

# Микроволновое магнитопоглощение в магнитной кондо-решетке $\text{CeAl}_2$ при низких температурах

© Н.Е. Случанко, А.В. Богач, И.Б. Воскобойников, В.В. Глушков, С.В. Демишев,  
Н.А. Самарин, Г.С. Бурханов\*, О.Д. Чистяков\*

Институт общей физики Российской академии наук,  
119991 Москва, Россия

\* Институт металлургии и материаловедения Российской академии наук,  
117334 Москва, Россия

E-mail: nes@lt.gpi.ru

(Поступила в Редакцию 28 октября 2002 г.)

Методом спектроскопии микроволнового магнитопоглощения в диапазоне частот 37–118 GHz при температурах 1.8–4.6 K в магнитном поле до 70 kOe исследована магнитная фазовая диаграмма магнитной кондо-решетки  $\text{CeAl}_2$ . Обнаруженные аномалии микроволнового магнитопоглощения в сочетании с установленной в гальваномагнитных измерениях сменой характера рассеяния носителей заряда в  $\text{CeAl}_2$  в окрестности  $H^* \approx 35 \text{ kOe}$  при гелиевых температурах приводят к выводу о наличии последовательности магнитных переходов в этом соединении с сильными спиновыми флуктуациями. Обсуждаются природа магнитных фаз и механизмы фазовых превращений в  $\text{CeAl}_2$ .

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований № 01-02-16601, 02-02-06720, а также программы INTAS № 00-807 и проекта № 16 6-го конкурса проектов молодых ученых РАН.

1. Среди редкоземельных магнетиков особо выделяется ряд интерметаллидов на основе Ce, Sm, Eu, Tm и Yb [1]. В этих соединениях конкуренция косвенного обменного взаимодействия через электроны проводимости (РККИ-механизм) и быстрых зарядовых и спиновых флуктуаций на локализованных магнитных моментах (ЛММ) редкоземельных ионов, как правило, обуславливает возникновение сложного магнитного основного состояния (см., например, [2,3]) и вследствие этого реализацию сложной магнитной фазовой диаграммы.

Одним из наиболее известных соединений из данного класса интерметаллидов является диалюминид церия, в магнитной кондо-решетке которого переход при низких температурах  $T \sim T_N \cong 3.85 \text{ K}$  в антиферромагнитную фазу происходит на ЛММ церия, редуцированных вследствие кондовского рассеяния зонных носителей [4]. Согласно результатам [4], структура антиферромагнитного состояния в  $\text{CeAl}_2$  является несоизмеримой синусоидально модулированной ( $K_I$ -тип), причем наряду с обменным взаимодействием Ce–Ce отрицательного знака в этом соединении отмечалось также присутствие сравнимой по величине ферромагнитной обменной компоненты [4–6].

Выводы авторов [4] относительно структуры антиферромагнитной фазы в  $\text{CeAl}_2$  за прошедшие десятилетия неоднократно становились предметом активных дискуссий. В частности, в [7] на основании результатов измерений дифракции нейтронов, выполненных на монокристаллических образцах  $\text{CeAl}_2$ , предложено описание антиферромагнитного модулированного (АФМ) состояния в терминах трехкомпонентной по волновому вектору  $\mathbf{k}$  магнитной структуры ( $K_{III}$ -тип) с 24-х компонентным параметром порядка (см. также [8]). В работах [9,10] приведены аргументы в пользу возникновения в  $\text{CeAl}_2$

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 [9,10], за изменение по абсолютной величине локализованных магнитных моментов церия вдоль спиралей (так называемая модуляция магнитной структуры), которое по данным [10] в окрестности  $T_N$  составляет около 30% от амплитудного значения ЛММ церия, по-видимому, следует считать ответственным механизм кондо-компенсации.

