($\Delta_1 \approx 50\text{ K}$ [44]), по-видимому, является причиной заметного ухудшения качества масштабирования магнитосопротивления в рамках соотношения (4).

При обсуждении магнитосопротивления магнитных соединений со структурой фазы Лавеса $Ce(Al_{1-x}M_x)_2$ ($x \leq 0,08$, $M = Co, Ni$) отметим, что для этих цериевых интерметаллидов с переходом при низких температурах в магнитоупорядоченное состояние, на полевых зависимостях $\chi_{loc}(H, T_0)$ появляются особенности при $H_{ms} \approx 11-15\text{ kOe}$ (см., например, на рис. 4(б) и 5(а), 5(в) кривые для $T \leq 12\text{ K}$). При этом для количественного анализа магнитосопротивления в рамках соотношений (1),(2) в магнитных соединениях представляется необходимым выделить ОМС составляющую, квадратичную в слабых полях $(-\Delta\rho/\rho \sim H^2, \text{ «бриллюэновский вклад» по терминологии [45,46]})$. Разделение вкладов в магнитосопротивление достаточно надежно проводится с помощью

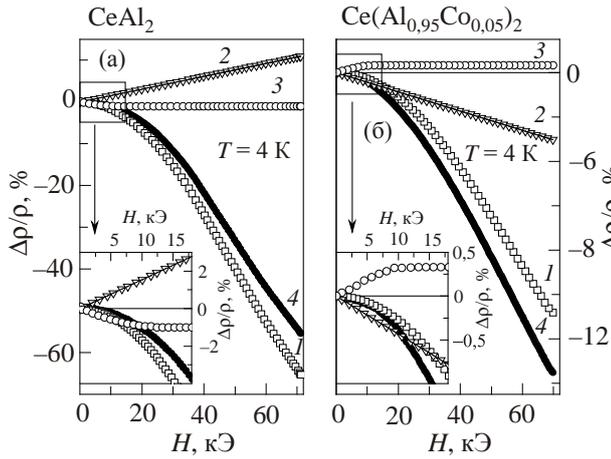


Рис. 12. Анализ полевых зависимостей магнитосопротивления $\Delta\rho(H)/\rho$ систем (а) CeAl_2 и (б) $\text{Ce}(\text{Al}_{0,95}\text{Co}_{0,05})_2$ с разделением вкладов 1–3 (см. текст). 1 — отрицательный квадратичный вклад $\Delta\rho/\rho \sim -H^2$, 2 — линейный $\Delta\rho/\rho \sim H$, 3 — низкополевой магнитный вклад $\Delta\rho/\rho|_{\text{mag}}$, 4 — экспериментальные данные.

экстраполяции линейных зависимостей для производных $d(\Delta\rho/\rho)/dH = f(H, T)$, найденных в интервале 15–50 кЭ (см., например, рис. 6) в область малых магнитных полей $H \leq H_{mS}$. При этом наклон линейного участка полевой зависимости $d(\Delta\rho/\rho)/dH = f(H, T)$ позволяет определить значение $\chi_{\text{loc}}(0)$, тогда как величина отсечки на оси ординат (параметры A_1 и A_2 на рис. 6(б), 6(в) и 6(г)) соответствует дополнительному линейному вкладу вида $\Delta\rho/\rho \approx A_i H$ ($i = 1, 2$), который появляется в магнитосопротивлении цериевых интерметаллидов с магнитоупорядоченным основным состоянием. На рис. 12 в качестве примера разделения вкладов показаны компоненты маг-

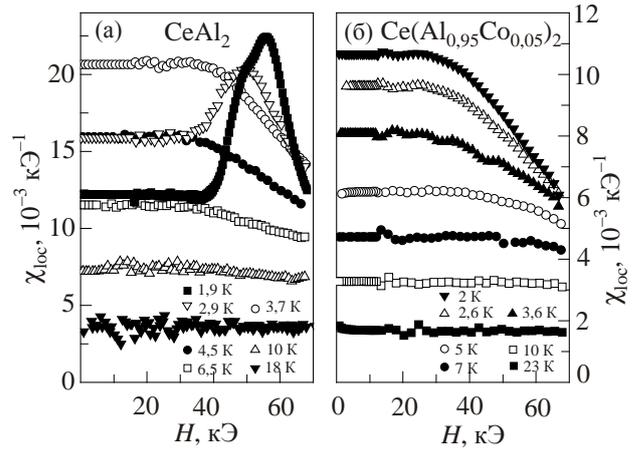


Рис. 13. Полевые зависимости локальной магнитной восприимчивости $\chi_{\text{loc}}(H, T_0)$ соединений (а) CeAl_2 и (б) $\text{Ce}(\text{Al}_{0,95}\text{Co}_{0,05})_2$.

нитосопротивления: 1 — «бриллюэновский» квадратичный в малых полях ОМС вклад $-\Delta\rho/\rho \sim H^2$, 2 — линейная по полю составляющая $\Delta\rho/\rho \approx A_1 H$ и низкополевой магнитный вклад $\Delta\rho/\rho|_{\text{mag}}$, полученный вычитанием из экспериментальной зависимости (кривая 4 на рис. 12) указанных выше двух слагаемых в магнитосопротивлении (кривая 3 на рис. 12) для соединений CeAl_2 и $\text{Ce}(\text{Al}_{0,95}\text{Co}_{0,05})_2$. Семейства кривых $\chi_{\text{loc}}(H, T_0)$, найденные для CeAl_2 и $\text{Ce}(\text{Al}_{0,95}\text{Co}_{0,05})_2$ из квадратичной ОМС компоненты магнитосопротивления в рамках предложенной процедуры, приведены на рис. 13(а) и 13(б) соответственно, а на рис. 14 показаны полученные вычитанием из экспериментальных кривых низкополевые магнитные вклады $\Delta\rho/\rho|_{\text{mag}} = f(H, T_0)$ для соединений $\text{Ce}(\text{Al}_{0,95}\text{Co}_{0,05})_2$, $\text{Ce}(\text{Al}_{0,92}\text{Co}_{0,08})_2$ и $\text{Ce}(\text{Al}_{0,95}\text{Ni}_{0,05})_2$. Выделенная таким образом, низкополевая положительная магнитная составляющая с насыщением $\Delta\rho/\rho|_{\text{mag}}$ в

