

# Низкотемпературные аномалии коэффициента Холла в магнитной кондо-решетке $\text{CeAl}_2$

Н. Е. Случанко<sup>1)</sup>, А. В. Богач, В. В. Глушков, С. В. Демишев, Н. А. Самарин, Г. С. Бурханов<sup>+</sup>, О. Д. Чистяков<sup>+</sup>

Институт общей физики РАН, 119991 Москва, Россия

<sup>+</sup>Институт металлургии и материаловедения РАН, 119991 Москва, Россия

Поступила в редакцию 16 мая 2002 г.

После переработки 24 мая 2002 г.

В широком диапазоне температур 1.8–300 К в магнитном поле до 80 кЭ исследованы коэффициент Холла ( $R_H$ ) и магнитосопротивление магнитной кондо-решетки  $\text{CeAl}_2$ . Выполненные измерения угловых зависимостей  $R_H(\varphi, T, H)$  позволили выделить вклады от несимметричного (skew-scattering) и аномального магнитного рассеяния в аномальный эффект Холла и провести сравнение с существующими теоретическими моделями.

PACS: 72.15.Qm

1. Характерной чертой соединений с переменной валентностью (СПВ) и концентрированных кондо-систем (ККС) на основе Ce, Yb и др. редкоземельных элементов является возникновение аномалий транспортных свойств при низких температурах [1]. При этом появление аномальных вкладов в коэффициент Холла представляется одной из наиболее интересных и практически малоизученных особенностей низкотемпературного транспорта в этих интерметаллидах. К настоящему времени имеется лишь качественное теоретическое описание эффекта Холла в системах с сильными электронными корреляциями, которое было предложено в работах [2, 3] и основывается на учете механизмов несимметричного рассеяния (“skew-scattering”) зонных носителей заряда на локализованных магнитных моментах (ЛММ) редкоземельных ионов. Вследствие ограниченности набора экспериментальных данных, полученных к настоящему времени при изучении аномального эффекта Холла в СПВ и ККС, представляется затруднительным проведение анализа и выбор подходов для адекватного описания физических свойств данного класса объектов. В то же время, как знак, так и величина аномального эффекта Холла содержат крайне важные сведения о механизмах формирования тяжелофермионного основного состояния [2].

2. С целью получения детальной информации о поведении транспортных характеристик в ККС в настоящей работе выполнено исследование угловых и полевых зависимостей холловского сопротивления и магнитосопротивления на поликристаллических об-

разцах соединения  $\text{CeAl}_2$ , являющегося классическим примером магнитной кондо-решетки [4]. Полученные экспериментальные результаты позволяют разделить и классифицировать аномальные составляющие в эффекте Холла, причем наблюдаемое активационное поведение  $R_H(T)$  в интерметаллиде  $\text{CeAl}_2$  не согласуется с выводами [2, 3] об определяющем влиянии эффектов рассеяния на формирование аномалий коэффициента Холла в концентрированных кондо-системах.

Измерения угловых зависимостей коэффициента Холла и магнитосопротивления в фиксированном магнитном поле в интервале до 80 кЭ в широком диапазоне температур 1.8–300 К проводились с помощью оригинального устройства, обеспечивающего вращение образца в криогенной среде, с приводом от шагового двигателя (точность позиционирования образца по углу  $\varphi = (\mathbf{H} \cdot \mathbf{n}) = 1.8^\circ$ , где  $\mathbf{n}$  – вектор нормали к плоскости образца). Управление вращением и режимами стабилизации температуры осуществлялось от персонального компьютера посредством модуля автоматизации оригинальной конструкции с последовательным интерфейсом. Для измерения малых сигналов использовался двухканальный нановольтметр модели Keithley 2182.

