

05,01

Магнитные свойства $\text{Eu}_{0.9}\text{Yb}_{0.1}\text{B}_6$

© М.А. Анисимов¹, А.В. Богач¹, А.В. Кузнецов², А.Н. Азаревич¹, Н.А. Самарин¹, С.В. Демидов^{1,3},
Н.Ю. Шицевалова⁴, А.В. Духненко⁴, В.Б. Филипов⁴, Н.Е. Случанко^{1,3}, В.В. Глушков^{1,3}

¹ Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН,
Москва, Россия

² Национальный исследовательский ядерный университет „МИФИ“,
Москва, Россия

³ Московский физико-технический институт,
Долгопрудный, Россия

⁴ Институт проблем материаловедения им. И.М. Францевича НАНУ,
Киев, Украина

E-mail: anisimov.m.a@gmail.com

(Поступила в Редакцию 30 октября 2018 г.
В окончательной редакции 30 октября 2018 г.
Принята к публикации 30 октября 2018 г.)

Исследованы магнитные свойства твердых растворов замещения $\text{Eu}_{0.9}\text{Yb}_{0.1}\text{B}_6$ в диапазоне температур 2–300 К, в полях до 5 Т. Полученные данные подтверждают в $\text{Eu}_{0.9}\text{Yb}_{0.1}\text{B}_6$ реализацию типичного для гексаборида европия состояния с электронным и магнитным расслоением фаз, когда „металлизация“ системы ($T_M \approx 15$ К) предшествует ферромагнитному упорядочению ($T_C \approx 11.4$ К). Анализ кривых $M(H)$ в координатах Белова–Арротта позволил оценить величину спонтанной намагниченности M_{sp} и парамагнитной восприимчивости χ_0 , а также определить характер их критического поведения вблизи точки Кюри. Рассчитанные критические индексы $\gamma \approx 1.28$ и $\beta \approx 0.34$ согласуются с предсказаниями трехмерной модели Гейзенберга.

Работа выполнена при поддержке программ президиума РАН „Электронный спиновый резонанс, спин-зависимые электронные эффекты и спиновые технологии“ и „Физика конденсированных сред и материалы нового поколения“.

DOI: 10.21883/FTT.2019.04.47413.301

1. Введение

S-система гексаборид европия (EuB_6) с наполовину заполненной 4f-оболочкой (состояние $^8S_{7/2}$) вызывает значительный интерес у исследователей, главным образом, из-за наличия у нее эффекта колоссального магнитосопротивления (КМС) [1–10]. Важным преимуществом, делающим EuB_6 модельным объектом по сравнению с классическими КМС-соединениями [11], является отсутствие у него как орбитальной компоненты ($L = 0$), так и сколько-нибудь заметной структурной нестабильности. EuB_6 , как и другие гексабориды, кристаллизуется в простую оцк-структуру типа CsCl (пространственная группа $R\bar{3}m-O_h^1$), в которой ионы Eu^{2+} помещаются в вершинах куба, а октаэдры из атомов бора расположены в центре. Долгое время в литературе обсуждался характер основного высокотемпературного состояния гексаборида европия с выбором из двух возможных сценариев. Действительно, в ранних работах [12,13] было принято относить EuB_6 к классу ферромагнитных (ФМ) полупроводников с величиной щели $E_g \approx 0.1$ эВ. Такой вывод основывался, в том числе, и на результатах зонных расчетов [13], которые в приближении сильной связи предсказывали, что все двухвалентные гексабориды должны быть изоляторами. Согласно современным представлениям, сформулированным из альтернативных

LDA-расчетов электронной структуры [14], EuB_6 является нескомпенсированным полуметаллом (концентрация электронов больше дырочной [3–5]) с небольшим перекрытием зон (≈ 0.25 эВ) в точке X зоны Бриллюэна.

Необычность данного соединения заключается в наличии у него эффекта так называемого электронного и магнитного фазового расслоения (ЭМФР) [1,15], когда металлизация системы (переход полуметалл-металл ниже $T_M \approx 12.5$ – 15.6 К) предшествует ФМ-упорядочению в точке Кюри $T_C \approx 9$ – 13.9 К [1–10]. Природа ЭМФР связана с образованием спиновых поляронов (СП) в парамагнитной (ПМ) фазе EuB_6 ниже температуры стабилизации $T_{\text{pol}} \approx 30$ – 35 К, которая заметно превышает величину T_C . Подчеркнем, что формирование СП было зарегистрировано в экспериментах по изучению рассеяния поляризованных мюонов μ^+ [6] и рамановского рассеяния [7,8]. Более того, существуют расчеты [16], предсказывающие увеличение размера поляронов с понижением температуры $T < T_{\text{pol}}$. Так, согласно авторам [16], при достижении T_M в EuB_6 реализуется порог протекания (бесконечно проводящий поляронный кластер) с переходом к металлической фазе, а ниже T_C происходит полное перекрытие поляронов, определяющее однородное ФМ-состояние. Заметим, что сценарий более сложной по сравнению с [16] двухкомпонентной

поляроновой перколяции был предложен и подтвержден экспериментально авторами [17], которые используя методы шумовой спектроскопии в комбинации с нелинейными транспортными измерениями, смогли разделить вклады от изолированных и перекрытых поляронов в интервале температур $T_C < T < T_{\text{pol}}$.

