

## ЭФФЕКТ ХОЛЛА В СИСТЕМЕ $\text{Ce}(\text{Al}_{1-x}\text{Co}_x)_2$ С ТЯЖЕЛЫМИ ФЕРМИОНАМИ

*А. В. Богдач*<sup>a,b,\*</sup>, *Г. С. Бурханов*<sup>c</sup>, *В. В. Глушков*<sup>a,b</sup>,  
*С. В. Демидов*<sup>a,b</sup>, *О. Д. Чистяков*<sup>c</sup>, *Н. Е. Случанко*<sup>a,b</sup>

<sup>a</sup> *Институт общей физики им. А. М. Прохорова Российской академии наук  
119991, Москва, Россия*

<sup>b</sup> *Московский физико-технический институт  
141700, Долгопрудный, Московская обл., Россия*

<sup>c</sup> *Институт металлургии и материаловедения им. А. А. Байкова Российской академии наук  
119991, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 20 октября 2006 г.

С целью выяснения влияния эффектов замещения на энергию связи многочастичных состояний и формирование магнитоупорядоченного состояния в системе  $\text{CeAl}_2$  с тяжелыми фермионами в настоящей работе исследовались транспортные характеристики (эффект Холла, удельное сопротивление) интерметаллидов  $\text{Ce}(\text{Al}_{1-x}\text{M}_x)_2$  ( $\text{M} = \text{Ni}, \text{Co}; x \leq 0.08$ ). Обнаружено, что в интерметаллидах  $\text{Ce}(\text{Al}_{1-x}\text{Co}_x)_2$  при  $x = 0.05, 0.08$  коэффициент Холла с понижением температуры возрастает более чем на порядок в исследуемом интервале 1.8–300 К. Из экспериментальных данных получены оценки эффективной массы, времени релаксации и радиуса локализации многочастичных состояний.

PACS: 72.15.Qm

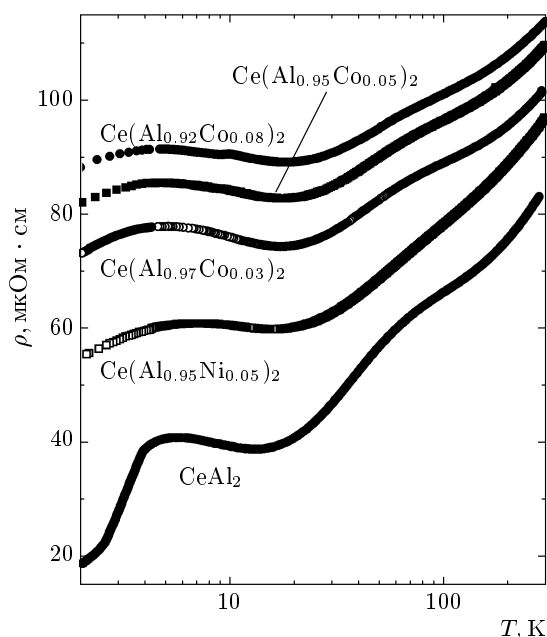
Одним из наиболее интересных и сложных для интерпретации параметров соединений с тяжелыми фермионами на основе редкоземельных элементов является коэффициент Холла  $R_H$  [1–3]. В частности, эффект Холла в интерметаллидах на основе церия в подавляющем большинстве случаев оказывается аномальным как по абсолютной величине, так и по знаку  $R_H$ . Действительно, для соединений церия с металлическим типом проводимости величина  $R_H$  в десятки раз превосходит коэффициент Холла в их немагнитных аналогах (соединениях с La, Y, Lu и др.), причем при температурах, сравнимых с характерной температурой  $T_{sf}$  спиновых флуктуаций, наблюдается максимум величины  $R_H(T)$  положительной полярности [1, 2]. Выполненные недавно исследования транспортных свойств так называемой магнитной кондо-решетки  $\text{CeAl}_2$  позволили установить в этом интерметаллиде с тяжелыми фермионами сложный активационный характер поведения коэф-

фициента Холла  $R_H \propto \exp(E_{a1,2}/k_B T)$  со значениями энергий активации  $E_{a1}/k_B = 12.0 \pm 0.5$  К и  $E_{a2}/k_B = 7.6 \pm 0.2$  К [4, 5]. В работе [5] было показано, что понижение температуры, обуславливающее изменение заселенности уровней расщепленного кристаллическим полем  $^2F_{5/2}$ -состояния церия, приводит к перестройке и изменению характеристик многочастичных состояний (тяжелых фермионов), формирующихся в окрестности Ce-центров в режиме быстрых флуктуаций электронной плотности.