3. Температурная зависимость коэффициента Холла  $R_H(T)$ , полученная в настоящей работе методом вращения образца в магнитном поле  $H \approx 3.4$  кЭ, показана на рис.1 совместно с измеренной кривой удельного сопротивления  $\rho(T)$  и параметром  $\mu_H = R_H(T)/\rho(T)$ . Представление данных рис.1 в координатах  $\ln R_H = f(1/T)$  (см. вставку (а) на рис.1) позволяет выделить два активационных учас-

<sup>1)</sup>e-mail: nes@lt.gpi.ru

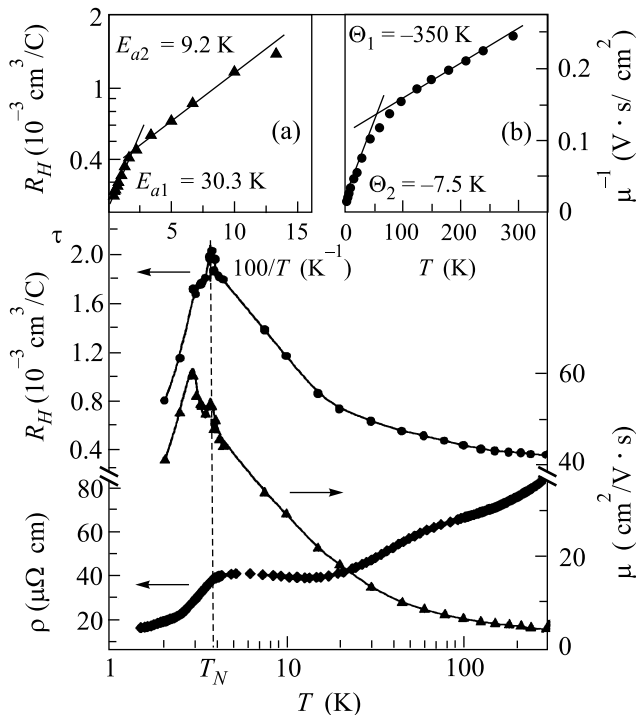


Рис. 1. Температурные зависимости коэффициента Холла  $R_H$ , удельного сопротивления  $\rho$  и холловской подвижности  $\mu = R_H/\rho$  в  $\text{CeAl}_2$ . На вставках (a) и (b) представлены зависимости в координатах  $\log R_H = f(1/T)$  и  $\mu_{H^{-1}} = f(T)$  (см. текст)

тка роста  $R_H$  с понижением температуры, которым отвечают энергии активации  $E_{a1} = 30.3 \pm 0.8$  К и  $E_{a2} = 9.2 \pm 0.1$  К. Далее, в окрестности гелиевой температуры на зависимости  $R_H(T)$  наблюдаются две особенности: относительно широкий максимум коэффициента Холла при  $T \approx 4$  К (см. также [5]) и узкий пик  $R_H(T)$  при  $T = T_N \approx 3.85$  К, положение которого отвечает переходу в антиферромагнитное состояние в  $\text{CeAl}_2$  [6].

Остановимся подробнее на результатах измерений угловых зависимостей исследуемых в работе гальваномагнитных характеристик. Регистрируемое в эксперименте незначительное отклонение от синусоидальной формы кривой холловского сопротивления  $R_h(\varphi, T = 4.2$  К) при  $H = 3.4$  кЭ (см. рис.2а) нарастает с понижением температуры ниже перехода в антиферромагнитное (АФМ) состояние  $T < T_N \approx 3.85$  К, причем возникающие искажения кривой  $R_h(\varphi) \sim \sin \varphi$  достаточно хорошо описываются добавлением второй гармоники вида  $R_{h2} \sin 2\varphi$  при аппроксимации экспериментальных данных рис.2. Следует отметить, что проведенный в работе совместный анализ угловых зависимостей холловского сопротивления  $R_h(\varphi, H)$  и магнитосопротивления

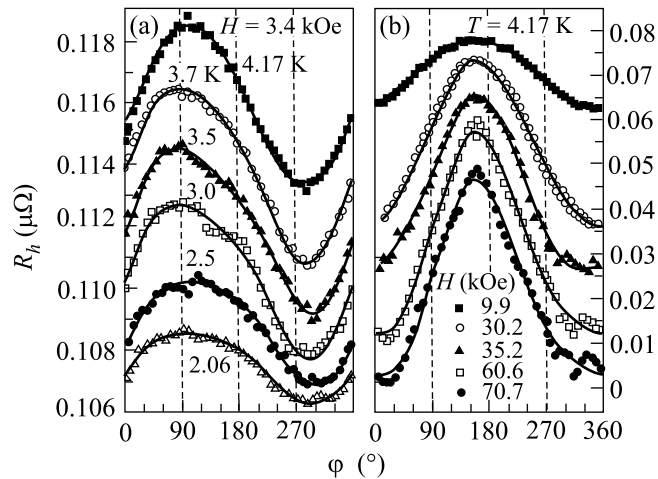


Рис.2. Угловые зависимости холловского сопротивления  $\text{CeAl}_2$ : (a) при гелиевых температурах в магнитном поле  $H = 3.4$  кЭ, (b) в магнитных полях  $H < 80$  кЭ при температуре  $T = 4.17$  К