В стехиометрическом EuB_6 концентрация носителей заряда (электронов) очень мала и по данным холловских экспериментов не превышает величины $n/n_{4f} \approx 2 \cdot 10^{-3}$ и $1.5 \cdot 10^{-2}$ в ПМ- и ФМ-фазах, соответственно [4,5]. Кроме того, EuB_6 характеризуется протяженной областью гомогенности ($\text{Eu}_{0.9}\text{B}_6$ – $\text{Eu}_{5.93}$ [18]), с реализацией вакансионных состояний как в положении бора, так и редкой земли. По этой причине даже малое изменение концентрации носителей (из-за вариации химического состава) и незначительное отклонение по стехиометрии приводят к смещению положения уровня Ферми E_F и оказывают значительное влияние на транспортные и магнитные свойства системы [10,19–21]. Например, локальный беспорядок, индуцированный сменой изотопического состава по бору в Eu^NB_6 ($N = 10, 11, \text{nat}$), более чем в 4 раза меняет величину остаточного сопротивления $\rho_0 \approx 0.24$ – $1.09 \text{ mOhm} \cdot \text{cm}$ [10]. Однако, основным способом контролируемого варьирования концентрации носителей в гексабориде европия является синтез твердых растворов замещения. Достигнутый за последнее время прогресс в методике роста высших боридов сделал возможным получение составов как с разновалентной примесью замещения $\text{Eu}_{1-x}\text{R}_x\text{B}_6$, ($\text{R}^{3+} = \text{La}, \text{Gd}$ [19] и $\text{R}^{2+} = \text{Ca}, \text{Ba}, \text{Yb}$ [20]), так и при замене бора на углерод $\text{EuB}_{6-\delta}\text{C}_\delta$ [21] с сохранением исходной оцк-структуры. При этом рост концентрации электронов в системах $\text{Eu}_{1-x}\text{R}_x\text{B}_6$ ($\text{R}^{3+} = \text{La}, \text{Gd}$) и $\text{EuB}_{6-\delta}\text{C}_\delta$ приводит к смене знака константы обмена и к формированию нового антиферромагнитного [19] или сложного магнитного состояния [21], соответственно. В настоящей работе в качестве объекта исследования нами выбран состав $\text{Eu}_{0.9}\text{Yb}_{0.1}\text{B}_6$ с высоким содержанием европия, соответствующий случаю дырочного допирования. В такой ситуации добавление в матрицу EuB_6 изолированной немагнитной примеси иттербия позволит проследить эволюцию основного состояния стехиометрического соединения.

2. Методика эксперимента

В работе выполнено исследование магнитных свойств твердых растворов замещения $\text{Eu}_{0.9}\text{Yb}_{0.1}\text{B}_6$ в широком диапазоне температур 2–300 К, в поле до 5 Т. Измерения проводились на коммерческой установке MPMS-5 (Quantum Design, США). Поликристаллы $\text{Eu}_{0.9}\text{Yb}_{0.1}\text{B}_6$ высокого качества [$\rho(300 \text{ K})/\rho(2 \text{ K}) \approx 18$] были выращены методом вертикального бестигельного индукционного зонного плавления в атмосфере аргона. Методика синтеза и установка для роста кристаллов подробно описаны в [22]. Контроль качества образцов проводился

с использованием электронного микроскопа ПЭМ-У, энергодисперсионного рентгеновского микроанализатора JSMS910LV, а также методами рентгеноструктурного анализа. С целью дополнительной характеристики образца нами также выполнено исследование удельного сопротивления $\rho(T)$ $\text{Eu}_{0.9}\text{Yb}_{0.1}\text{B}_6$ в нулевом магнитном поле. Изложение материала работы будет построено на сравнительном анализе полученных данных с результатами, опубликованными ранее для гексаборида европия в [1,5].

