

ОСОБЕННОСТИ МАГНИТНЫХ И ТРАНСПОРТНЫХ СВОЙСТВ СОЕДИНЕНИЯ EuV_6 С КОЛОССАЛЬНЫМ МАГНИТОСОПРОТИВЛЕНИЕМ

В. В. Глушков^{a}, А. В. Богач^a, К. В. Гоньков^a, С. В. Демидов^a, В. Ю. Иванов^a,
А. В. Кузнецов^b, Н. А. Самарин^a, Н. Ю. Шитсевалова^{c**}, К. Флашбарт^{d**}, Н. Е. Случанко^a*

^a *Институт общей физики им. А. М. Прохорова Российской академии наук
119991, Москва, Россия*

^b *Московский инженерно-физический институт
115409, Москва, Россия*

^c *Институт проблем материаловедения Национальной академии наук Украины
03680, Киев, Украина*

^d *Centre of Low Temperature Physics, IEP SAS and IPS FS UPJS,
SK-04001, Kosice, Slovakia*

На основе результатов исследований гальваномагнитных и магнитных свойств монокристаллических образцов EuV_6 , измеренных в широком диапазоне температур (1.8–300 К) и магнитных полей (до 70 кЭ), выполнены оценки параметров носителей заряда и характеристик магнитной подсистемы в парамагнитной и ферромагнитной ($T < T_C \approx 13.9$ К) фазах этого соединения с сильными электронными корреляциями. В области температур $T < T^* \approx 80$ К обнаружен полевой гистерезис магнитосопротивления $\Delta\rho(H)/\rho(0)$, достигающий максимальной амплитуды примерно 5% при $T \approx 12$ К. Показано, что аномалии зарядового транспорта, наблюдаемые в интервале температур $T_C < T < T^*$, следует связать с магнитным рассеянием носителей заряда ($m_{eff} = (15-30)m_0$, где m_0 — масса свободного электрона), возникающим вследствие ближнего магнитного упорядочения при формировании ферромагнитных областей наноразмера (ферронов).

PACS: 71.30.+h, 75.47.-m

Несмотря на продолжительную историю исследований гексаборида европия, природа аномалий низкотемпературных свойств этого полуметалла с простой кубической структурой до настоящего времени не получила адекватной интерпретации [1–10]. В частности, эффект колоссального магнитосопротивления, наблюдаемый в непосредственной окрестности перехода металл–полупроводник [2], принято связывать с возникновением магнитных поляронов, формирующихся в матрице EuV_6 в окрестности перехода в ферромагнитную фазу [3, 4]. Различие температур перехода в металлическую фазу ($T_m = 12.5-15.3$ К) и ферромагнитного упорядо-

чения ($T_C = 9-12.7$ К) [2, 5] также указывает на возможную реализацию состояния с электронным и магнитным расслоением фаз при $T < T_m$, наблюдавшегося в экспериментах по рассеянию поляризованных мюонов [6]. Однако универсальное соотношение между намагниченностью и плазменной частотой [7], а также отсутствие заметных изменений топологии и размеров поверхности Ферми при переходе в низкотемпературное металлическое состояние EuV_6 [8] в значительной мере затрудняют выбор адекватного подхода для описания аномальных свойств этого соединения с сильными электронными корреляциями [9].

Для получения информации о характеристиках парамагнитной и ферромагнитной фаз гексаборида европия в работе выполнено комплексное исследо-

*E-mail: glushkov@lt.gpi.ru

**N. Yu. Shitsevalova, K. Flachbart

дование транспортных и магнитных свойств монокристаллических образцов EuB_6 в широком диапазоне температур (1.8–300 К) и магнитных полей (до 70 кЭ). Исследуемые монокристаллы выращены методом зонной плавки в Институте проблем материаловедения НАН Украины. Контроль качества образцов осуществлялся при помощи рентгеноструктурного и электронного микроскопического анализа. Для проведения измерений из исходных слитков был вырезан набор образцов в форме параллелепипеда размерами примерно $5 \times 0.8 \times 0.6 \text{ мм}^3$ и с ориентацией граней вдоль кристаллографических направлений соответственно $\langle 110 \rangle$, $\langle 001 \rangle$ и $\langle 1\bar{1}0 \rangle$. Измерения транспортных и магнитных характеристик выполнялись на установках ЦКП «Микроволновые и низкотемпературные измерения» при ИОФ РАН. Высокая точность стабилизации температуры (около 0.01 К), необходимая для прецизионных измерений магнитосопротивления и эффекта Холла, достигалась при помощи оригинального температурного контроллера на цифровых сигнальных процессорах, работающего с термометром сопротивления CERNOX-1050. Для минимизации влияния эффекта Холла на измеряемое магнитосопротивление потенциальные контакты монтировались на боковую поверхность образца, параллельную внешнему магнитному полю. Температурная зависимость намагниченности $M(T, H_0 = 9.1 \text{ Э})$ измерялась на СКВИД-магнитометре оригинальной конструкции [11].