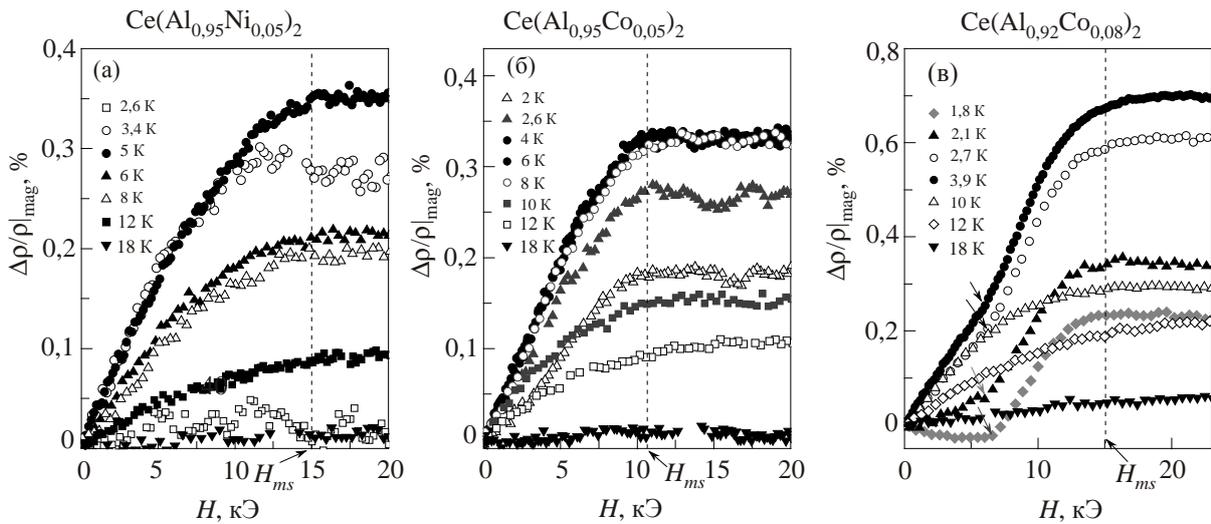


Рис. 14. Полевые зависимости магнитного вклада $\Delta\rho/\rho|_{\text{mag}} = f(H)$ для соединений (а) $\text{Ce}(\text{Al}_{0,95}\text{Ni}_{0,05})_2$, (б) $\text{Ce}(\text{Al}_{0,95}\text{Co}_{0,05})_2$, (в) $\text{Ce}(\text{Al}_{0,92}\text{Co}_{0,08})_2$. Пунктирные линии обозначают поле насыщения H_{mS} (см. текст). Стрелки на панели (в) отмечают низкополевые особенности, соответствующие метамгнитному фазовому переходу.

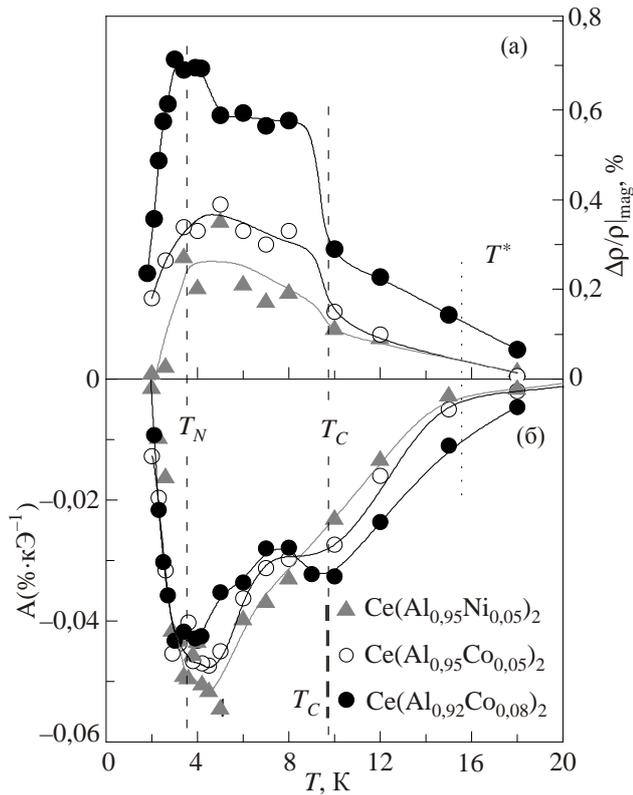


Рис. 15. Температурные зависимости (а) амплитуды низкополевого магнитного вклада $\Delta\rho/\rho|_{\text{mag}}$ и (б) коэффициента A линейного вклада $\Delta\rho/\rho \sim A(T) \cdot H$ в магнитосопротивление для соединений $\text{Ce}(\text{Al}_{0.95}\text{Ni}_{0.05})_2$, $\text{Ce}(\text{Al}_{0.95}\text{Co}_{0.05})_2$, $\text{Ce}(\text{Al}_{0.92}\text{Co}_{0.08})_2$.

магнитосопротивлении цериевых интерметаллидов $\text{Ce}(\text{Al}_{1-x}\text{Co}_x)_2$ с $x \leq 0,08$ и $\text{Ce}(\text{Al}_{0.95}\text{Ni}_{0.05})_2$, по-видимому, характеризует процесс намагничивания спин-поляризованных областей наноразмера с ростом внешнего магнитного поля при $H \leq 15 \text{ кЭ}$ в исследуемых соединениях.

Подчеркнем в этой связи, что малый положительный вклад в магнитосопротивление $\Delta\rho/\rho|_{\text{mag}}$ появляется для твердых растворов замещения $\text{Ce}(\text{Al}_{1-x}\text{M}_x)_2$ с $x = 0,05$ и $0,08$ при температурах ниже 15 К , возрастает по амплитуде вблизи $T_C \approx 9,5 \text{ К}$ и затем при $T < T_N$ резко уменьшается (рис. 15(а)). Насыщение этой компоненты магнитосопротивления достигается при $H \approx H_{ms} \approx 11\text{--}15 \text{ кЭ}$, причем его амплитуда принимает максимальные значения в окрестности $T \approx 4\text{--}6 \text{ К}$ (см. рис. 14 и 15(а)). Появление дополнительных вкладов в системе $\text{Ce}(\text{Al}_{1-x}\text{M}_x)_2$ по сравнению с поведением магнитосопротивления обсуждавшихся выше парамагнитных соединений с тяжелыми фермионами в рамках соотношений (1а),(2) следует связать с присутствием двух аддитивных составляющих в намагниченности — \mathbf{M}_{loc} и \mathbf{m}_{loc} . В этом случае достаточно хорошее количественное описание всех трех компонент в магнитосопротивлении соединений $\text{Ce}(\text{Al}_{1-x}\text{M}_x)_2$ в рамках используемого подхода к разделению вкладов в $\Delta\rho/\rho$ может быть получено в рамках соотношения

$$-\Delta\rho/\rho = \beta(\mathbf{M}_{\text{loc}} + \mathbf{m}_{\text{loc}})^2. \quad (5)$$

Дополнительное слагаемое \mathbf{m}_{loc} в правой части (5) отвечает появлению малой ферромагнитной добавки к намагниченности за счет магнитных областей наноразмера, возникающей при температурах ниже 15 К и резко усиливающейся вблизи $T_C \approx 9,5 \text{ К}$ (см. рис. 15(а)). При этом полевые зависимости положительного вклада в $\Delta\rho/\rho|_{\text{mag}}$ (рис. 14), по-видимому, следует интерпретировать в терминах намагничивания ферромагнитных областей наноразмера (ферронов по терминологии [47,48]), тогда как резкое уменьшение амплитуды $\Delta\rho/\rho|_{\text{mag}}$ при $T < T_N \sim 4 \text{ К}$ может быть связано с возникновением когерентного режима рассеяния носителей на магнитной структуре соединений $\text{Ce}(\text{Al}_{1-x}\text{M}_x)_2$.