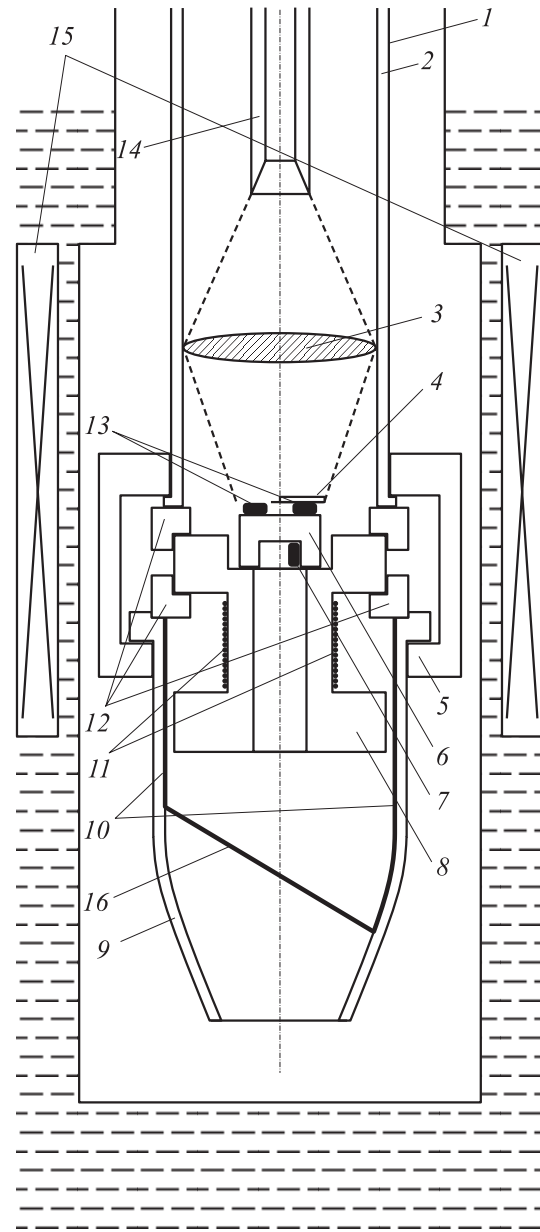
В последнее время магнитная структура  $\text{CeAl}_2$  достаточно активно исследовалась также методом  $\mu\text{SR}$ -спектроскопии [11–13], однако результаты указанных исследований и сделанные выводы оказались весьма противоречивыми. Одной из основных причин, затрудняющих изучение магнитного основного состояния в  $\text{CeAl}_2$ , по мнению авторов [11,14–16], может являться зависимость температуры перехода  $T_N$  и особенностей установления дальнего порядка от внутренних локальных напряжений и примесей малой концентрации, присутствующих в исследованных образцах. С указанными факторами, приводящими к разбросу значений температуры Нееля в диапазоне  $T_N = 3.4–3.9 \text{ K}$  [11], а также с реализацией в образцах  $\text{CeAl}_2$ , согласно выводам [14], последовательности из двух магнитных переходов с близкими значениями  $T_N$ , по-видимому, следует связать отмеченные выше затруднения в интерпретации магнитной структуры и особенностей фазовой  $H-T$ -диаграммы в этом соединении. При этом следует подчеркнуть, что, несмотря на большое количество исследований и заметный интерес к изучению магнитной кондо-решетки  $\text{CeAl}_2$ , имеющиеся к настоящему вре-

мени сведения о магнитной фазовой  $H-T$ -диаграмме этого соединения получены в основном при измерениях теплоемкости, теплового расширения и магнитоstriction [14–15,17,18]. Недавно в [19] на основании результатов прецизионных измерений транспортных характеристик было показано, что в  $\text{CeAl}_2$  действительно наблюдаются два магнитных фазовых перехода при температурах  $T_N = 3.85$  и  $T_{N1} = 3.0$  К, причем наблюдаемые в [19] аномалии коэффициента Холла и магнитосопротивления свидетельствуют в пользу выводов [4–6] о существовании при низких температурах  $T_N \leq T \leq 12$  К ферромагнитных корреляций в матрице  $\text{CeAl}_2$ .

При изучении магнитных фазовых диаграмм систем с тяжелыми фермионами и промежуточной валентностью (ПВ) на основе церия одним из достаточно эффективных экспериментальных методов является спектроскопия микроволнового магнитопоглощения. В частности, указанная методика ранее успешно применялась для исследования особенностей основного состояния магнитной кондо-решетки  $\text{CeB}_6$  [20], а также сверхпроводника с ПВ  $\text{CeRu}_2$  [21]. В связи с этим с целью получения дополнительной информации о структуре магнитной фазовой  $H-T$ -диаграммы в настоящей работе выполнены детальные исследования поглощения микроволновой мощности при низких температурах  $T < 5$  К как выше магнитного перехода при  $T_N \approx 3.85$  К, так и в антиферромагнитной фазе.

**2.** Измерения проводились на поликристаллических образцах  $\text{CeAl}_2$ , синтезированных методом дуговой плавки в атмосфере аргона из стехиометрических количеств составляющих компонентов высокой чистоты ( $4N-5N$ ) с последующим гомогенизирующим отжигом полученного интерметаллида. Характерные размеры полированных плоскопараллельных образцов  $\text{CeAl}_2$ , приготовленных для микроволновых исследований, составляли  $5 \times 5 \times 1$  мм, что позволило организовать измерения в мостовой схеме с двумя болометрами на магнито-оптическом спектрометре миллиметрового диапазона, модернизированном по сравнению с использовавшимся ранее в [22,23].