Результаты исследований магнитных и транспортных характеристик гексаборида европия представлены на рис. 1, 2. Поведение магнитной восприимчивости $\chi(T) = M(T, H_0)/H_0$ в парамагнитной фазе EuB_6 (рис. 1) с хорошей точностью описывается зависимостью Кюри–Вейсса $\chi \propto (T - \Theta_p)^{-1}$ с парамагнитной температурой Кюри $\Theta_p = 17.6 \text{ К}$ и эффективным магнитным моментом $\mu_{\text{eff}} = 8.1 \mu_B$. Анализ полевых зависимостей намагниченности M ($T < 25 \text{ К}$, $H > 2 \text{ кЭ}$) позволил определить значение $T_C = 13.9 \text{ К}$, а также параметры, характеризующие критическое поведение спонтанной намагниченности:

$$M_s \propto |t|^{-\beta}, \quad \beta = 0.58, \quad T < T_C, \quad t = (T - T_C)/T_C,$$

и парамагнитной восприимчивости:

$$\chi_0 \propto t^\gamma, \quad \gamma = 1.09, \quad T > T_C.$$

Установлено, что максимальное значение спонтанной намагниченности $M_s(T \rightarrow 0 \text{ К}) = 7.4 \mu_B$ оказывается промежуточным между атомарным магнитным моментом европия $\mu_{\text{eff}}(\text{Eu}^{2+}) = 8.0 \mu_B$ [2]

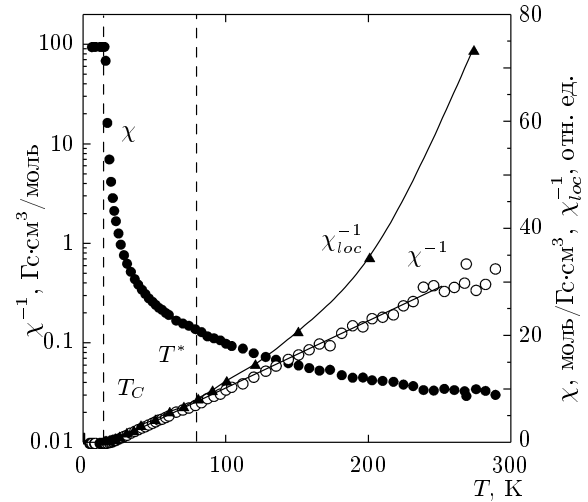


Рис. 1. Температурные зависимости магнитной восприимчивости $\chi(T) = M(T, H_0)/H_0$ в магнитном поле $H_0 = 9.1 \text{ Э}$, а также обратных локальной χ_{loc}^{-1} и объемной χ^{-1} магнитных восприимчивостей для монокристалла EuB_6 ($\mathbf{H}_0 \parallel \langle 110 \rangle$)

и эффективным моментом $\mu_{\text{eff}}(\text{Eu}) = 7.02 \mu_B$, предсказываемым зонной теорией [10]. На наш взгляд, отмеченное расхождение указывает на сильное взаимодействие локализованных и зонных электронов, определяющее участие $4f$ - и $5d$ -состояний иона Eu^{2+} в формировании магнитного момента элементарной ячейки EuB_6 .