$\rho(\varphi, H)$  в магнитном поле до 80 кЭ позволяет исключить влияние асимметричного расположения холловских контактов на образце, приводящего к возникновению паразитного вклада от  $\rho(\varphi, H)$  в холловский сигнал, из числа факторов, обуславливающих появление сложной структуры на угловых зависимостях холловского сопротивления (рис.2). Таким образом, семейства кривых, отвечающие различным значениям температуры в диапазоне  $T \leq 4.2$  К (рис.2а,  $H = 3.4$  кЭ) и магнитного поля  $H \leq 80$  кЭ (рис.2б,  $T = 4.17$  К), характеризуют поведение исключительно холловской компоненты сопротивления.

Далее экспериментальные данные рис.2 и аналогичные результаты, полученные при измерениях  $R_h(\varphi, T < 10$  К,  $H < 80$  кЭ), использовались для разделения различных вкладов в коэффициент Холла в  $\text{CeAl}_2$ . При аппроксимации кривых  $R_h(\varphi, T_0, H_0)$  использовалась аналитическая зависимость вида:

$$R_h(\varphi, T_0, H_0) =$$

$$= R_0 + R_{h1} \sin(\varphi - \varphi_{01}) + R_{h2} \sin 2(\varphi - \varphi_{02}). \quad (1)$$

Найденные значения параметров  $R_{h1}$  и  $R_{h2}$  в (1) применялись далее для определения низкотемпературных вкладов  $R_H^a$  и  $R_H^{am}$  (см. рис.3) в коэффициент Холла магнитной кондо-решетки  $\text{CeAl}_2$ . Наряду с коэффициентами  $R_H^a$  и  $R_H^{am}$  анализ в рамках соотношения (1) позволил установить также величину фазового сдвига между гармониками в соотношении (1)  $\Delta\varphi = \varphi_{01} - \varphi_{02}$  (см. вставку на рис.3).

4. При обсуждении результатов рис.1–3 следует отметить существенные различия в поведении аномальных составляющих коэффициента Холла  $R_H^a$  и

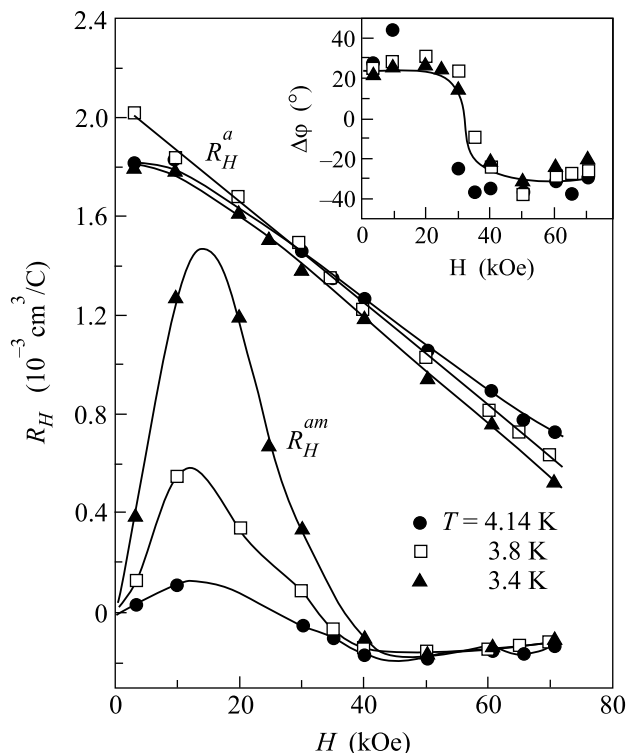


Рис.3. Полевые зависимости аномальных вкладов  $R_H^a$  и  $R_H^{am}$  (см. текст) в коэффициент Холла  $\text{CeAl}_2$ . На вставке показана полевая зависимость фазового сдвига  $\Delta\varphi = \varphi_{01} - \varphi_{02}$  между гармониками холловского сигнала в (1)