Схема низкотемпературной части спектрометра представлена на рис. 1. Откачанная и заполненная обменным газообразным гелием ампула (1) с измерительной ячейкой размещалась в гелиевом криостате в поле сверхпроводящего соленоида (15). Измерения микроволнового магнитопоглощения проводились в диапазоне температур 1.8–4.6 К в магнитных полях до 70 кОе на тех образцах  $\text{CeAl}_2$ , которые ранее использовались при проведении гальваномагнитных исследований [19]. Излучение от генераторов на лампах обратной волны (ЛОВ) в интервале частот 37–118 GHz (выходная мощность порядка 10 мВт, стабильность —  $10^{-4}$ ) передавалось по волноводной линии (14) и фокусировалось с помощью подвижного волновода и тефлоновой линзы (3) на измерительную ячейку из двух болометров (13) и образца (4), который подклеивался непосредственно к одному из болометров.



**Рис. 1.** Схема низкотемпературной части спектрометра. 1 — внешняя ампула, 2 — внутренняя ампула, 3 — тефлоновая линза, 4 — образец, 5 — прижимная гайка, 6 — сапфировый столик, 7 — угольный термометр, 8 — латунный столик, 9 — латунный корпус измерительной ячейки, 10 — слой поглотителя микроволнового излучения, 11 — нагреватель, 12 — тефлоновые шайбы, 13 — два болометра, включенных в мостовую схему, 14 — волновод, 15 — сверхпроводящий соленоид, 16 — гаситель стоячих волн.

Основу измерительной ячейки составляли сапфировый (6) и латунный (8) столики, изолированные по температуре от корпуса внутренней ампулы (2) двумя тефлоновыми шайбами (12). Включение двух угольных болометров (13) в мостовую измерительную схему в сочетании с описанной выше теплоизоляцией позволило существенно уменьшить нестабильности, связанные

с флуктуациями температуры, и увеличить чувствительность прибора более чем на порядок величины по сравнению со значениями, достигнутыми в [22,23]. Для уменьшения влияния стоячих волн внутренняя поверхность латунного корпуса измерительной ячейки (9) была покрыта слоем поглотителя (10) из активированного угля. Был предусмотрен также специальный гаситель стоячих волн из изоляционного материала, расположенный под углом к оси ампулы (16).

Измерение температуры ячейки с образцом осуществлялось угольным термометром (7), экранированным от внешнего излучения. Для измерений при температурах выше гелиевой использовался нагреватель (11). Измерения в диапазоне температур 1.8–4.2 К производились в режиме откачки паров гелия из криостата при работающем нагревателе (11), а необходимый для измерений уровень стабилизации температуры достигался подбором давления обменного газа в ампуле.

3. Температурные зависимости удельного сопротивления  $\rho$  и коэффициента Холла  $R_H$ , полученные при тестировании образцов  $\text{CeAl}_2$  непосредственно перед микроволновыми исследованиями, представлены на рис. 2 совместно с температурной кривой для параметра  $\mu_H = R_H/\rho$ . Как видно из рис. 2, измеренные температурные зависимости удельного сопротивления и коэффициента Холла являются существенно немонотонными с широким максимумом  $\rho$  и  $R_H$  при температурах несколько ниже температуры Кондо  $T_K \approx 5$  К [6,19], а также с резким изломом на зависимости  $\rho(T)$  и узким пиком  $R_H(T)$  в окрестности перехода в антиферромагнитное состояние при  $T_N \approx 3.85$  К [5,6,19]. Поведение отношения  $\mu_H = R_H/\rho$  (рис. 2) в свою очередь оказывается существенно немонотонным, причем  $\mu_H(T)$  характеризуется наличием двух узких максимумов в окрестности  $T_N \approx 3.85$  и  $T_{N1} \approx 3.0$  К, свидетельствующих в пользу реализации сложного магнитного основного состояния в магнитной кондо-решетке  $\text{CeAl}_2$ .

Типичные кривые поглощения микроволновой мощности, полученные для образца  $\text{CeAl}_2$  при измерениях в диапазонах магнитных полей  $H \leq 15$  кОе (I) и  $25 \leq H \leq 70$  кОе (II), показаны на рис. 3 и 4 соответственно. Из рис. 3 видно, что особенность в форме „ступеньки“ в интервале  $H_0^* - H_1^*$  регистрируется на зависимостях микроволнового магнитопоглощения  $\text{CeAl}_2$  как в антиферромагнитной ( $T < T_N$ , рис. 3, а), так и в парамагнитной ( $T > T_N$ , рис. 3, б) фазах. На кривой, измеренной при температуре 3.05 К (рис. 3, а), показан также гистерезис „из ввода-вывода“, отвечающий заметному сдвигу кривых магнитопоглощения для противоположных направлений изменения магнитного поля. Следует отметить, что, согласно выводам [17,18] для  $\text{CeAl}_2$ , аномалии магнитострикции и теплового расширения в диапазоне полей  $H \leq 15$  кОе в АФМ-фазе ( $T < T_N$ ) могут быть связаны с процессами перемагничивания антиферромагнитных доменов в этой магнитной кондо-решетке (т.е. с переориентацией от разупорядоченного