В области линейной зависимости $\mathbf{M}_{\text{loc}} = \chi_{\text{loc}}H$ выражение (5) может быть переписано в виде

$$-\Delta\rho/\rho \approx \beta\chi_{\text{loc}}^2 H^2 + 2\beta\chi_{\text{loc}}\mathbf{m}_{\text{loc}}\cos(\mathbf{M}_{\text{loc}}\mathbf{m}_{\text{loc}})H + \beta\mathbf{m}_{\text{loc}}^2 = -B_i(T)H^2 + A_i(T, H)H + C_i(T, H), \quad (6)$$

($i = 1$), причем в интервале $H > H_{ms} \sim 15 \text{ кЭ}$ после выхода на насыщение компоненты $\Delta\rho/\rho|_{\text{mag}}$ (см. рис. 14) коэффициенты A_i и C_i в (6) более не зависят от внешнего магнитного поля. Найденное в работе поведение коэффициента $A_1(T)$, характеризующего линейный вклад $\Delta\rho/\rho \approx A_1H$ для составов $\text{Ce}(\text{Al}_{1-x}\text{M}_x)_2$ с $x \geq 0,05$, показано на рис. 15(б). Таким образом, анализ вкладов в магнитосопротивление (см. рис. 12,13–15) с помощью (6) позволяет предложить количественное описание для всех трех выделенных компонент в $\Delta\rho/\rho$ исследуемых магнетиков. Отметим, что использование поликристаллических образцов цериевых интерметаллидов существенно ограничивает исследование эффектов анизотропии магнитного рассеяния носителей в магнитоупорядоченном состоянии соединений $\text{Ce}(\text{Al}_{1-x}\text{M}_x)_2$, делая затруднительным корректный учет векторной суммы вкладов \mathbf{M}_{loc} и \mathbf{m}_{loc} в (6). Подчеркнем также, что как линейная по полю компонента $\Delta\rho/\rho \approx A_1H$, так и магнитная составляющая $\Delta\rho/\rho|_{\text{mag}}$, обусловлены малой добавкой \mathbf{m}_{loc} в локальной намагниченности, что подтверждается скоррелированным поведением температурных зависимостей амплитуд указанных вкладов (см. рис. 15). Аналогично, наблюдающиеся в поле $H \leq H_{ms} \approx 11\text{--}15 \text{ кЭ}$ особенности на кривых $\Delta\rho/\rho(H)$ (см. рис. 5) связаны исключительно с вкладом $\Delta\rho/\rho|_{\text{mag}}$ и, в свою очередь, определяются поведением составляющей $\mathbf{m}_{\text{loc}}(T, H)$.

Более сложное поведение указанных трех вкладов в магнитосопротивление, по сравнению с найденным для $\text{Ce}(\text{Al}_{1-x}\text{M}_x)_2$ с $x \geq 0,05$, наблюдается для антиферромагнетика с тяжелыми фермионами CeAl_2 и твердого раствора с $x = 0,01$ кобальта. При этом анализ

кривых магнитосопротивления в широкой окрестности температуры Нееля $2\text{ K} < T_N \approx 3,85\text{ K} < 5\text{ K}$ в CeAl_2 и $\text{Ce}(\text{Al}_{0,99}\text{Co}_{0,01})_2$ приводит к следующим выводам: как основной бриллюэновский ОМС вклад (см. пример разделения вкладов на рис. 12(a)), так и линейная по магнитному полю положительная компонента $\Delta\rho/\rho \approx A_i H$ (кривая 2 на рис. 12(a)), скачкообразно изменяются в АФ фазе вблизи $H_m \sim 40\text{--}50\text{ кЭ}$ (см., например, рис. 6(в), а также рис.16(a) и 17(б)); составляющая $\Delta\rho/\rho|_{\text{mag}}$, отвечающая изменению намагниченности $\mathbf{m}_{\text{loc}}(T, H)$ и насыщающаяся в магнитном поле $H \approx H_{ms} \approx 11\text{--}15\text{ кЭ}$ (кривая 3 на рис. 12(a)) оказывается знакопе-

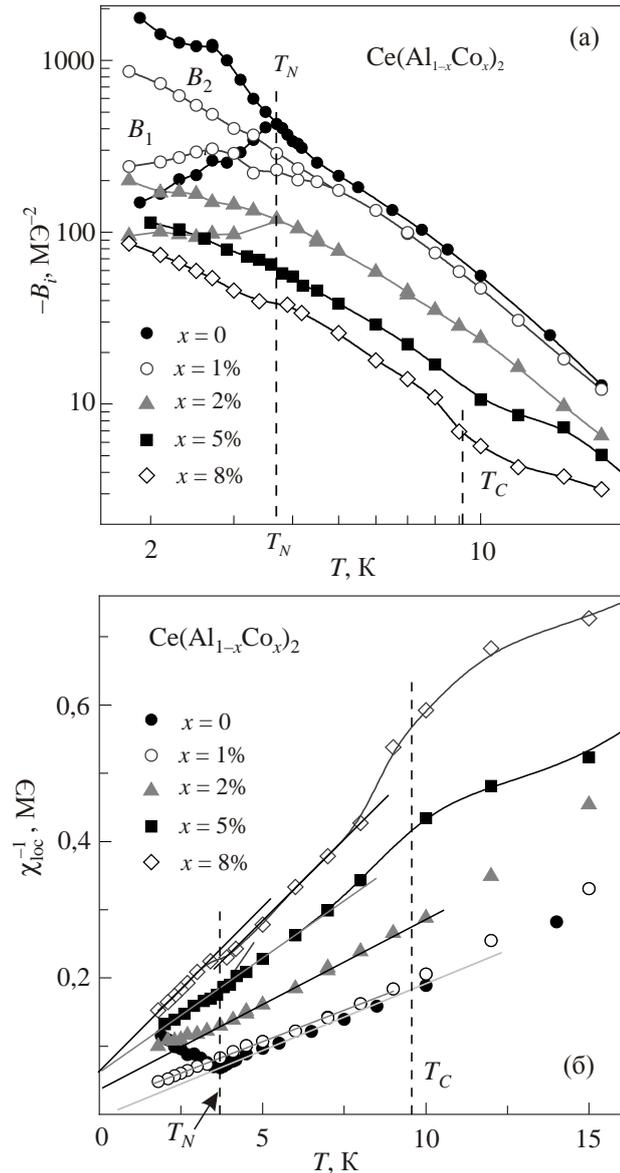


Рис. 16. Температурные зависимости коэффициента B отрицательного квадратичного вклада $\Delta\rho/\rho \sim -B(T)H^2$ (а) и (б) обратной локальной магнитной восприимчивости $\chi_{\text{loc}}^{-1} = f(T)$ для систем $\text{Ce}(\text{Al}_{1-x}\text{Co}_x)_2$ ($x = 0, 0,01, 0,02, 0,05, 0,08$). Сплошными линиями на панели (б) выполнен фит в рамках соотношения (3).

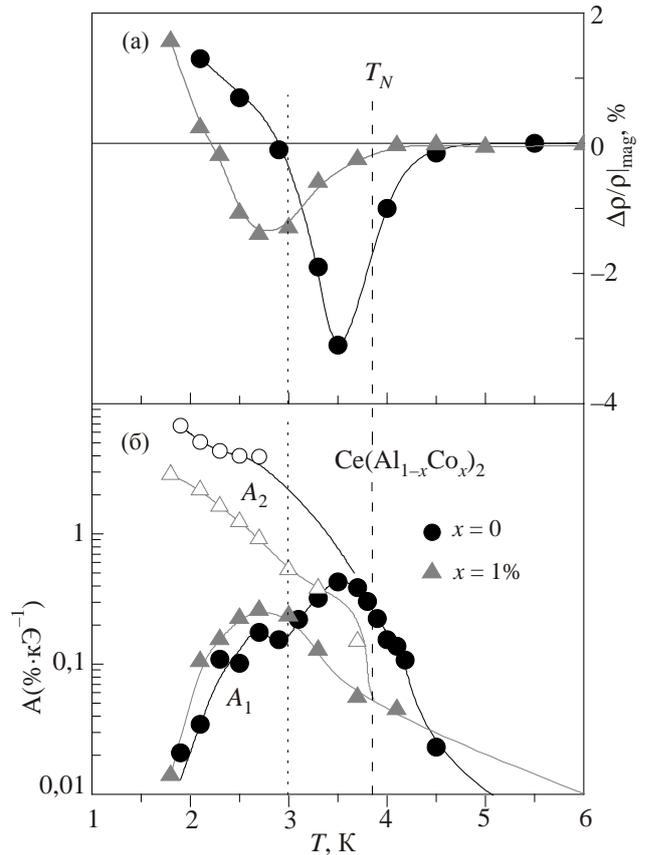


Рис. 17. Температурные зависимости амплитуды низкополевого магнитного вклада $\Delta\rho/\rho|_{\text{mag}}$ (а) и коэффициента A линейного вклада $\Delta\rho/\rho \sim A_i(T)H$ в магнитосопротивление (б) для соединений $\text{Ce}(\text{Al}_{1-x}\text{Co}_x)_2$ ($x = 0, 0,01$) (см. текст).