3. Экспериментальные результаты и их обсуждение

3.1. На рисунке, *a* представлена температурная зависимость магнитной восприимчивости $\chi(T) = M/H$. Особенности на кривой $\chi(T)$ и на производной удельного сопротивления $d\rho(T)/dT$ (см. вставку на рисунке, *a*) позволяют установить фазовые границы $T_C \approx 11.4 \text{ K}$ и $T_M \approx 15 \text{ K}$ системы $\text{Eu}_{0.9}\text{Yb}_{0.1}\text{B}_6$ (табл. 1), подтверждая тем самым реализацию состояния с электронным и магнитным фазовым расслоением в интервале $\Delta T = 3.6 \text{ K}$. Кроме того, в исследуемом диапазоне температур регистрируется смена режима $\chi(T)$ при $T^* \approx 39 \text{ K}$ с переходом от кюри-вейссовской асимптотики ($i = 1: T > T^*$)

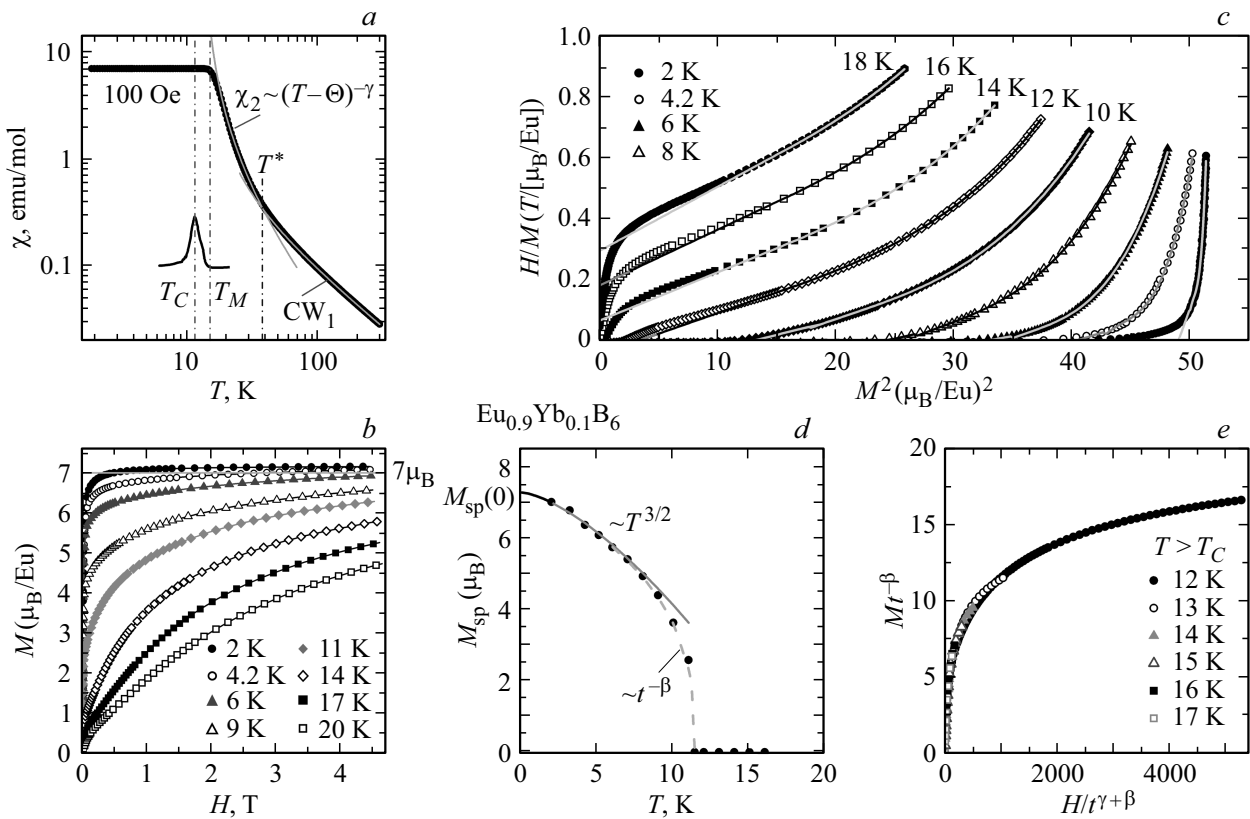
$$\chi_1 = x_m(\mu_{eff})^2/[3k_B(T - \Theta_p)], \quad (1)$$