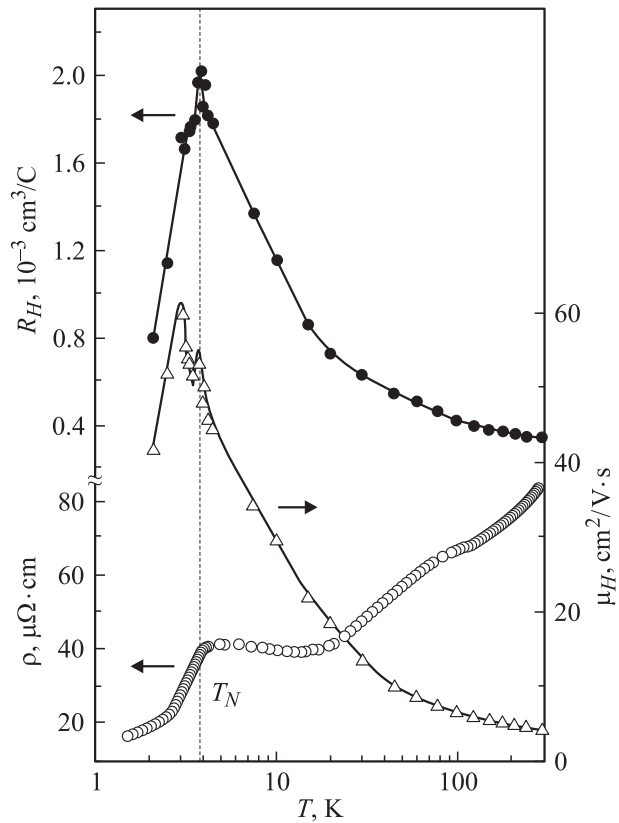


Рис. 2. Температурная зависимость удельного сопротивления, коэффициента Холла и параметра  $\mu_H$  в  $\text{CeAl}_2$ .

случайного к поперечному (по отношению к внешнему магнитному полю) расположению ЛММ церия). Наряду с особенностью магнитопоглощения (рис. 3, а) другим примером аномального поведения физических характеристик  $\text{CeAl}_2$  в этом диапазоне температуры и магнитного поля следует считать возникновение аномальной магнитной компоненты коэффициента Холла в антиферромагнитной фазе с максимумом в окрестности 15 кОе [19]. Кроме того, с точки зрения авторов [17,18], существование сильных антиферромагнитных флуктуаций выше  $T_N$  при температурах вплоть до 5.5 К в магнитном поле до 35 кОе также является причиной возникновения аномалий физических свойств в  $\text{CeAl}_2$ . При этом в [18] граница области сильных АФ-флуктуаций (рис. 5) определена из измерений аномалий теплового расширения в магнитном поле. Таким образом, следуя аргументам [17,18], обнаруженные аномалии микроволнового магнитопоглощения в магнитном поле  $H \leq 15$  кОе при температурах  $T_N < T < 5$  К (рис. 3, б) должны быть отнесены на счет существования сильных антиферромагнитных флуктуаций в матрице  $\text{CeAl}_2$ , причем особенности на кривых  $I(H, T_0)$ , представленные на рис. 3, 4, могут быть использованы для построения магнитной фазовой  $H-T$ -диаграммы (рис. 5) магнитной кондо-решетки  $\text{CeAl}_2$ .