ременной (см. рис. 17(a), 18). В результате в антиферромагнитном состоянии CeAl_2 и $\text{Ce}(\text{Al}_{0,99}\text{Co}_{0,01})_2$ по изменению наклона производных $d(\Delta\rho/\rho)/dH = f(H, T_0)$ (см., например, рис. 6(б) для $x(\text{Co}) = 1\%$) регистрируется дополнительный фазовый переход в полях $40\text{--}50\text{ кЭ}$ (см. рис. 13(a)). Найденный из анализа в рамках (7) с $i = 1, 2$ набор зависящих от температуры параметров (B_1, A_1) и (B_2, A_2) представлен на рис. 16(a) и рис. 17(б), а на рис.17(a) и рис. 18 показано изменение амплитуды магнитного вклада для $x = 0$ и $0,01$ и семейство кривых $\Delta\rho/\rho|_{\text{mag}}(H, T_0)$ для CeAl_2 соответственно. Как видно из кривых $B_{1,2}(T)$ и $A_{1,2}(T)$ (см. рис. 16(a) и 17(б), соответственно), обнаруженный фазовый переход при H_m и связанное с ним разделение на две ветви возникает с понижением температуры вблизи T_N . При этом для CeAl_2 коэффициент A_1 при линейном вкладе представляет собой существенно немонотонную функцию температуры с двумя максимумами в интервале $2\text{--}5\text{ K}$ (см. рис. 17(б)), тогда как амплитуда магнитного вклада $d(\Delta\rho/\rho)/dH = f(H, T_0)$ проходит через минимум и в окрестности $T \approx 3\text{ K}$ меняет знак (рис. 17(a)). Очевидно, указанная трансформация линейной и магнитной составляющих в магнитосопротивление CeAl_2 в интервале

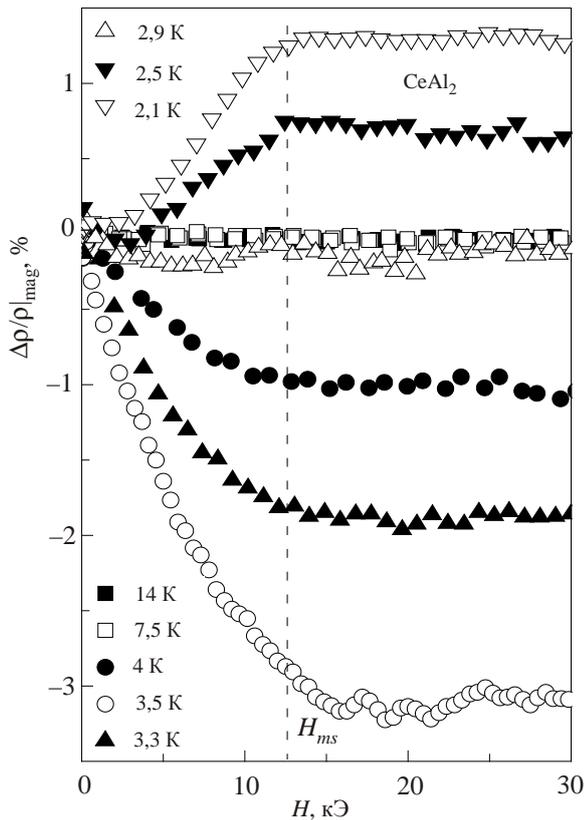


Рис. 18. Полевые зависимости низкополевого магнитного вклада $\Delta\rho/\rho|_{\text{mag}} = f(H)$ в магнитосопротивление для соединения CeAl_2 . Пунктирной линией обозначено поле насыщения H_{ms} (см. текст).

температур 2–5 К связана с перестройкой магнитной структуры в этом магнитном соединении с тяжелыми фермионами.

В связи с этим отметим, что вывод авторов [35] о несоизмеримой синусоидально модулированной структуре (K_I -тип) антиферромагнитной фазы в CeAl_2 за прошедшие десятилетия неоднократно становился предметом активных дискуссий. В частности, в [49] на основании результатов измерений дифракции нейтронов, выполненных на монокристаллических образцах CeAl_2 , было предложено описание антиферромагнитного модулированного (АФМ) состояния в терминах трехкомпонентной по волновому вектору k магнитной структуры (K_{III} -тип) с 24-х компонентным параметром порядка (см. также [50]). В работах [51,52] были приведены аргументы в пользу возникновения в CeAl_2 магнитной структуры в виде двойной эллиптической спирали с противоположным направлением вращения Ce магнитных моментов в различных ГЦК подрешетках и небольшим изменением абсолютной величины ЛММ вдоль каждой из составляющих спиралей (K_{II} -тип магнитной структуры). Согласно [51,52], изменение по абсолютной величине локализованных магнитных моментов церия вдоль спиралей (так называемая модуляция

магнитной структуры), которое по данным [52] в окрестности T_N составляет около 30% от амплитудного значения, по мнению авторов, следует отнести за счет кондо-компенсации ЛММ ионов церия.

В последнее время магнитная структура CeAl_2 достаточно активно исследовалась также методом μSR -спектроскопии [31,53,54], однако результаты указанных исследований и сделанные выводы оказались весьма противоречивыми. Одной из основных причин, затрудняющих изучение магнитного основного состояния в CeAl_2 , по мнению авторов [31,38,55,56], может являться зависимость температуры перехода T_N и особенностей дальнего магнитного порядка от внутренних локальных напряжений и примесей малой концентрации, присутствующих в исследованных образцах. С указанными факторами, приводящими к разбросу значений температуры Нееля в диапазоне 3,4–3,9 К [31], а также с реализацией в образцах CeAl_2 , согласно выводам [55], двух последовательных магнитных переходов с близкими значениями T_N , по-видимому, следует связать отмеченные выше различия в интерпретации магнитной структуры и особенностей фазовой H - T -диаграммы в этом соединении. Кроме того, в [20] из измерений транспортных характеристик на поликристаллах было показано, что в CeAl_2 действительно наблюдаются два магнитных фазовых перехода при температурах $T_N = 3,85$ К и $T_{N1} = 3,0$ К, причем обнаруженные авторами аномалии коэффициента Холла свидетельствуют в пользу выводов [18,57,58] о существовании при низких температурах $T_N \leq T \leq 12$ К ферромагнитных корреляций в матрице CeAl_2 с длиной когерентности $\xi \geq 20$ Å.