(где x_m — реальная концентрация магнитных моментов, Θ_p — парамагнитная температура Кюри) к степенной зависимости вида ($i = 2: T_C < T < T^*$)

$$\chi_2 \sim (T - \Theta)^{-\gamma}. \quad (2)$$

Анализ магнитной восприимчивости $\text{Eu}_{0.9}\text{Yb}_{0.1}\text{B}_6$ соотношением (1) в диапазоне $T^* - 300 \text{ K}$ позволил оценить реальную концентрацию магнитных центров $x_m \approx 98\%$ при известном значении эффективного магнитного момента европия $\mu_{eff}^{(1)} = 8\mu_B$ (рисунок, *a*). Найденная для $i = 1$ парамагнитная температура Кюри $\Theta_p^{(1)} \approx 14.5 \text{ K}$ согласуется с результатами $\Theta_p \approx 15$ – 17.6 K , опубликованными ранее для стехиометрического EuB_6 в [4,5,12], см. также табл. 1. Заметим, что смена асимптотики с переходом $\chi(T)$ к степенному росту вблизи T_C оказывается типичной в случае ферромагнетиков [23]. При этом, полученное значение показателя степени $\gamma \approx 1.57$ [$\Theta^{(2)} \approx 13.1 \text{ K}$] с одной стороны превышает величину критического индекса $\gamma \approx 1.33$, зарегистрированного для классических ФМ-металлов Fe, Co, Ni [23], а с другой — совпадает с параметрами расчета магнитных свойств твердых растворов замещения $\text{Eu}_{1-x}\text{Ca}_x\text{B}_6$ ($0 \leq x < 0.25$), для которых ниже 35 К также наблюдается скейлинг восприимчивости с асимптотикой $\chi \sim (T - \Theta(x))^{-1.5}$ [24].

Как отмечалось выше, магнитные и транспортные свойства стехиометрического EuB_6 чувствительны к наличию даже малой примеси замещения [19]. Например, в



a — температурная зависимость магнитной восприимчивости $\chi(T) = M/H$ $\text{Eu}_{0.9}\text{Yb}_{0.1}\text{B}_6$ в поле 100 Ое. Сплошными линиями выполнена аппроксимация ($i = 1$) кюри-вейссовской зависимостью $\chi_1 \sim (T - \Theta)^{-1}$ ($T > T^* \approx 39$ К) и ($i = 2$) степенным законом вида $\chi_2 \sim (T - \Theta)^{-1.57}$ ($T < T^*$, см. текст). Отдельно на вставке в увеличенном масштабе представлен фрагмент производной удельного сопротивления $d\rho(T)/dT$ в окрестности фазовых границ при $T_C \approx 11.4$ К и $T_M \approx 15$ К. *b* — полевые зависимости намагниченности $M(H)$. Горизонтальной линией обозначено значение магнитного момента ${}^8S_{7/2}$ состояния Eu^{2+} $g\mu_B S = 7\mu_B$. Данные $M(H)$ были скорректированы с учетом размагничивающего поля. *c* — изотермы намагниченности $\text{Eu}_{0.9}\text{Yb}_{0.1}\text{B}_6$ в координатах Белова–Аррота. Сплошными линиями показана интерполяция кубическими сплайнами. *d* — температурная зависимость спонтанной намагниченности $M_{sp}(T)$. Сплошной линией выполнен фит соотношением (6). Пунктирной линией представлен анализ критического поведения $M_{sp} \sim t^{-\beta}$ вблизи T_C . *e* — скейлинг намагниченности в модифицированных координатах Белова–Аррота $M(H, t) = t^\beta f(H/t^{\gamma+\beta})$ в интервале температур $T > T_C$ (см. текст).

системе $\text{Eu}_{1-x}\text{Gd}_x\text{B}_6$ с $x(\text{Gd}) \approx 0.007$ уже регистрируется двукратное понижение точки Кюри ($T_C \approx 7.45$ К) [19]. Напротив, для исследуемого состава $\text{Eu}_{0.9}\text{Yb}_{0.1}\text{B}_6$, находящегося вдали от предполагаемого перехода металл-диэлектрик, наблюдается лишь незначительное отклонение значений T_C и T_M по сравнению с родительским гексаборидом европия.

3.2. Выполним оценку среднего радиуса поляронов (R_{pol}) в ПМ-фазе $\text{Eu}_{0.9}\text{Yb}_{0.1}\text{B}_6$ используя критерий термодинамической стабильности [25], см. также [26]. Так, в модели Касуи с учетом d - f -обмена получено следующее выражение

$$R_{\text{pol}} = a(2E_0/3\eta k_B T_{\text{pol}})^{1/5}, \quad (3)$$

где k_B — постоянная Больцмана, a — параметр решетки, T_{pol} — температура стабилизации поляронов, E_0 — ширина зоны проводимости и η — константа