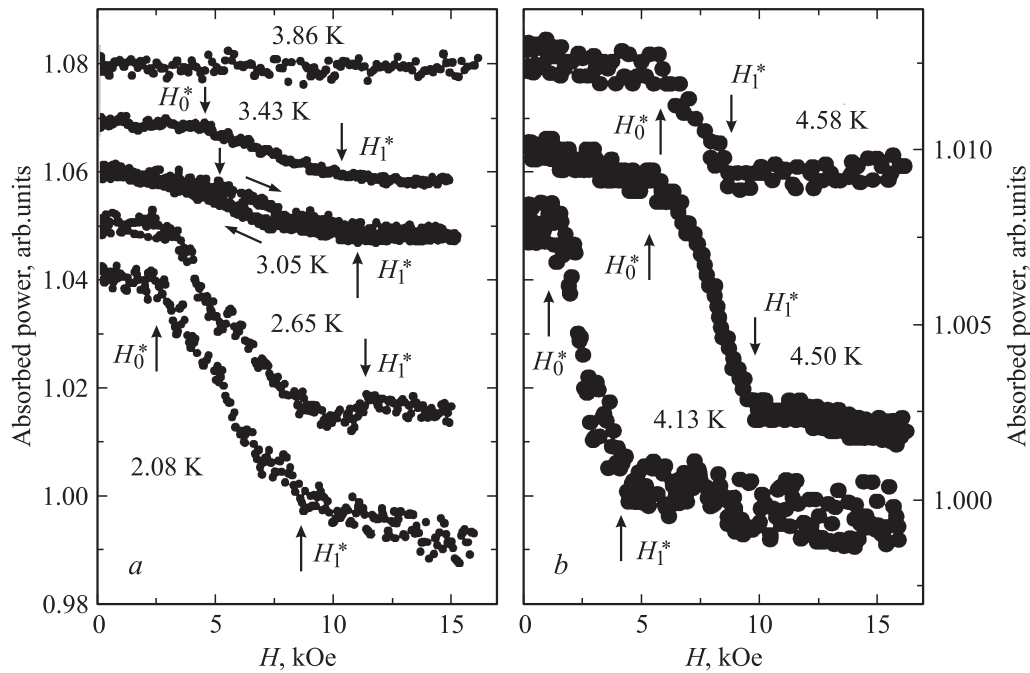


Рис. 3. Магнитопоглощение  $\text{CeAl}_2$  в области низких полей  $H \leq 15$  kOe (интервал I).

Остановимся подробнее на результатах измерений магнитопоглощения микроволновой мощности в интервале II (25–70 kOe), в котором, по данным [4–6,14–18], происходит подавление АФМ-состояния  $\text{CeAl}_2$  магнитным полем. Из экспериментальных результатов, представленных на рис. 4, видно, что в этой области изменения  $H$  в окрестности температуры Нееля  $T_N \approx 3.85$  K на кривых  $I(H, T_0)$  регистрируется аномалия в виде „ступеньки“. С дальнейшим понижением температуры в антиферромагнитной фазе вплоть до 3.4 K амплитуда указанной особенности заметно увеличивается, причем в интервале температур  $T < 3.4$  K на кривых  $I(H, T_0)$  появляется дополнительный максимум магнитопоглощения (рис. 4). В результате аномалия магнитопоглощения, связанная с разрушением АФ-состояния в  $\text{CeAl}_2$  магнитным полем, носит сложный характер, причем начало ( $H_2^*$ ) и конец ( $H_3^*$ ) интервала, в котором регистрируется указанная особенность  $I(H)$  (рис. 4), могут быть использованы с целью уточнения магнитной фазовой диаграммы  $\text{CeAl}_2$ . На рис. 5 представлена совокупность данных, отвечающих аномалиям физических характеристик  $\text{CeAl}_2$  в непосредственной окрестности магнитных фазовых превращений. Полученные в настоящей работе кривые  $H_0^*(T)$ ,  $H_1^*(T)$ ,  $H_2^*(T)$  и  $H_3^*(T)$ , а также особенности, отвечающие критическому поведению коэффициента Холла и сопротивления [19,24], приведены на рис. 5 совместно с результатами исследований магнитострикции [17], теплового расширения [14,15,18], теплоемкости [25,26] и упругих модулей [27,28] в  $\text{CeAl}_2$ .

Сопоставление полученных в настоящей работе результатов измерений микроволнового магнитопоглощения и гальваномагнитных характеристик в  $\text{CeAl}_2$

с используемыми в [17,18] для построения фазовой  $H$ – $T$ -диаграммы магнитными и термодинамическими данными приводит к выводу о реализации существенно более сложной магнитной фазовой диаграммы (ФД) по сравнению с предложенной авторами

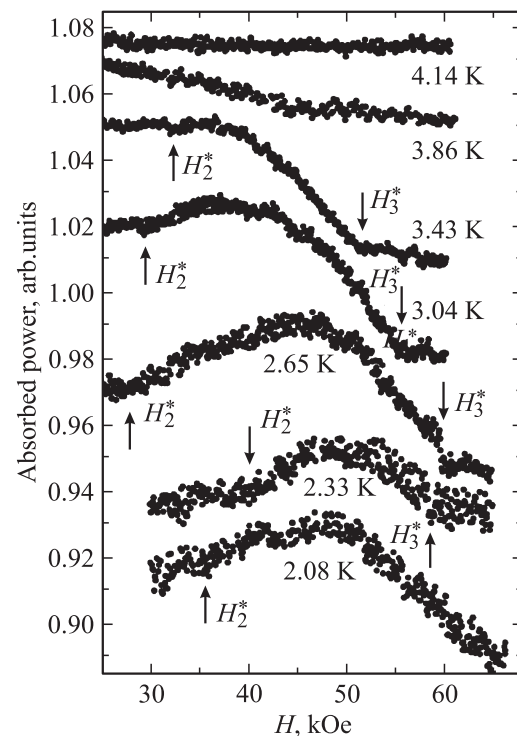
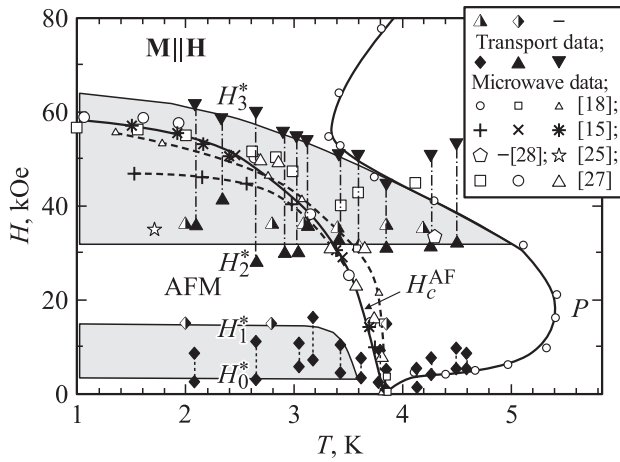