Следует подчеркнуть также, что в ряду фаз Лавеса LnAl_2 ($\text{Ln} = \text{Ce}, \text{Nd}, \text{Tb}, \text{Dy}$ и др.), за исключением CeAl_2 , все прочие трехвалентные редкоземельные диалюминиды являются ферромагнетиками. В такой ситуации присутствие сильных ферромагнитных флуктуаций в матрице CeAl_2 как при гелиевых, так и при промежуточных (5–10 К) температурах, найденное в [20] в области сильных магнитных полей $H \geq 60$ кЭ, по-видимому, следует связать с подавлением внешним магнитным полем $H \sim H_{sf} \approx k_B T_{sf} / \mu_B \approx 70$ кЭ ($T_{sf}(\text{CeAl}_2) \approx 5$ К, T_{sf} — температура спиновых флуктуаций) антиферромагнитных и усилением ферромагнитных локальных спиновых флуктуаций на Ce центрах. Другим следствием формирования магнитного порядка в CeAl_2 при низких температурах в условиях отмеченной выше конкуренции различных механизмов, по-видимому, является появление новых фаз на магнитной H - T -диаграмме CeAl_2 и, в частности, обнаруженного в [23] фазового перехода от АФМ к неколлинеарной магнитной структуре. Кроме того, поскольку фаза Лавеса CeCo_2 является немагнитным металлом с переходом в сверхпроводящее состояние при $T_C \approx 1,5$ К [59–61], следует ожидать подавления ЛММ Ce через усиление зонного магнетизма

при замещении Al на Co в системе $\text{Ce}(\text{Al}_{1-x}\text{Co}_x)_2$ (см. также [62]).

Возвращаясь к анализу вкладов в магнитосопротивление CeAl_2 , отметим, что особенности поведения магнитострикции и теплового расширения в этом соединении, наблюдавшиеся в [38,63,64] в интервале температур 2–5 К в магнитном поле до 15 кЭ, интерпретировались авторами [63,64] в терминах изменения поляризации антиферромагнитных доменов с переориентацией направления ЛММ к расположению в плоскостях, перпендикулярных внешнему магнитному полю. Однако с учетом результатов представленного выше анализа магнитного вклада $\Delta\rho/\rho|_{\text{mag}}$, на наш взгляд, более правильным является объяснение, основанное на перемагничивании внешним полем ферромагнитных областей наноразмера, возникающих в матрице CeAl_2 в когерентном режиме быстрых спиновых флуктуаций на Ce-центрах. По-видимому, именно возникновением спин-поляризованных областей вблизи ЛММ церия может быть объяснено возрастание эффективного магнитного момента μ_{eff} на Ce центрах с превышением максимального значения магнитного момента основного состояния (Γ_7 -дублет) иона Ce^{3+} , наблюдавшееся в [58] при $T \leq 5$ К. Отметим также, что сложное поведение температурных зависимостей амплитуд вкладов $\Delta\rho/\rho|_{\text{mag}}(H, T)$ и $\Delta\rho/\rho \approx A_i(T)H$ (см. рис. 17(a) и 17(b)) непосредственно связано с магнитной фазовой диаграммой и магнитными фазовыми переходами в соединении CeAl_2 . При этом температуре Нееля $T_N \approx 3,85$ К отвечает точка перегиба, тогда как две дополнительные особенности наблюдаются на кривых рис. 17 при температурах 3,5 и 3 К. Подчеркнем, что $T_N^* \approx 3,5$ К обычно связывается с аномалией в теплоемкости и тепловом расширении [55], и в спектрах ядерного квадрупольного резонанса [56] для поликристаллов CeAl_2 в точке магнитного фазового перехода. При этом, как видно на рис. 17, скоррелированным представляется поведение особенностей на кривых магнитной $\Delta\rho/\rho|_{\text{mag}}(H, T)$ и линейной $\Delta\rho/\rho \approx A_i(T)H$ компонент магнитосопротивления в окрестности 3 и 3,5 К, несмотря на то, что эти параметры определены в разных интервалах по магнитному полю.

При обсуждении природы линейного положительного магнитосопротивления (ПМС), наблюдающегося в антиферромагнитном состоянии CeAl_2 и $\text{Ce}(\text{Al}_{0,99}\text{Co}_{0,01})_2$, отметим, что ПМС заметной амплитуды было обнаружено ранее как в анизотропном ферромагнетике CeRu_2Ge_2 при $T < T_c = 7,5$ К [65], так и в антиферромагнитных металлах CeNi_4Sn и $\text{Ce}_2\text{Ni}_2\text{Sn}$ при $T < T_N$ [65], а также в квазидвумерных (2D) сверхпроводниках с тяжелыми фермионами CeCoIn_5 [66] и $\text{Ce}(\text{Ir,Rh})\text{In}_5$ [67] при $T > T_c$. Эффект ПМС большой амплитуды наблюдался также в высокотемпературных сверхпроводниках в псевдощелевом состоянии при $T > T_c$ [68] и в органических проводниках с волной спиновой плотности (spin-density-wave (SDW)) [69–70]. В то же время наиболее извест-

ной 3D системой с SDW антиферромагнитным основным состоянием является металлический хром, в котором при низких температурах в несоизмеримой фазе эффект ПМС достигает 180% в магнитном поле $H = 12$ кЭ [71]. Кроме того, согласно результатам исследований [72,73], амплитуда ПМС в Cr резко падает при замещении хрома на Fe и Co, причем в системе Cr:Fe при переходе вблизи $x \approx 1,5$ ат.% Fe в SDW фазу с соизмеримой магнитной структурой наблюдается смена знака магнитосопротивления (эффект ОМС). Аналогично случаю Cr:Fe, обнаруженное в сплавах Cr:Co резкое подавление эффекта ПМС при $x < 1,5$ ат.% Co, по мнению авторов [73], оказывается обусловленным возрастанием амплитуды спиновых флуктуаций.

Таким образом, возможное объяснение происхождения линейного ПМС вклада в магнитоупорядоченном состоянии CeAl_2 и $\text{Ce}(\text{Al}_{0,99}\text{Co}_{0,01})_2$, на наш взгляд, следует искать в рассеянии носителей заряда на сложной магнитной структуре, сформированной из ЛММ редкоземельных ионов ($4f$ -компонента) и SDW ($5d$ -составляющая, связанная со спин-поляризованными состояниями носителей — пучностями волны спиновой плотности). При этом, по-видимому, возрастание амплитуды спиновых флуктуаций при замещении Al на Co в $\text{Ce}(\text{Al}_{1-x}\text{Co}_x)_2$, как и в случае сплавов Cr:Fe и Cr:Co [72,73], приводит к резкому уменьшению величины линейного ПМС (см. рис. 17(б)). В рамках предложенного в работе спин-поляронного подхода к описанию зарядового транспорта магнетиков $\text{Ce}(\text{Al}_{1-x}\text{M}_x)_2$ (M-Co, Ni), по нашему мнению, наиболее естественным объяснением линейного ПМС представляется механизм, связанный со стабилизацией и возрастанием амплитуды SDW с ростом магнитного поля [69,74]. Однако, насколько нам известно, в настоящее время отсутствует теоретическое описание зарядового транспорта в присутствии внешнего магнитного поля в зонных магнетиках с волной плотности, что ограничивает возможности точного количественного анализа эффекта ПМС, обнаруженного в цериевых интерметаллидах.

Отметим также, что смешанное АФ-состояние с $4f$ - (локализованные моменты) и $5d$ - (SDW) компонентами магнитной структуры сравнительно недавно было предложено для объяснения природы квадратичного ОМС и линейного ПМС вкладов в магнитосопротивление додекаборидов $\text{Ho}_x\text{Lu}_{1-x}\text{B}_{12}$ [75] и $\text{Tm}_{1-x}\text{Yb}_x\text{B}_{12}$ [76]. Авторы [75,76] также наблюдали смену режима рассеяния носителей заряда в АФ-состоянии, и связанное с этим скачкообразное изменение коэффициентов A_i , B_i в соотношении (7), которое было интерпретировано в терминах фазового перехода SDW_1 - SDW_2 в этих соединениях. Ниже при обсуждении магнитной фазовой H - T -диаграммы соединений CeAl_2 и $\text{Ce}(\text{Al}_{0,99}\text{Co}_{0,01})_2$ будет использована подобная терминология.