В настоящей работе исследовались коэффициент Холла и удельное сопротивление твердых растворов замещения  $\text{Ce}(\text{Al}_{1-x}\text{M}_x)_2$  ( $\text{M} = \text{Ni}, \text{Co}; x \leq 0.08$ ). Измерения проводились на поликристаллических образцах высокого качества в температурном диапазоне 1.8–300 К методом вращения с последующей фиксацией положения образца в магнитном поле на установке, подробно описанной в работе [5].

Температурные зависимости удельного сопротивления  $\rho$  представлены на рис. 1. Для всех исследуемых образцов на кривых сопротивления наблюда-

\*E-mail: alex@lt.gpi.ru



**Рис. 1.** Температурные зависимости удельного сопротивления растворов замещения  $\text{Ce}(\text{Al}_{1-x}\text{M}_x)_2$ ,  $\text{M} = \text{Co}, \text{Ni}$

ются максимум, отвечающий температуре спиновых флуктуаций ( $T_{sf}(\text{CeAl}_2) \approx 5 \text{ K}$  [6]), а также особенности в окрестности температур  $T < 100 \text{ K}$ , связанные с расщеплением кристаллическим полем основного  $^2F_{5/2}$ -состояния  $\text{Ce}^{3+}$  ( $\Delta_1 = 100 \text{ K}$  и  $\Delta_2 = 170 \text{ K}$  для  $\text{CeAl}_2$  [7]). В окрестности низкотемпературного максимума на кривой  $\rho(T)$  образца  $\text{CeAl}_2$  при  $T_N \approx 3.85 \text{ K}$  также наблюдается излом, связанный с переходом в магнитоупорядоченное (антиферромагнитное модулированное) состояние в этом соединении. Принято считать, что низкотемпературный максимум на зависимостях  $\rho(T)$  соединений с тяжелыми фермионами на основе церия обусловлен сменной характера рассеяния носителей заряда от кондовского рассеяния с переворотом спина, приводящего к компенсации локализованных магнитных моментов на Ce-центрах, к когерентному режиму, реализующемуся при низких температурах в концентрированных кондо-системах. При сохранении общего характера температурной зависимости сопротивления увеличение концентрации кобальта и никеля в системе  $\text{Ce}(\text{Al}_{1-x}\text{M}_x)_2$  при  $x = 0.03-0.08$  приводит к возрастанию абсолютной величины удельного сопротивления (см. рис. 1). Одновременно, вследствие появления беспорядка замещения, «размываются» особенности на зависимости  $\rho(T)$  и подавляется переход к когерентному режиму рассеяния.

В отличие от сопротивления, значительно более заметные изменения наблюдаются на кривых  $R_H(T)$  с ростом  $x$  в твердых растворах замещения  $\text{Ce}(\text{Al}_{1-x}\text{M}_x)_2$  (рис. 2а). Так, с ростом беспорядка замещения амплитуда максимума  $R_H$  заметно увеличивается (в три раза для  $\text{Ce}(\text{Al}_{0.92}\text{Co}_{0.08})_2$  по сравнению с  $\text{CeAl}_2$ ). В то же время увеличение  $x$  приводит к подавлению когерентного режима в твердых растворах замещения при гелиевых температурах. В результате максимум на температурных зависимостях коэффициента Холла сменяется тенденцией к насыщению (рис. 2а). Отметим, что столь заметное изменение абсолютной величины низкотемпературной особенности на кривой  $R_H(T)$  с ростом беспорядка замещения коррелирует с поведением удельного сопротивления  $\rho(T)$  (см. рис. 1). В результате при значительном и согласованном увеличении абсолютных значений  $R_H(T)$  и  $\rho(T)$  в области низких температур (для  $x = 0.08$  оба параметра возрастают примерно в три раза) их отношение  $\mu_H = R_H/\rho$  оказывается слабо меняющейся функцией параметра  $x$  (см. рис. 2а). Так, для всех исследуемых соединений  $\text{Ce}(\text{Al}_{1-x}\text{M}_x)_2$  ( $\text{M} = \text{Ni}, \text{Co}, x \leq 0.08$ ) изменение подвижности  $\mu_H$  в зависимости от магнитного поля и беспорядка замещения не превышает 20%.