Рис. 4. Магнитопоглощение  $\text{CeAl}_2$  в области высоких полей  $H \geq 25$  kOe (интервал II).



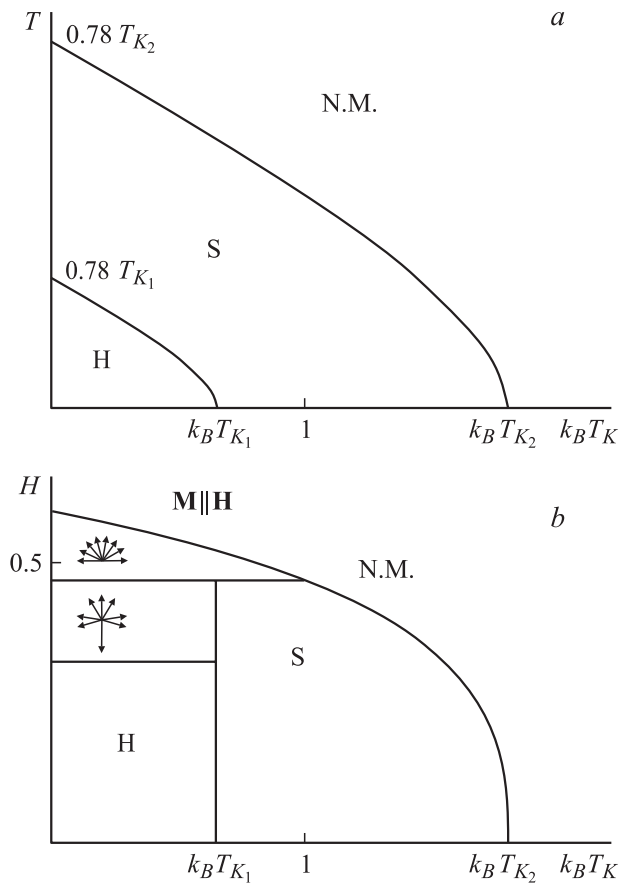
**Рис. 5.** Фазовая  $H$ - $T$ -диаграмма  $\text{CeAl}_2$ . Transport data — данные измерений коэффициента Холла и магнитосопротивления; Microwave data — данные магнитооптических измерений; AFM — антиферромагнитная модулированная фаза;  $P$  — парамагнетик (см. текст).

ми [17,18]. Так, в окрестности подавления магнитным полем АФМ-состояния в  $\text{CeAl}_2$  область аномального магнитопоглощения оказывается значительно протяженнее окрестности фазовой границы, найденной в [15,17,18] по результатам измерений на монокристаллических образцах  $\text{CeAl}_2$  и поликристаллах. При этом следует подчеркнуть, что начало интервала  $H_2^* - H_3^*$  аномального магнитопоглощения при  $H_2^* \approx 35 \pm 4$  кОе практически не зависит от температуры в широком диапазоне 2–5 К и с хорошей точностью совпадает как со сменой режима рассеяния носителей заряда, приводящей к возникновению аномалий магнитосопротивления [24] и коэффициента Холла [19], так и с возникновением качественных изменений упругих свойств  $\text{CeAl}_2$  (см. точки на ФД рис. 5). Кроме того, следует отметить, что верхняя граница области аномального магнитопоглощения располагается существенно выше кривой критических полей АФМ-фазы, полученной в [15,17,18] ( $H_c^{AF}$  на рис. 5), что особенно отчетливо проявляется в интервале температур между  $T_{N1}$  и  $T_N$ . В результате в диапазоне 3.0–3.8 К заметное аномальное микроволновое магнитопоглощение наблюдается и выше критической кривой  $H_c^{AF}$ , что, на наш взгляд, свидетельствует о перестройке магнитной структуры, происходящей как в „парамагнитной“, так и в неизвестной магнитной [15,17,18] ( $M \parallel H$  на рис. 5) фазе в  $\text{CeAl}_2$ .