Суммируя изложенное выше, отметим, что для детального выяснения вопроса о природе магнитного и

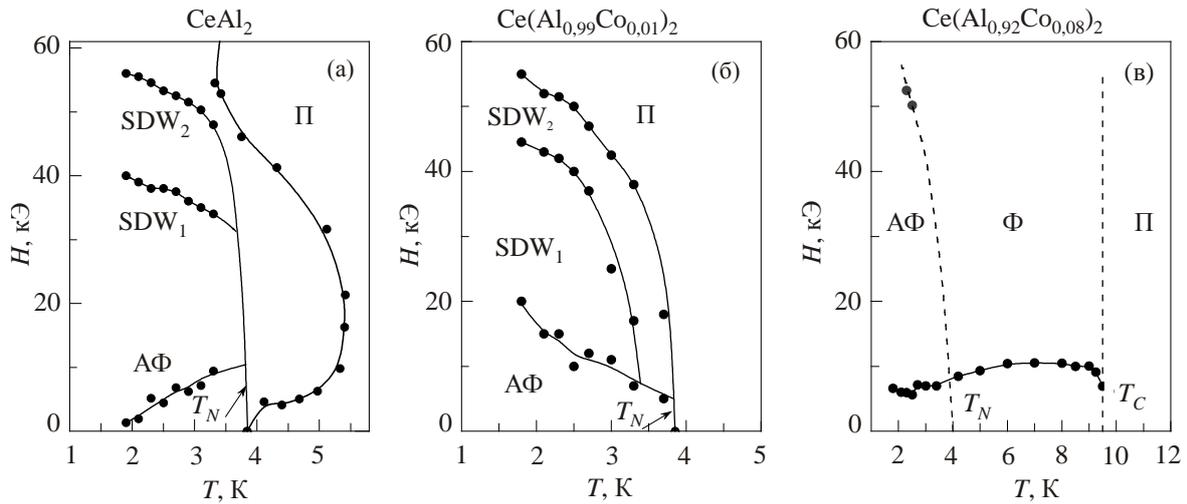


Рис. 19. Магнитная H - T фазовая диаграмма систем (а) $CeAl_2$, (б) $Ce(Al_{0,99}Co_{0,01})_2$, (в) $Ce(Al_{0,92}Co_{0,08})_2$ по результатам анализа магнитосопротивления, полученным в настоящей работе, и теплового расширения [38] (см. открытые символы на панели (а)). АФ — антиферромагнитное состояние, $SDW_{1,2}$ — фазы с волной спиновой плотности, П — парамагнитная, Ф — ферромагнитная фазы.

линейного вкладов в магнитосопротивление в магнитных цериевых интерметаллидах требуется проведение детальных измерений магнитных и транспортных характеристик на монокристаллических образцах соединения с тяжелыми фермионами $CeAl_2$ и твердых растворов на его основе. При этом в отсутствие усреднения по кристаллографическим направлениям в $CeAl_2$ представляется возможным разделение вкладов в рассеяние носителей на локальных спиновых флуктуациях и возбуждениях волны спиновой плотности с анализом магнитной анизотропии зарядового транспорта.

Поскольку абсолютная величина магнитосопротивления в интерметаллидах $Ce(Al_{1-x}M_x)_2$, так же как и в соединениях с тяжелыми фермионами $CeCu_{6-x}Au_x$ ($x = 0, 0,1$ и $0,2$) и $CeAl_3$ в основном определяется квадратичным отрицательным («бриллюэновским» по терминологии [45,46]) членом в $\Delta\rho/\rho$, (см. рис. 3–5), далее используем особенности на температурных зависимостях этого вклада, а также линейной и магнитной компонент для построения магнитной фазовой диаграммы соединений $Ce(Al_{1-x}M_x)_2$. Как видно из данных рис. 16, выше 10 К на кривых $\chi_{loc}^{-1}(T)$ наблюдается отклонение от кюри-вейссовской зависимости (3) (линии на рис. 16(б)), соответствующее уменьшению локальной магнитной восприимчивости за пределами интервала ферромагнитных спиновых флуктуаций [57,58]. В окрестности $T_N \sim 3,85$ К наблюдается разделение кривой $B(T)$ на две ветви $B_1(T)$ и $B_2(T)$ (см. рис.16(а)), отвечающие разным интервалам полей и, соответственно, SDW_1 и SDW_2 фазам в этих соединениях. С ростом x в $Ce(Al_{1-x}M_x)_2$ в окрестности $T_C \sim 9,5$ К на кривых $B(T)$ появляется особенность в виде ступеньки при сохранении небольшой аномалии вблизи T_N (см. рис.16). При этом значительное уменьшение вели-

ны $\chi_{loc}(T)$ с ростом x , по-видимому, следует отнести за счет резкого уменьшения подвижности носителей с ростом беспорядка замещения в твердых растворах $Ce(Al_{1-x}M_x)_2$. Анализ производных $d(\Delta\rho/\rho)/dH = f(H, T_0)$ при различных температурах (см., например, рис. 6) позволяет зарегистрировать изменение отмеченных аномалий вблизи магнитных фазовых переходов и восстановить ряд особенностей магнитной H - T фазовой диаграммы $Ce(Al_{1-x}M_x)_2$. Для примера на рис. 19 показаны H - T диаграммы, полученные для соединений $CeAl_2$ и $Ce(Al_{0,99}Co_{0,01})_2$ в интервале температур $T < 6$ К (панели (а) и (б)), а также для состава $Ce(Al_{0,92}Co_{0,08})_2$, в котором в интервале $T_N < T < T_C \approx 9,5$ К между парамагнитной и АФ фазой реализуется спин-поляризованное ферромагнитное состояние (панель (в)).

5. Заключение

В настоящей работе представлены результаты прецизионных измерений магнитосопротивления для ряда интерметаллидов на основе церия – немагнитных соединений с тяжелыми фермионами $CeCu_{6-x}Au_x$ ($x = 0, 0,1$ и $0,2$), $CeAl_3$ и магнитных твердых растворов замещения $Ce(Al_{1-x}M_x)_2$ ($0 \leq x \leq 0,08$, $M = Co, Ni$), выполненных при низких температурах 1,8–30 К в магнитном поле до 80 кЭ. Количественный анализ экспериментальных данных в рамках спин-поляронного подхода позволяет разделить вклады в магнитосопротивление с выделением, кроме основной «бриллюэновской» $-\Delta\rho/\rho \sim M_{loc}^2$ компоненты отрицательного знака, также линейной $\Delta\rho/\rho \approx A_1(T)H$ и магнитной $\Delta\rho/\rho|_{mag}(H, T)$ составляющих в $\Delta\rho/\rho$. Появление линейного и магнитного вкладов в магнитосопротивление связывается с возникновением областей спиновой

поляризации наноразмера и обусловленными этим особенностями формирования смешанного ($4f-5d$) магнитоупорядоченного состояния при низких температурах, являющегося характеристикой магнетиков на основе Се. Показано, что наиболее полная и адекватная интерпретация эффекта магнитосопротивления в интерметаллидах на основе церия может быть получена в рамках модели Иосиды [34], рассматривающей рассеяние носителей заряда на локализованных магнитных моментах в матрице металла. Обсуждаются ограничения, возникающие при использовании для интерпретации данных магнитосопротивления, полученных для цериевых интерметаллидов, различных подходов, основанных на модели Кондо. Сравнение локальных намагниченности и восприимчивости, найденных из измерений магнитосопротивления, с результатами магнитных измерений соединений на основе церия свидетельствует в пользу предложенного подхода.

Работа выполнена при финансовой поддержке программы ОФН РАН «Сильно коррелированные электроны в полупроводниках, металлах, сверхпроводниках и магнитных материалах» и проекта VEGA 2/0106/13 (Словакия).