$$\eta = \ln(2S + 1) - 3ST_C/[(2S + 1)T_{\text{pol}}]. \quad (4)$$

Учитывая очевидное равенство $T_{\text{pol}} = T^* \approx 39$ К и используя известные для EuB_6 числовые значения $S = 7/2$, $a \approx 4.185$ А [18] и $E_0 \approx 0.25$ эВ [14], находим $R_{\text{pol}}(\text{Eu}_{0.9}\text{Yb}_{0.1}\text{B}_6) \approx 1.95a \approx 8.2$ А ($\eta \approx 1.74$), который оказывается чуть меньше величины $\approx 2.1a$, рассчитанной для стехиометрического EuB_6 в [7]. Принято считать, что модель Касуи (3) часто дает завышенную величину R_{pol} , см. [7]. На наш взгляд, полученное для состава с высоким содержанием европия $x_m \approx 0.98$ значение R_{pol} , напротив, может являться нижней границей, с учетом возможного роста размера поляронов в интервале температур $T_M - T^*$ [16,17]. Заметим, что формирование ближнего магнитного порядка в ПМ-фазе гексаборида европия было зарегистрировано и выше T^* (вплоть до ≈ 65 К) по данным рамановского рассеяния [7]. Однако, как показали авторы [7], в этом диапазоне преобладают процессы рассеяния на спиновых флуктуациях, препятствующие стабилизации СП.

3.3. Полевые зависимости намагниченности системы $\text{Eu}_{0.9}\text{Yb}_{0.1}\text{B}_6$ показаны на рисунке, *b*. Принимая во

Таблица 1. Характеристики магнитных состояний и параметры критического анализа $\text{Eu}_x\text{Yb}_{1-x}\text{B}_6$ ($x = 0.9, 1$)

$\text{Eu}_x\text{Yb}_{1-x}\text{B}_6$	T_C (К)	T_M (К)	$\text{CW}_1: T^* - 300 \text{ K}$		$\chi \sim (T - \Theta)^{-\gamma}; T < T^*$		$M_{sp} \sim t^{-\beta}, \chi_0 \sim t^{-\gamma'}$		$M(H, t) = t^\beta f(H/t^{\gamma+\beta})$	
			$\Theta_P^{(1)}$ (К)	x_m	γ	$\Theta^{(2)}$ (К)	β	γ'	β	γ
$\text{Eu}_{0.9}\text{Yb}_{0.1}\text{B}_6$	11.4	15	14.5	0.98	1.57	13.1	0.34	0.88	0.34	1.28
EuB_6 [5]	13.9	15.6	17.6	1	1.5	14.9	0.58	1.09	—	—
EuB_6 [1]	12.6	15.5	—	—	—	—	0.36	0.88	0.36	0.88

внимание наличие эффектов размагничивания, нами выполнена сдвиговая коррекция $M(H)$ с пересчетом внутреннего магнитного поля $H = H_0 - 4\pi NM$. Для исследуемого образца цилиндрической формы (с диаметром $d \approx 1.1 \text{ mm}$ и высотой $h \approx 0.35 \text{ mm}$) величина размагничивающего фактора составила $4\pi N = 6.4$ ($4\pi NM = 0.58 \text{ T}$ при $T = 2 \text{ K}$, $H_0 = 5 \text{ T}$), [27]. Аналогично случаю EuB_6 , кривые намагниченности в ФМ-фазе соединения $\text{Eu}_{0.9}\text{Yb}_{0.1}\text{B}_6$ выходят на насыщение в малом поле $H \sim 0.2 - 0.3 \text{ T}$ ($T < 6 \text{ K}$) с постоянным значением $M_S \approx 7.2 \mu_B/\text{Eu}$ в расчете на ион европия (см. текст ниже).

Для анализа намагниченности $\text{Eu}_{0.9}\text{Yb}_{0.1}\text{B}_6$ в работе выполнена перестройка $M(H)$ в координатах Белова–Арротта $H/M = f(M^2)$ (рисунок, *c*). Действительно, согласно теории парапроцесса [28,29] для ферромагнетиков вблизи точки Кюри справедливо разложение