На рис. 2б представлены температурные зависимости коэффициента Холла в «активационных» координатах. Для всех исследуемых растворов замещения  $\text{Ce}(\text{Al}_{1-x}\text{M}_x)_2$  ( $\text{M} = \text{Ni}, \text{Co}; x \leq 0.08$ ) наблюдаются два активационных участка роста величин  $R_H(T)$  (рис. 2б), причем с изменением  $x$  значительный рост амплитуды аномального эффекта Холла сопровождается существенным изменением энергии связи многочастичных состояний, формирующихся в окрестности Ce-центров при промежуточных температурах от  $E_{a1}/k_B \approx 12 \text{ K}$  в  $\text{CeAl}_2$  до  $E_{a1}/k_B \approx 40 \text{ K}$  для  $\text{Ce}(\text{Al}_{0.92}\text{Co}_{0.08})_2$  (см. таблицу и диапазон I на рис. 2б). Отметим, что приведенные в таблице значения энергий активации  $E_{a1}$  и  $E_{a2}$  найдены для магнитной  $4f$ -компоненты коэффициента Холла  $R_H$ , полученной вычитанием из величины  $R_H$  для  $\text{Ce}(\text{Al}_{1-x}\text{M}_x)_2$  коэффициента Холла немагнитного аналога — соединения  $\text{LaAl}_2$  ( $R_H^{\text{LaAl}_2} \approx -6 \cdot 10^{-4} \text{ см}^3/\text{Кл}$  [8]). Как видно из рис. 2, энергия связи тяжелофермионных состояний, определяющих характеристики низкотемпературного ( $T < 50 \text{ K}$ , диапазон II на рис. 2б) транспорта носителей заряда сравнительно слабо меняется с ростом  $x$  в ряду  $\text{Ce}(\text{Al}_{1-x}\text{M}_x)_2$ . Отметим, что отсутствие заметного изменения энергии связи  $E_{a2}$  (величины  $E_{a2}/k_B$  от 6.5 К до 9 К, см. таблицу) в условиях значительного беспорядка замещения в