1. P. Coleman, P.W. Anderson, and T.V. Ramakrishnan, *Phys. Rev. Lett.* **55**, 414 (1985).
2. F. Lapiere, P. Haen, A. Briggs, and M. Sera, *J. Magn. Magn. Mater.* **63–64**, 76 (1987).
3. D.N. Sluchanko, V.V. Glushkov, S.V. Demishev, G.S. Burhanov, O.D. Chistiakov, and N.E. Sluchanko, *J. Magn. Magn. Mater.* **300**, 288 (2006).
4. N.E. Sluchanko, V.V. Glushkov, S.V. Demishev, G.S. Burhanov, O.D. Chistiakov, and D.N. Sluchanko, *Physica B* **378–380**, 773 (2006).
5. N.E. Sluchanko, D.N. Sluchanko, N.A. Samarin, V.V. Glushkov, S.V. Demishev, A.V. Kuznetsov, G.S. Burhanov, and O.D. Chistiakov, *Fiz. Nizk. Temp.* **35**, 694 (2009) [*Low Temp. Phys.* **35**, 544 (2009)].
6. T. Penney, F.P. Milliken, S. von Molnar, F. Holzberg, and Z. Fisk, *Phys. Rev. B* **34**, 5959 (1986).
7. Н.Б. Брандт, В.В. Мошчалков, Н.Е. Случанко, Е.М. Савицкий, Т.М. Шкатова, *ФТТ*, **26**, 913 (1984).
8. W.P. Beyerman, A.M. Awasthi, J.P. Carini, and G. Gruner, *J. Magn. Magn. Mater.* **76–77**, 207 (1988).
9. Н.Б. Брандт, В.В. Мошчалков, Н.Е. Случанко, Е.М. Савицкий, Т.М. Шкатова, *ФНТ* **10**, 940 (1984) [*Sov. J. Low Temp. Phys.* **10**, 490 (1984)].
10. V.V. Moshchalkov, P. Coleridge, E. Fawcett, and A. Sachrajda, *Solid State Commun.* **60**, 883 (1986).
11. Y. Saito, T. Ebihara, A. Matsuo, A. Kondo, and K. Kindo, *JPS Conf. Proc.* **3**, 011025 (2014).
12. A. Takase, K. Kojima, T. Komatsubara, and T. Kasuya, *Solid State Commun.* **36**, 461 (1980).
13. U. Welp, P. Haen, G. Bruls, G. Remenyi, J. Flouquet, P. Morin, A. Briggs, G. Cors, and M. Karkut, *J. Magn. Magn. Mater.* **63–64**, 29 (1987).
14. G.S. Boebinger, A. Passner, P.C. Canfield, and Z. Fisk, *Physica B* **211**, 227 (1995).
15. T. Takabatake, M. Nigasawa, H. Fujii, M. Nohara, T. Suzuki, T. Fujita, G. Kido, and T. Hiraoka, *J. Magn. Magn. Mater.* **108**, 155 (1992).
16. A.K. Nigam, S. Radha, S.B. Roy, and G. Chandra, *Physica B* **205**, 421 (1995).
17. H.P. Kunkel, X.Z. Zhou, P.A. Stampe, J.A. Cowen, and G. Williams, *Phys. Rev. B* **53**, 15099 (1996).
18. С.М. Варма, Z. Nussinov, and W. van Saarloos, *Phys. Rep.* **361**, 267 (2002).
19. G.R. Stewart, *Rev. Mod. Phys.* **73**, 797 (2001).
20. 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).
21. M.R. Lees, B.R. Coles, E. Bauer, and N. Pillmayr, *J. Phys. Cond. Mater.* **2**, 6403 (1990).
22. Z. Fisk, H.R. Ott, T.M. Rice, and J.L. Smith, *Nature* **320**, 124 (1986).
23. Н.Е. Случанко, А.В. Богач, И.Б. Воскобойников, В.В. Глушков, С.В. Демишев, Н.А. Самарин, Г.С. Бурханов, О.Д. Чистяков, *ФТТ* **45**, 1046 (2003).
24. Н.Е. Случанко, А.В. Богач, В.В. Глушков, С.В. Демишев, Н.А. Самарин, Г.С. Бурханов, О.Д. Чистяков, *Письма в ЖЭТФ* **76**, 31 (2002).
25. V. Zlatić, *J. Phys. F* **11**, 2147 (1981).
26. Y. Lassailly, A.K. Bhattacharjee, and B. Coqblin, *Phys. Rev. B* **31**, 7424 (1985).
27. R. Citro, A. Romano, and J. Spalek, *Physica B* **259–261**, 213 (1999).
28. T. M. Hong and G. A. Gehring, *Phys. Rev. B* **46**, 231 (1992).
29. H. von Lohneysen, A. Neubert, T. Pietrus, A. Schroder, O. Stockert, U. Tutsch, M. Lowenhaupt, A. Rosch, and P. Wolfle, *Eur. Phys. J. B* **5**, 447 (1998).
30. A. Rosch, P. Wolfle, A. Neubert, A. Schroder, O. Stockert, U. Tutsch, and H. von Lohneysen, *Physica B* **259–261**, 385 (1999).
31. A. Amato, *Rev. Mod. Phys.* **69**, 1119 (1997).
32. N.E. Sluchanko, M.A. Anisimov, A.V. Bogach, V.V. Voronov, S.Yu. Gavrilkin, V.V. Glushkov, S.V. Demishev, V.N. Krasnorusskii, V.B. Filippov, and N.Yu. Shitsevalova, *JETP Lett.* **101**, 36 (2015).
33. M.B. Fontes, S.L. Bud'ko, M.A. Continentino, and E.M. Baggio-Saitovich, *Physica B* **270**, 255 (1999).
34. K. Yosida, *Phys. Rev.* **107**, 396 (1957).
35. B. Barbara, J.X. Boucherle, J.L. Buevoz, M.F. Rossignol, and J. Schweizer, *Solid State Commun.* **24**, 481 (1977).
36. B. Barbara, M.F. Rossignol, J.X. Boucherle, and C. Vettier, *Phys. Rev. Lett.* **45**, 938 (1980).
37. A. Benoit, J.X. Boucherle, J. Flouquet, Valence Fluctuations in: Solids, L.M. Falicov, W. Hanke, and M.B. Maple (eds.) North-Holland Publ. Comp. (1981), p. 197.