Поскольку смена режима рассеяния носителей заряда и появление аномального магнитопоглощения в  $\text{CeAl}_2$  при  $H_2^* \approx 35$  кОе, с нашей точки зрения, предполагают перестройку магнитного состояния, полученные данные свидетельствуют в пользу существования более сложного вида магнитной фазовой диаграммы по сравнению с общепринятой [17,18], причем одним из новых, экспериментально установленных нами фактов представляется наличие дополнительной „плоской гра-

ницы“  $H_2^* \approx \text{const}$  на ФД этого соединения. В пользу сделанного вывода свидетельствует также наблюдавшееся ранее в [26] заметное увеличение амплитуды  $\lambda$ -аномалии в теплоемкости в поле 31 кОе, которое авторы [26] связывали с близостью к трикритической точке на фазовой диаграмме  $\text{CeAl}_2$ .

4. При обсуждении результатов, полученных в настоящей работе (рис. 2–5), отметим, что в ряду фаз Лавеса  $\text{LnAl}_2$  ( $\text{Ln} - \text{Ce}, \text{Nd}, \text{Tb}, \text{Dy}$  и др.) за исключением  $\text{CeAl}_2$  все прочие трехвалентные редкоземельные диалюминиды являются ферромагнетиками. При этом, по-видимому, основным фактором, приводящим к установлению АФ-дальнего порядка в магнитной кондо-решетке  $\text{CeAl}_2$ , является именно конкуренция магнитного РККИ-взаимодействия с механизмом кондо-компенсации ЛММ редкоземельного элемента, который определяет тенденцию к формированию немагнитного основного состояния и, таким образом, приводит к существенной нестабильности ферромагнитной структуры. В то же время авторами [6,15,17,18,24] отмечается присутствие сильных ферромагнитных флуктуаций в матрице  $\text{CeAl}_2$  как в сильных магнитных полях  $H > 60$  кОе при гелиевых температурах, так и при промежуточ-



**Рис. 6.**  $a$  —  $T$ - $T_k$ -фазовая диаграмма ( $H = 0$ ) по результатам [30];  $b$  —  $H$ - $T_k$ -фазовая диаграмма ( $T = 0$ ) по результатам [30].  $H$  — геликоидальная магнитная структура,  $S$  — синусоидальная магнитная структура, N.M. — немагнитная фаза.



ных температурах 5–50 К. В частности, из измерений квазиупругого рассеяния нейтронов в [6] установлено, что при промежуточных температурах ферромагнитные корреляции в  $\text{CeAl}_2$  сосуществуют с ближним порядком АФ-типа, причем грубые „оценки снизу“ ферромагнитной корреляционной длины  $\xi$  приводят авторов [6] к значениям  $\xi \geq 20 \text{ \AA}$ . Аналогично авторы [29] отмечают существование двух характерных пространственных масштабов  $\xi_1$  и  $\xi_2$  и соответственно двух критических экспонент в экспериментах по диффузному магнитному рассеянию нейтронов в  $\text{CeAl}_2$  при гелиевых температурах.

Поскольку внешнее магнитное поле  $H \sim H_K \approx \approx k_B T_K / \mu_B \approx 70 \text{ kOe}$  ( $T_K(\text{CeAl}_2) \approx 5 \text{ K}$ ) приводит к подавлению кондовских флуктуаций магнитного момента на Се-центрах в этой магнитной кондо-решетке, наряду с разрушением дальнего АФ-порядка следует ожидать усиления ферромагнитных корреляций и в результате появления новых фаз на магнитной  $H$ – $T$ -диаграмме  $\text{CeAl}_2$ . В этой связи следует отметить результаты расчетов [30], выполненных в рамках модели для линейной цепочки Се-ионов с ферромагнитным взаимодействием  $J_1$  между ближайшими соседями и антиферромагнитным взаимодействием Се–Се  $J_2$  между соседями, следующими за ближайшими. Учет кондовского корреляционного члена  $k_B T_K$  приводит авторов [30] к выводу о реализации в рамках предложенной модели достаточно сложной магнитной фазовой диаграммы (рис. 6). При условии относительно сильного АФ-обмена  $J_2 > 1/4 |J_1|$  и достаточно низких значениях  $T_K$  в [30] для  $\text{CeAl}_2$  получена сложная  $H$ – $T$ – $T_K$ -фазовая диаграмма, в рамках которой с ростом напряженности внешнего магнитного поля АФМ-фаза сменяется неколлинеарной магнитной структурой (рис. 6), и далее наблюдается метамагнитный переход в состояние  $\mathbf{M} \parallel \mathbf{H}$ .

По нашему мнению, подобная последовательность переходов представляется наиболее вероятной в случае магнитной кондо-решетки и, по-видимому, регистрируется в настоящей работе в экспериментах по микроволновому магнитопоглощению и при гальваномагнитных измерениях на поликристаллических образцах в магнитоупорядоченном состоянии концентрированной кондо-системы  $\text{CeAl}_2$ .