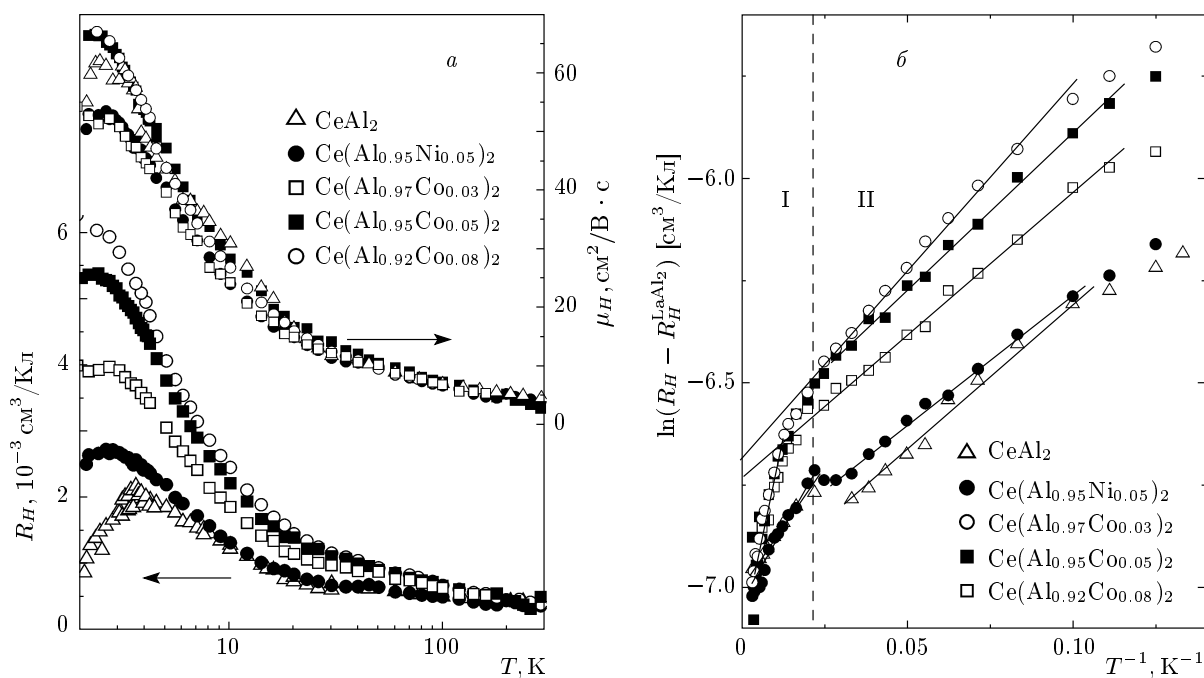


Рис. 2. Температурные зависимости параметра  $\mu_H = R_H/\rho$  и коэффициента Холла  $R_H$  для твердых растворов замещения  $\text{Ce}(\text{Al}_{1-x}\text{M}_x)_2$  в обычных (а) и обратных логарифмических (б) координатах в поле  $H = 3.7 \text{ кЭ}$

Значения энергий связи многочастичных состояний в ряду  $\text{Ce}(\text{Al}_{1-x}\text{M}_x)_2$  ( $M = \text{Ni}, \text{Co}; x \leq 0.08$ )

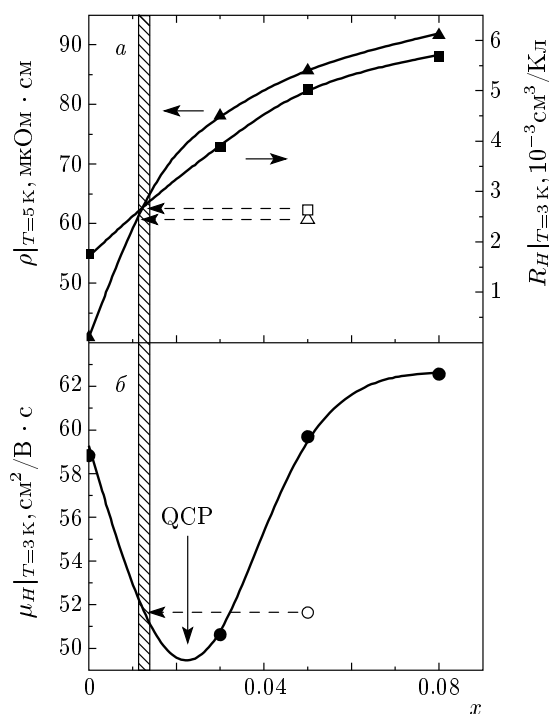
	$x = 0$	Ni, $x = 0.05$	Co, $x = 0.03$	Co, $x = 0.05$	Co, $x = 0.08$
$E_{a1}/k_B$ ( $T \geq 50 \text{ K}$ )	$12.0 \pm 0.8 \text{ K}$	$14 \pm 1 \text{ K}$	$40 \pm 5 \text{ K}$		
$E_{a2}/k_B$ ( $T < 50 \text{ K}$ )	$7.1 \pm 0.5 \text{ K}$	$6.5 \pm 0.5 \text{ K}$	$6.9 \pm 0.5 \text{ K}$	$7.7 \pm 0.5 \text{ K}$	$9.1 \pm 0.5 \text{ K}$

$\text{Ce}(\text{Al}_{1-x}\text{M}_x)_2$  следует рассматривать как аргумент в пользу малых значений радиуса локализации многочастичных состояний ( $a_p^*$ ), сравнимых с постоянной решетки  $\text{CeAl}_2$  ( $a \approx 8 \text{ \AA}$ ). Оценка из величин эффективной массы носителей заряда  $m^* \approx 60m_0$  ( $m_0$  — масса свободного электрона) и времени релаксации  $\tau_{eff} \approx (1-2) \cdot 10^{-12} \text{ с}$ , полученных нами из транспортных измерений, приводит к значениям  $a_p^* \leq 10 \text{ \AA}$  для всех исследуемых в работе твердых растворов замещения  $\text{Ce}(\text{Al}_{1-x}\text{M}_x)_2$  ( $M = \text{Ni}, \text{Co}; x \leq 0.08$ ).

Отметим, что изменение  $x$  в системе  $\text{Ce}(\text{Al}_{1-x}\text{Co}_x)_2$  обуславливает переход «антиферромагнитный металл ( $\text{CeAl}_2$ ,  $T_N = 3.8 \text{ K}$ )–парамагнитный металл–сверхпроводник» ( $\text{CeCo}_2$ ,  $T_C = 1.5 \text{ K}$ ). Таким образом, в ряду соединений  $\text{Ce}(\text{Al}_{1-x}\text{Co}_x)_2$  следует ожидать реализации квантовой критической точки (см., например, рабо-

ты [9, 10]) и связанных с этим аномалий в поведении физических характеристик.