$$H/M = a_0 + a_1 M^2 + a_2 (M^2)^2 + \dots \quad (5)$$

Таким образом, экстраполяция данных рисунка, *c* до пересечения с горизонтальной осью позволяет оценить величину спонтанной намагниченности M_{sp}^2 , в то время как пересечение изотерм (5) с вертикальной осью определяет обратную парамагнитную восприимчивость χ_0^{-1} (zero field susceptibility). Обратим внимание, что для корректного учета эффектов размагничивания необходимо анализировать участки кривых $H/M = f(M^2)$ из области высоких полей [1]. С этой целью на рисунке, *c* сплошными линиями выполнена экстраполяция полиномами третьей степени. В отличие от процедуры линейной экстраполяции описанная методика устраняет в том числе и проблему образования хвоста на температурной зависимости спонтанной намагниченности $M_{sp}(T)$, рисунок, *d*. В результате кривая $M_{sp}(T)$ обращается в ноль в точке T_C . Подчеркнем, что значение спонтанной намагниченности при нулевой температуре $M_{sp}(0 \text{ K}) \approx 7.27 \mu_B$, как и измеренная для $T < 6 \text{ K}$ намагниченность насыщения $M_S \approx 7.2 \mu_B$ (рисунок, *b*), превышает теоретическую величину $g\mu_B S = 7 \mu_B$, отвечающую состоянию $^8S_{7/2}$ иона Eu^{2+} . Указанный эффект воспроизводит, в частности, результаты работы [9], в которой из сопоставления скейлингового поведения намагниченности и плазменной частоты $M_{sp} = f(\omega_{pl}^2)$ получено аналогичное превышение с $M_S \approx 7.4 \mu_B$ при 1.6 K .

3.4. Перейдем далее к описанию зависимости $M_{sp}(T)$ [данные $\chi_0(T)$ для удобства восприятия не приводятся

Таблица 2. Значения критических индексов для различных моделей

	3D Heisenberg	3D XY	3D Ising	Mean field theory
β	0.365	0.345	0.325	0.5
γ	1.336	1.316	1.24	1.0

в настоящем сообщении]. Температурный интервал существования ФМ-фазы в $\text{Eu}_{0.9}\text{Yb}_{0.1}\text{B}_6$ можно разделить условно на два. В первом диапазоне ($T < 8 \text{ K}$) доминирует магнный вклад, который с учетом квадратичного закона дисперсии $\omega_k = f(k^2)$ определяет поведение кривой $M_{sp}(T)$ в рамках формулы Блоха

$$\Delta M_{sp}(T) = M_{sp}(0) - M_{sp}(T) = 0.117\mu_0(k_B T / 2SJ)^{3/2}, \quad (6)$$

где J — константа обмена, $\mu_0 = g/2\mu_B$ — магнитный момент (для EuB_6 фактор Ланде $g = g_S = 2$). На рисунке, *d* выполнен фит соотношением $\sim M_{sp}(0) - AT^{3/2}$ с коэффициентом $A \approx 0.1 \mu_B/\text{K}^{1.5}$, отвечающим обменной энергии $J/k_B \approx 0.16 \text{ K}$. Полученное значение константы обмена согласуется с результатами зонных расчетов $J/k_B(\text{EuB}_6) \approx 0.2 \text{ K}$ [14]. Заметим, что в некоторых публикациях обсуждается возможность образования щели в спектре магнонов гексаборида европия [2,30]. Действительно, как показывают данные ЯМР [31], правилами отбора не запрещены процессы, приводящие к формированию небольшой щели $\Delta \sim 1 \text{ K}$ в ФМ фазе EuB_6 . Однако, полученное в [31] значение Δ более чем на порядок отличается от величины $\Delta \approx 45 \text{ K}$, найденной из анализа сопротивления авторами [2]. Применительно к описанию кривой $M_{sp}(T)$ условие наличия щели с $\Delta \approx 45 \text{ K}$ соответствовало бы случаю резкого падения намагниченности $\sim M_{sp}(0) - T^{3/2} \exp(-\Delta/k_B T)$ в низкотемпературном пределе, а это, очевидно, противоречит данным на рисунке, *d* и говорит о некорректности примененного в [2] метода расчета Δ . С другой стороны использование $\Delta \approx 1 \text{ K}$ из [31] дает лишь небольшую поправку к фиту (см. описание в [30]). По этой причине зависимость $M_{sp}(T)$ системы $\text{Eu}_{0.9}\text{Yb}_{0.1}\text{B}_6$ анализировалась бесщелевым выражением (6).

Во втором интервале ($8 \text{ K} \leq T < T_C$) регистрируется критическое поведение одновременно спонтанной намагниченности $M_{sp} \sim t^{-\beta}$ и парамагнитной восприимчиво-