## Список литературы

- [1] Д.И. Хомский. УФН **129**, 3, 443 (1979).
- [2] J.M. Effantin, J. Rossat-Mignod, P. Burlet, H. Bartholin, S. Kunii, T. Kasuya. J. Magn. Magn. Mater. **47–48**, 145 (1985).
- [3] P. Wachter. In: Handbook on the Physics and Chemistry of Rare Earths / Ed. by K.A. Gschneidner, Jr., L. Eyring, G.H. Lander, G.R. Choppin. Elsevier Science, B.V. (1994). Vol. 19, chp. 132, p. 177.
- [4] B. Barbara, J.X. Boucherle, J.L. Buevoz, M.F. Rossignol, J. Schweizer. Sol. Stat. Commun. **24**, 7, 481 (1977).
- [5] M.C. Croft, R.P. Guertin, L.C. Kupferberg, R.D. Parks. Phys. Rev. B **20**, 5, 2073 (1979).
- [6] F. Steglich, C.D. Bredl, M. Loewenhaupt, K.D. Schotte. J. Physique Coll., suppl. **40**, C5–301 (1979).
- [7] S.M. Schapiro, E. Gurewitz, R.D. Parks, L.C. Kupferberg. Phys. Rev. Lett. **43**, 23, 1748 (1979).
- [8] M. Ma, J. Solyom. Phys. Rev. B **21**, 11, 5262 (1980).
- [9] E.M. Forgan, B.D. Rainford, S.L. Lee, J.S. Abell, Y. Bi. J. Phys. Cond. Mat. **2**, 6, 10 211 (1990).
- [10] F. Giford, J. Schweizer, F. Tasset. Physica **B234–236**, 685 (1997).
- [11] A. Amato. Rev. Mod. Phys. **69**, 4, 1119 (1997).
- [12] A. Schenk, D. Andreica, M. Pinkpank, F.N. Gygax, H.R. Ott, A. Amato, R.H. Heffner, D.E. MacLaughlin, G.J. Nieuwenhuys. Physica **B259–261**, 14 (1999).
- [13] A. Schenk, D. Andreica, F.N. Gygax, H.R. Ott. Phys. Rev. B **65**, 7, 024 444 (2001).
- [14] R. Schefzyk, W. Lieke, F. Steglich. Sol. Stat. Commun. **54**, 6, 525 (1985).
- [15] E. Fawcett, V. Pluzhnikov, H. Klimker. Phys. Rev. B **43**, 10, 8531 (1991).
- [16] J.L. Gavilano, J. Hunziker, O. Hudak, T. Sleator, F. Hulliger, H.R. Ott. Phys. Rev. B **47**, 6, 3438 (1993).
- [17] M. Croft, I. Zoric, R.D. Parks. Phys. Rev. B **18**, 1, 345 (1978).
- [18] M. Croft, I. Zoric, R.D. Parks. Phys. Rev. B **18**, 9, 5065 (1978).
- [19] 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**, 1, 31 (2002).
- [20] Н.Е. Случанко, С.В. Демишев, А.В. Семенов, Н.А. Самарин, И.Б. Воскобойников, В.В. Мошталков. Письма в ЖЭТФ **63**, 6, 431 (1996).
- [21] N.E. Sluchanko, V.V. Glushkov, S.V. Demishev, N.A. Samarin, I.B. Voskoboynikov, O.D. Chistiakov, Y. Bruynseraede, V.V. Moshchalkov. Письма в ЖЭТФ **69**, 10, 745 (1999).
- [22] С.В. Демишев, А.В. Семенов, Н.Е. Случанко, Н.А. Самарин, И.Б. Воскобойников, М.В. Карцовник, А.Е. Ковалев, Н.Д. Куш. ЖЭТФ **111**, 3, 979 (1997).
- [23] И.Б. Воскобойников, С.В. Демишев, Р.Н. Любовская, В.В. Мошталков, Н.А. Самарин, Н.Е. Случанко. ФТТ **44**, 2, 203 (2001).
- [24] V.V. Moshchalkov, P. Coleridge, E. Fawcett, A. Sachrajda. Sol. Stat. Commun. **60**, 12, 893 (1986).
- [25] M. Croft, I. Zoric, J. Markovics, R. Parks. In: Valence instabilities and Related Narrow Band Phenomena / Ed. by R.D. Parks. Plenum, N. Y. (1977). С. 475.
- [26] C.D. Bredl, F. Steglich, K.D. Schotte. Z. Phys. **B29**, 4, 327 (1978).
- [27] R. Schefzyk, W. Lieke, F. Steglich, T. Goto, B. Luthi. J. Magn. Magn. Mater. **45**, 2–3, 229 (1984).
- [28] B. Luthi, C. Lingner. Z. Phys. B **34**, 2, 157 (1979).
- [29] T. Chattopadhyay, G.J. McIntyre. Physica **B234–236**, 682 (1997).
- [30] A. Benoit, J. Flouquet, M. Ribault. J. Physique Coll., suppl. **40**, C5-328 (1979).