На рис. 3 представлены концентрационные зависимости удельного сопротивления  $\rho|_{T=5 \text{ K}}$ , коэффициента Холла  $R_H|_{T=3 \text{ K}}$  и холловской подвижности  $\mu_H|_{T=3 \text{ K}}$  для соединений ряда  $\text{Ce}(\text{Al}_{1-x}\text{Co}_x)_2$ , построенные по данным рис. 1, 2. Как видно из рис. 3а, сопротивление  $\rho|_{T=5 \text{ K}}(x)$  и коэффициент Холла  $R_H|_{T=3 \text{ K}}(x)$  монотонно возрастают с увеличением концентрации кобальта  $x$ . На рис. 3 также представлены значения  $\rho|_{T=5 \text{ K}}$  и  $R_H|_{T=3 \text{ K}}$  для раствора замещения  $\text{Ce}(\text{Al}_{0.95}\text{Ni}_{0.05})_2$  (светлые символы), которые могут быть условно сопоставлены соответствующим значениям  $\rho|_{T=5 \text{ K}}$  и  $R_H|_{T=3 \text{ K}}$  для концентрации кобальта  $x \approx 0.012$  в системе  $\text{Ce}(\text{Al}_{1-x}\text{M}_x)_2$  (см. заштрихованную область). Таким образом, на рис. 3 отчетливо наблюдается особенность в виде минимума на



**Рис. 3.** Концентрационные зависимости *а*) удельного сопротивления  $\rho|_{T=5\text{ К}}$  (треугольники), коэффициента Холла  $R_H|_{T=3\text{ К}}$  (квадраты) и *б*) холловской подвижности  $\mu_H|_{T=3\text{ К}}$  для  $\text{Ce}(\text{Al}_{1-x}\text{Co}_x)_2$ . Светлыми символами представлены данные для  $\text{Ce}(\text{Al}_{0.95}\text{Ni}_{0.05})_2$ ; QCP — квантовая критическая точка

кривой холловской подвижности  $\mu_H|_{T=3\text{ К}}(x)$ , соответствующая концентрации кобальта  $x \approx 0.02$  в системе  $\text{Ce}(\text{Al}_{1-x}\text{Co}_x)_2$ . По-видимому, данная аномалия в поведении величины  $\mu_H|_{T=3\text{ К}}(x)$ , наблюдающаяся при концентрации кобальта  $x \approx 0.02$ ,

может быть сопоставлена возникновению квантовой критической точки и связанного с этим режима нефермижидкостного поведения в ряду соединений  $\text{Ce}(\text{Al}_{1-x}\text{Co}_x)_2$ .

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 04-02-16721), INTAS (грант № 03-51-3036) и Программы «Сильнокоррелированные электроны в полупроводниках, металлах, сверхпроводниках и магнитных материалах» РАН.

### ЛИТЕРАТУРА

1. P. Coleman, P. W. Anderson, and T. V. Ramakrishnan, Phys. Rev. Lett. **55**, 414 (1985).
2. P. M. Levy and A. Fert, Phys. Rev. B **39**, 12224 (1989).
3. M. Hadzic-Leroux, A. Hamzic, A. Fert et al., Europhys. Lett. **1**, 579 (1986).
4. Н. Е. Случанко, А. В. Богач, В. В. Глушков и др., Письма в ЖЭТФ **76**, 31 (2002).
5. Н. Е. Случанко, А. В. Богач, В. В. Глушков и др., ЖЭТФ **125**, 906 (2004).
6. F. Steglich, C. D. Bredl, M. Loewenhaupt, and K. D. Schotte, J. de Phys. Coll. C5-Suppl. **40**, 301 (1979).
7. M. Loewenhaupt, B. D. Rainford, and F. Steglich, Phys. Rev. Lett. **42**, 1709 (1979).
8. M. Christen and M. Godet, Phys. Lett. **63A**, 125 (1977).
9. Q. Si, E-print archives, cond-mat/0302110v1.
10. H. v. Lohneysen, T. Pietrus, G. Portrich et al., Phys. Rev. Lett. **72**, 3262 (1994).