$R_H^{am}$  как в магнитоупорядоченной, так и в парамагнитной фазах  $\text{CeAl}_2$ . При этом аномальный положительный вклад  $R_H^a$  в  $R_H(T, H)$ , обусловленный в концентрированной кондо-системе механизмом несимметричного рассеяния электронов проводимости на локализованных магнитных моментах ионов церия [2–3], регистрируется в широком интервале температур 1.8–300 К (рис.1). Характерными особенностями этой компоненты холловского сигнала являются наличие широкого максимума в окрестности температуры Кондо ( $T_K(\text{CeAl}_2) \approx 5$  К [4]), а также сильное подавление величины эффекта в магнитном поле. Как видно из данных рис.3, величина  $R_H^a$  с ростом магнитного поля резко уменьшается по амплитуде, причем в поле  $H \approx 80$  кЭ наблюдается падение  $R_H^a$  примерно в 3 раза от исходного значения. Столь значительное уменьшение аномальной составляющей  $R_H^a$  с ростом  $H$ , очевидно, следует связать с подавлением механизма кондо-компенсации ЛММ в магнитном поле  $H \approx k_B T_K / \mu_B \approx 80$  кЭ ( $k_B$  – постоянная Больцмана,  $\mu_B$  – магнетон Бора), причем схожие зависимости  $R_H^a(H)$  для  $T \geq T_N$  и  $T \leq T_N$  (рис.3) подтверждают выводы авторов [4] о сосущество-

вании кондовского рассеяния электронов проводимости и магнитного упорядочения в низкотемпературной фазе  $\text{CeAl}_2$ .

Наличие двух активационных участков роста компоненты  $R_H^a$  коэффициента Холла (см. вставку (а) на рис.1) не находит простого объяснения в рамках моделей [2, 3] несимметричного рассеяния, в которых для интервала температур  $T \gg T_K \approx 5$  К была получена зависимость вида  $R_H^a(T) = \rho\mu_H \sim \sim \rho\chi(1 - \chi T)$  ( $\chi$  – приведенная магнитная восприимчивость). При этом следует подчеркнуть, что найденные в настоящей работе значения энергии активации коэффициента Холла  $E_{a1}$  и  $E_{a2}$  оказываются существенно меньше величины расщепления в кристаллическом поле  $\Delta_{CF1} \approx 100$  К [4], причем одно из них  $E_{a2} = 9.2 \pm 0.1$  К, полученное из измерений в парамагнитной фазе, с хорошей точностью соответствует найденной в [4] особенности в спектрах неупругого рассеяния нейтронов в  $\text{CeAl}_2$  при  $h\nu \approx 0.7 \pm 0.4$  мэВ. Отметим, что предсказаниям [2, 3] до некоторой степени отвечает температурная зависимость холловской подвижности  $\mu_H(T) = R_H(T)/\rho(T)$  (рис.1, вставка (b)), которая характеризуется наличием двух участков резкого изменения  $\mu_H(T)$ , “спрямляющихся” в координатах  $\mu_H^{-1} \sim (T - \theta_i) \sim \chi^{-1} \text{ с } \theta_1 = -350 \pm 20$  К и  $\theta_2 = -7.5 \pm 0.5$  К. В то же время, отсутствие в работах [2, 3] учета влияния эффектов расщепления кристаллическим полем  $^2F_{5/2}$ -состояния церия на поведение аномальной компоненты коэффициента Холла и холловской подвижности затрудняет проведение количественного анализа полученных экспериментальных результатов. С дальнейшим понижением температуры в окрестности  $T_{N1} \approx 3.85$  К и  $T_{N2} \approx 3.00$  К на зависимости  $\mu_H(T)$  наблюдаются два узких максимума, позволяющих сделать заключение в пользу существования двух магнитных фазовых переходов с близкими значениями критической температуры, наблюдавшихся ранее в [7] при исследованиях термодинамических характеристик  $\text{CeAl}_2$ .