сти $\chi_0 \sim t^{-\gamma'}$ (где $t = |T - T_C|/T_C$ приведенная температура) с показателями степени $\beta \approx 0.34$ и $\gamma' \approx 0.88$. Сравнение результатов текущего анализа с оценками β и γ' , полученными авторами [1,5] для EuV_6 , приведено в табл. 1. Из табл. 1 следует практически полная воспроизводимость с данными из работы [1], причем величина β согласуется с предсказаниями трехмерной модели Гейзенберга ($\beta = 0.365$ и $\gamma = 1.386$, см. табл. 2) в отличие от параметра γ' , который оказывается даже ниже значения $\gamma = 1$, определяемого в рамках теории среднего поля. Заметим, что авторы [1] объяснили значительную разницу в величине γ ($\Delta\gamma \approx 0.5$ по сравнению с моделью Гейзенберга) эффектом фазового расслоения в интервале температур $T_C - T_M$. Однако, перестройка данных намагниченности в модифицированных координатах Белова–Арротта $M(H, t) = t^\beta f(H/t^{\gamma+\beta})$, позволяет добиться скейлинга в ПМ-фазе $\text{Eu}_{0.9}\text{Yb}_{0.1}\text{V}_6$ только при другом значении показателя $\gamma \approx 1.28$ ($\beta \approx 0.34$, см. рисунок, *e*). В этом случае сразу две трехмерные модели (3D XY и 3D Heisenberg) предсказывают достаточно близкие значения пары индексов γ и β (табл. 2). Принимая во внимание особенности их построения, учитывающие наличие (3D XY) или отсутствие (3D Heisenberg) в системе плоскостной анизотропии см. [32], нам представляется более правильным выбрать для описания состава $\text{Eu}_{0.9}\text{Yb}_{0.1}\text{V}_6$ именно трехмерную модель Гейзенберга. Таким образом, магнитные моменты изолированных и перекрытых поляронов (поляронных кластеров) распределены изотропно как в области ЭМФР, так и в ΔT_+ окрестности точки T_M .

4. Заключение

В работе выполнено исследование магнитных характеристик твердых растворов замещения $\text{Eu}_{0.9}\text{Yb}_{0.1}\text{V}_6$. Полученные данные подтверждают реализацию в $\text{Eu}_{0.9}\text{Yb}_{0.1}\text{V}_6$ состояния с электронным и магнитным фазовым расслоением, которое характеризуется образованием поляронов малого радиуса $R_{\text{pol}} \approx 1.95a$. Перестройка кривых $M(H, T)$ в координатах Белова–Арротта позволила оценить величину спонтанной намагниченности и парамагнитной восприимчивости χ_0 , а также описать характер их критического поведения вблизи T_C . Найденные крит. индексы γ и β согласуются с предсказаниями трехмерной модели Гейзенберга.

Авторы также благодарят ЦКП ИОФ РАН.