38. E. Fawcett, V. Pluzhnikov, and H. Klimker, *Phys. Rev. B* **43**, 8531 (1991).
39. Q. Si, *cond-mat/0302110v1*.
40. С.М. Стишов, *УФН* **174**, 853 (2004).
41. Y. Onuki, R. Settai, K. Sugiyama, T. Takeuchi, T.C. Kobayashi, Y. Haga, and E. Yamamoto, *J. Phys. Soc. Jpn.* **73**, 769 (2004).
42. E. Borchi, S. De Gennaro, and C. Taddei, *Phys. Rev. B*, **15**, 4528 (1977).
43. H. von Lohneysen, M. Sieck, O. Stockert, and M. Waffenschmidt, *Physica B* **223-224**, 471 (1996).
44. П.А. Алексеев, И.П. Садиков, И.А. Маркова, Е.М. Савицкий, В.Ф. Терехова, О.Д. Чистяков, *ФТТ*, **18**, 2509 (1976).
45. A.V. Bogach, G.S. Burkhanov, O.D. Chistyakov, V.V. Glushkov, S.V. Demishev, N.A. Samarin, Yu.B. Paderno, N.Yu. Shitsevalova, and N.E. Sluchanko, *Physica B* **378-380**, 769 (2006).
46. A.V. Bogach, G.S. Burkhanov, O.D. Chistyakov, V.V. Glushkov, S.V. Demishev, N.A. Samarin, Yu.B. Paderno, N.Yu. Shitsevalova, and N.E. Sluchanko, *J. Magn. Magn. Mater.* **300**, e1 (2006).
47. E.L. Nagaev, *JETP Lett.* **6**, 18 (1967).
48. M.Yu. Kagan, K.I. Kugel, and D.I. Khomskii, *JETP* **93**, 470 (2001).
49. S.M. Schapiro, E. Gurewitz, R.D. Parks, and L.C. Kupferberg, *Phys. Rev. Lett.* **43**, 1748 (1979).
50. M. Ma and J. Solyom, *Phys. Rev. B* **21**, 5262 (1980).
51. E.M. Forgan, B.D. Rainford, S.L. Lee, J.S. Abell, and Y. Bi, *J. Phys. Cond. Mater.* **2**, 10211 (1990).
52. F. Giford, J. Schweizer, and F. Tasset, *Physica B* **234-236**, 685 (1997).
53. A. Schenk, D. Andreica, M. Pinkpank, F.N. Gygax, H.R. Ott, A. Amato, R.H. Heffner, D.E. MacLaughlin, and G.J. Nieuwenhuys, *Physica B* **259-261**, 14 (1999).
54. A. Schenk, D. Andreica, F.N. Gygax, and H.R. Ott, *Phys. Rev. B* **65**, 024444 (2001).
55. R. Schefzyk, W. Lieke, F. Steglich, *Solid State Commun.* **54**, 525 (1985).
56. J.L. Gavilano, J. Hunziker, O. Hodak, T. Sleave, F. Hulliger, and H.R. Ott, *Phys. Rev. B* **47**, 3438 (1993).
57. M.C. Croft, R.P. Guertin, L.C. Kupferberg, R.D. Parks, *Phys. Rev. B* **20**, 2073 (1979).
58. F. Steglich, C.D. Bredl, M. Loewenhaupt, and K.D. Schotte, *J. Phys. Coll.* **40**, C5-301 (1979).
59. Y. Aoki, T. Nishigaki, H. Sugawara, and H. Sato, *Phys. Rev. B* **55**, 2768 (1997).
60. H. Sugawara, T. Nishigaki, Y. Kobayashi, Y. Aoki, and H. Sato, *Physica B* **230**, 179 (1997).
61. G.E. Grechnev, T. Jarlborg, A.S. Panfilov, M. Peter, and I.V. Svehkarev, *Physica B* **319**, 268 (2002).
62. A.V. Bogach, V.V. Glushkov, S.V. Demishev, G.S. Burkhanov, O.D. Chistyakov, and N.E. Sluchanko, *Physica B* **403**, 824 (2008).
63. M. Croft, I. Zoric, and R.D. Parks, *Phys. Rev. B* **18**, 345 (1978).
64. M. Croft, I. Zoric, and R.D. Parks, *Phys. Rev. B* **18**, 5065 (1978).
65. B. Chevalier, J.G. Soldevilla, J.I. Espeso, J.R. Fernandez, J.C. Gomez Sal, and J. Etourneau, *Physica B* **259-261**, 44 (1999).
66. N. Nakajima, K. Izawa, Y. Matsuda, S. Uji, T. Terashima, H. Shishido, R. Settai, Y. Onuki, and H. Kontani, *J. Phys. Soc. Jpn.* **73**, 5 (2004).
67. N. Nakajima, H. Shishido, H. Nakai, T. Shibauchi, M. Hedo, Y. Uwatoko, T. Matsumoto, R. Settai, Y. Onuki, H. Kontani, and Y. Matsuda, *Phys. Rev. B* **77**, 214504 (2008).
68. J.M. Harris, Y.F. Yan, P. Matl, N.P. Ong, P.W. Anderson, T. Kimura, and K. Kitazawa, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 1391 (1995).
69. T. Sasaki, A. Lebed', T. Fukase, and N. Toyota, *Phys. Rev. B* **54**, 12969 (1996).
70. G.M. Danner, P.M. Chaikin, and S.T. Hannahs, *Phys. Rev. B* **53**, 2727 (1996).
71. S. Aarjts and G.R. Dunmyre, *J. Appl. Phys.* **36**, 3555 (1965).
72. S. Aarjts, *Phys. State Solid* **37**, 329 (1970).
73. S. Aarjts, G.R. Dunmyre, and S.J. Dechter, *Phys. Rev.* **154**, 448 (1967).
74. G. Montambaux, *Phys. Rev. B* **38**, 4788 (1988).
75. N.E. Sluchanko, A.L. Khoroshilov, M.A. Anisimov, A.N. Azarevich, A.V. Bogach, V.V. Glushkov, S.V. Demishev, V.N. Krasnorussky, N.A. Samarin, N.Yu. Shitsevalova, V.B. Filippov, A.V. Levchenko, G. Pristas, S. Gabani, and K. Flachbart, *Phys. Rev. B* **91**, 235104 (2015).
76. Н.Е. Слuchанко, А.Н. Азаревич, А.В. Богач, В.В. Глушков, С.В. Демишев, А.В. Левченко, В.Б. Филипов, Н.Ю. Шицевалова, *ЖЭТФ* **143**, 998 (2013)

Anomalies of magnetoresistance in Ce-based heavy fermion compounds

N.E. Sluchanko, A.V. Bogach, M.A. Anisimov, V.V. Glushkov, S.V. Demishev, N.A. Samarin, O.D. Chistyakov, G.S. Burkhanov, S. Gabani, and K. Flachbart

In the study we present the results of investigation of magnetoresistance $\Delta\rho(H,T)$ for several heavy fermion compounds $CeAl_2$, $CeAl_3$, $CeCu_6$, substitutional solid solutions with quantum critical behavior: $CeCu_{6-x}Au_x$ ($x = 0.1$ and 0.2) and alloys with magnetic ground state: $Ce(Al_{1-x}M_x)_2$ ($M = Co, Ni, x \leq 0.8$), which have been measured in a wide range of temperatures (1.8–40 K) and in magnetic field up to 80 kOe. It was shown, that both for the Ce-based non-magnetic and magnetically ordered intermetallic compounds with strong electron correlations an adequate interpretation of the resistivity vs magnetic field dependences may be obtained in the framework of approach which considers charge carrier scattering on localized magnetic moments embedded in the metallic matrix. In framework of the approach devel-

oped three different components in the magnetoresistance were separated and classified. Among them there are (i) the Brillouin-type negative contribution which is proportional to local magnetization ($-\Delta\rho/\rho \sim M_{\text{loc}}^2$) and two more alternating-sign (ii) linear ($\Delta\rho/\rho \sim H$) and (iii) magnetic with saturation in magnetic fields below 15 kOe terms in the magnetoresistance of these Ce-based intermetallic compounds. On the basement of Yosida model the local magnetic susceptibility $\chi_{\text{loc}}(H, T_0)$ was estimated from magnetoresistance $\Delta\rho/\rho$ measurements for these alloys under investigation. A numerical differentiation of the magnetoresistance vs magnetic field and the analysis of $d(\Delta\rho/\rho)/dH = f(H, T)$ dependences have allowed us to reconstruct the H - T magnetic phase diagram in the studied strongly correlat-

ed electron systems. Also we discuss a correlation between the spin polarization effects and electron DOS renormalization from one side, and emergence of the charge transport anomalies both in the regime of quantum critical behavior and in the magnetically ordered state, from another.

PACS: 72.15.Qm Scattering mechanisms and Kondo effect.

Keywords: heavy fermions, spin fluctuations, charge transport.