В свою очередь, аномальная магнитная компонента коэффициента Холла  $R_H^{am}$  характеризуется (i) наличием узкого максимума на кривой  $R_H(T)$  в окрестности температуры Нееля (рис.1), а также (ii) существенно немонотонным поведением в магнитном поле второй гармоники холловского сигнала с максимумом в окрестности  $H_m \approx 15$  кЭ (рис.3). С уменьшением температуры в интервале  $T < T_N \approx 3.85$  К амплитуда аномального магнитного вклада  $R_H^{am}$  резко возрастает, сравниваясь с величиной  $R_H^a$  при  $T \leq 3.4$  К. В окрестности  $H \approx 35$  кЭ сдвиг фаз  $\Delta\varphi = \varphi_{01} - \varphi_{02}$  между компонентами холловского сигнала

ла  $R_H^a$  и  $R_H^{am}$  скачком меняется на  $65^\circ$  (см. вставку на рис.3), что для наглядности на рис.3 представлено инверсией знака компоненты  $R_H^{am}$ .

Возникновение аномального магнитного рассеяния и соответственно магнитной составляющей коэффициента Холла  $R_H^{am}$  в магнитном поле  $H < 20$  кЭ (рис.3), по-видимому, следует связать с процессами переманичивания магнитных доменов, наблюдавшимися ранее в [8,9] при исследовании термодинамических характеристик  $CeAl_2$ . Кроме того, в [4, 7, 9] было обнаружено также существование короткодействующих ферромагнитных корреляций в матрице  $CeAl_2$  в парамагнитном состоянии в непосредственной окрестности границы АФМ-фазы. На наш взгляд, подобного рода эффекты могут обуславливать возникновение аномалий холловского сигнала  $R_H^{am}$  в магнитном поле  $H > 30$  кЭ (рис.3), однако подробное изучение особенностей магнитной фазовой диаграммы и характера магнитных взаимодействий в кондорешетке  $CeAl_2$  требует проведения дополнительных исследований.

5. Детальные измерения гальваномагнитных характеристик магнитной кондорешетки  $CeAl_2$  позволили разделить и классифицировать вклады в аномальный эффект Холла  $R_H(H, T)$  в этом соединении с тяжелыми фермионами. Показано, что изменение с температурой аномальной компоненты  $R_H^a$  в этой кондорешетке носит сложный активационный характер. Обнаруженное поведение  $R_H^a(T)$  в  $CeAl_2$  не согласуется с выводами, полученными в рамках

моделей [2, 3], об определяющем влиянии эффектов рассеяния на формирование аномалий коэффициента Холла в концентрированных кондо-системах.

Работа выполнена в рамках проектов Российского фонда фундаментальных исследований # 01-02-16601 и # 02-02-06720, а также при финансовой поддержке программы INTAS # 00-807 и проекта # 16 6-го конкурса проектов молодых ученых РАН.

1. P. Wachter, *Intermediate valence in heavy fermions, in Handbook on the Physics and Chemistry of Rare Earths*, vol. 19, ch. 132, Eds. K. A. Gschneidner, Jr., L. Eyring, G. H. Lander, G. R. Choppin, Elsevier Science B.V. 1994.
2. P. Coleman, P. W. Anderson, and T. V. Ramakrishnan, *Phys. Rev. Lett.* **55**, 414 (1985).
3. M. Hadzic-Leroux, A. Hamzic, A. Fert et al., *Europhys. Lett.* **1**, 579 (1986).
4. F. Steglich, C. D. Bredl, M. Loewenhaupt et al., *J. Phys. Coll.* **C5-40**, 301 (1979).
5. Н. Б. Брандт, В. В. Мошалоков, Н. Е. Случанко и др., *ФНТ* **10**, 940 (1984).
6. B. Barbara, M. F. Rossignol, J. X. Boucherle et al., *Phys. Rev. Lett.* **45**, 938 (1980).
7. R. Schefzyk, W. Lieke, and F. Steglich, *Sol. St. Commun.* **54**, 525 (1985).
8. M. Croft, I. Zoric, and R. D. Parks, *Phys. Rev.* **B18**, 345 (1978).
9. M. Croft, I. Zoric, R. D. Parks, *Phys. Rev.* **B18**, 5065 (1978).