Список литературы

- [1] S. Süllow, I. Prasad, M.C. Aronson, S. Bogdanovich, J.L. Sarrao, Z. Fisk. Phys. Rev. B **62**, 11626 (2000). DOI: 10.1103/PhysRevB.62.11626
- [2] S. Süllow, I. Prasad, M.C. Aronson, J.L. Sarrao, Z. Fisk, D. Hristova, A.H. Lacerda, M.F. Hundley, A. Vigliante, D. Gibbs. Phys. Rev. B **57**, 5860 (1998). DOI: 10.1103/PhysRevB.57.5860
- [3] R.G. Goodrich, N. Harrison, J.J. Vuillemin, A. Teklu, D.W. Hall, Z. Fisk, D. Young, J. Sarrao. Phys. Rev. B **58**, 14896 (1998). DOI: 10.1103/PhysRevB.58.14896
- [4] X. Zhang, L. Yu, S. von Molnár, Z. Fisk, P. Xiong. Phys. Rev. Lett. **103**, 106602 (2009). DOI: 10.1103/PhysRevLett.103.106602
- [5] V. Glushkov, A. Bogach, K. Gon'kov, S. Demishev, V. Ivanov, A. Kuznetsov, N. Samarин, N. Shitsevalova, K. Flachbart, N. Sluchanko. JETP **105**, 132 (2007). DOI: 10.1134/S1063776107070278
- [6] M.L. Brooks, T. Lancaster, S.J. Blundell, W. Hayes, F. Pratt. Phys. Rev. B **70**, 020401(R) (2004). DOI: 10.1103/PhysRevB.70.020401
- [7] C. Snow, S.L. Cooper, D. Young, Z. Fisk, A. Comment, J. Ansermet. Phys. Rev. B **64**, 174412 (2001). DOI: 10.1103/PhysRevB.64.174412
- [8] P. Nyhus, S. Yoon, M. Kauffman, S.L. Cooper, Z. Fisk, J. Sarrao. Phys. Rev. B **56**, 2717 (1997). DOI: 10.1103/PhysRevB.56.2717
- [9] S. Broderick, B. Ruzicka, I. Degiorgi, H.R. Ott, J.L. Sarrao, Z. Fisk. Phys. Rev. B **65**, 121102 (2002). DOI: 10.1103/PhysRevB.65.121102
- [10] S. Paschen, D. Pushin, M. Schlatter, P. Vonlanthen, H.R. Ott, D.P. Young, Z. Fisk. Phys. Rev. B **61**, 4174 (2000). DOI: 10.1103/PhysRevB.61.4174
- [11] E.L. Nagaev. Phys. Usp. **39**, 781 (1996). DOI: 10.1070/PU1996v039n08ABEH000161
- [12] J.M. Tarascon, J. Etourneau, P. Dordor, P. Hagenmuller, M. Kasaya, J.M.D. Coey. J. Appl. Phys. **51**, 574 (1980). DOI: 10.1063/1.327309
- [13] H.C. Longuet-Higgins, M. de V. Roberts. Proc. R. Soc. London, Ser. A **224**, 337 (1954).
- [14] S. Massidda, A. Continenza, T.M. de Pascale, R. Monnier. Z. Phys. B: Condens. Matter **102**, 83 (1997). DOI: 10.1007/s002570050267
- [15] L. Degiorgi, E. Felder, H.R. Ott, J.L. Sarrao, Z. Fisk. Phys. Rev. Lett. **79**, 5134 (1997). DOI: 10.1103/PhysRevLett.79.5134
- [16] U. Yu, B.I. Min. Phys. Rev. B **74**, 094413 (2006). DOI: 10.1103/PhysRevB.74.094413
- [17] P. Das, A. Amyan, J. Brandenburg, J. Müller, P. Xiong, S. von Molnár, Z. Fisk. Phys. Rev. B **86**, 184425 (2012). DOI: 10.1103/PhysRevB.86.184425
- [18] M.K. Blomberg, M.J. Merisalo, M.M. Korsukova, V.N. Gurin. J. Alloys Comp. **217**, 123 (1995). DOI: 10.1016/0925-8388(94)01313-7
- [19] V.V. Glushkov, A.N. Samarин, M.I. Gilmanov, A.V. Semeno, A.V. Bogach, A.V. Dukhnenko, A.V. Kuznetsov, A.V. Levchenko, N.Yu. Shitsevalova, V.V. Voronov, N.E. Sluchanko, S.V. Demishev. Phys. Status Solidi B **254**, 1600571 (2017). DOI: 10.1002/pssb.201600571
- [20] G.A. Wigger, C. Beeli, E. Felder, H.R. Ott, A.D. Bianchi, Z. Fisk. Phys. Rev. Lett. **93**, 147203 (2004). DOI: 10.1103/PhysRevLett.93.147203
- [21] M. Batkova, I. Batko, K. Flachbart, Z. Janů, K. Jurek, E.S. Konvalova, J. Kováč, M. Reiffers, V. Sechovský, N. Shitsevalova, E. Šantavá, J. Šebek. Phys. Rev. B **78**, 224414 (2008). DOI: 10.1103/PhysRevB.78.224414
- [22] G. Friemel, Yuan Li, A.V. Dukhnenko, N.Y. Shitsevalova, N.E. Sluchanko, A. Ivanov, V.B. Filipov, B. Keimer, D.S. Inosov. Nature Commun. **3**, 3:830 (2012). DOI: 10.1038/ncomms1821

- [23] C. Kittel. Introduction to Solid State Physics. John Wiley & Sons, Inc., N.Y. (2005). P. 681.
- [24] В.В. Глушков. Зарядовый транспорт и магнетизм в сильнокоррелированных полупроводниках и полуметаллах с переходом металл-диэлектрик. Дисс. докт. физ.-мат. наук. Москва (2012) с. 374.
- [25] T. Kasuya, A. Yanase, T. Takeda. Solid State Commun. **8**, 1543 (1970). DOI: 10.1016/0038-1098(70)90604-6
- [26] M.Yu. Kagan, K.I. Kugel'. Phys. Usp. **44**, 553 (2001). DOI: 10.1070/PU2001v044n06ABEH000917
- [27] M. Beleggia, M. De Graef, Y.T. Millev. J. Phys. D **39**, 891 (2006). DOI: 10.1088/0022-3727/39/5/001
- [28] K.P. Belov, A.N. Goryaga. Fiz. Met. Metallov. **2**, 3 (1956).
- [29] A. Arrott. Phys. Rev. **108**, 1394 (1957). DOI: 10.1103/PhysRev.108.1394
- [30] W. Henggeler, H.-R. Ott, D.P. Young, Z. Fisk. Solid State Commun. **108**, 929 (1998). DOI: 10.1016/S0038-1098(98)00470-0
- [31] B. Ambrosini, J.L. Gavilano, P. Vonlanthen, H.R. Ott, D.P. Young, Z. Fisk. Phys. Rev. B **60**, 3361 (1999). DOI: 10.1103/PhysRevB.60.3361
- [32] S. Ma. Modern Theory of Critical Phenomena. Westview Press, N.Y. (2000). 588 p.

Редактор Т.Н. Василевская