Достаточно сложное поведение температурной зависимости удельного сопротивления монокристаллического образца EuB_6 (рис. 2а) с изломом в окрестности T_C и максимумом при $T_m = 15.8 \text{ К}$ (рис. 2а) хорошо согласуется с результатами предыдущих исследований [7, 8]. Полевые зависимости удельного сопротивления $\rho(H, T_0)$ также в целом коррелируют с данными работ [2, 5, 12], при этом сопоставление кривых $\rho(H, T_0)$, измеренных на монокристаллических образцах различной формы и размеров, позволило сделать вывод об отсутствии заметного влияния холловского поля на магнитосопротивление EuB_6 . Максимальная величина эффекта $\Delta\rho(H)/\rho(0) \approx 92\%$ наблюдается в окрестности температуры T_m перехода в металлическую фазу (рис. 1а). Сравнение полевых зависимостей удельного сопротивления, записанных при увеличении (H^+) и уменьшении (H^-) магнитного поля $\mathbf{H} \parallel \langle 100 \rangle$ для фиксированных значений температуры в интервале 2–273 К, позволило впервые обнаружить гистерезис

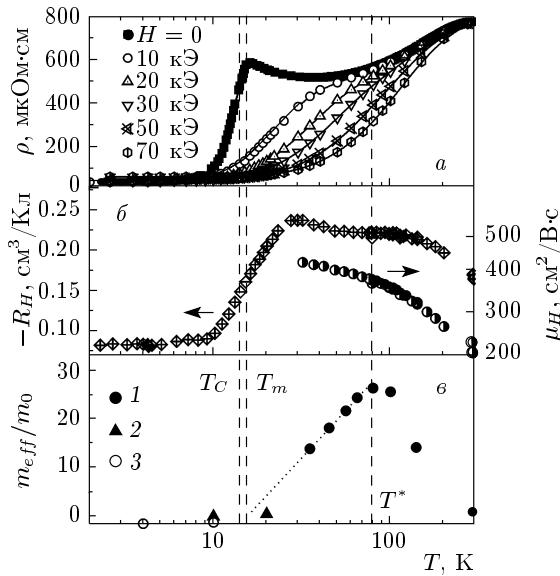


Рис. 2. Температурные зависимости удельного сопротивления ρ в магнитном поле (а) коэффициента Холла R_H и холловской подвижности μ_H (б) в магнитном поле 3.6 кЭ, измеренные для монокристаллического образца EuB_6 ($\mathbf{I} \parallel \langle 110 \rangle$, $\mathbf{H} \parallel \langle 100 \rangle$), а также значения эффективной массы носителей заряда m_{eff} (в): 1 — результаты настоящей работы, 2 и 3 — данные работ соответственно [7] и [8]. Штриховыми линиями показаны температуры T_C , T_m и T^* (см. текст)

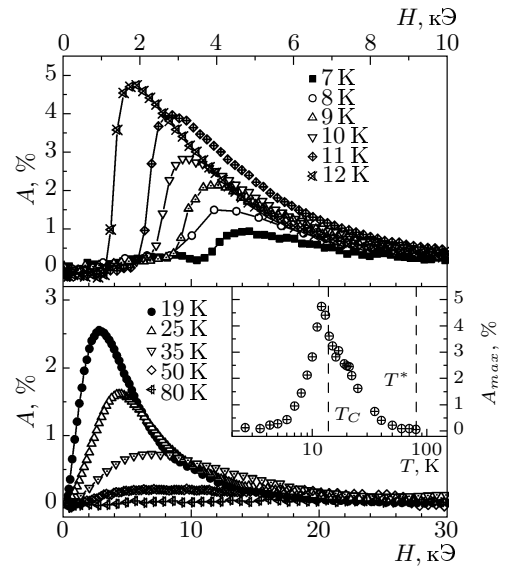


Рис. 3. Полевые зависимости гистерезиса магнитосопротивления A (см. текст), измеренные для монокристаллического образца EuB_6 ($\mathbf{I} \parallel \langle 110 \rangle$, $\mathbf{H} \parallel \langle 100 \rangle$). На вставке приведена температурная зависимость максимальной амплитуды гистерезиса A_{max}

магнитосопротивления (рис. 3)

$$A = \frac{\Delta\rho(H^-)}{\rho(0)} - \frac{\Delta\rho(H^+)}{\rho(0)}$$

Отмеченный эффект наблюдается в области температур $T < T^* \approx 80$ К (рис. 3), достигает максимальной амплитуды $A_{max} \approx 5\%$ при $T \approx 12$ К и уменьшается в магнитоупорядоченной фазе до значений менее 0.2% (вставка на рис. 3). Следует особо подчеркнуть, что форма кривой гистерезиса $A(H)$ (рис. 3) в пределах ошибки измерений (около 0.1%) не зависит от скорости изменения магнитного поля и режима перестройки температуры образца.

Наблюдаемый гистерезис магнитосопротивления EuB_6 , по-видимому, следует связать с аномальным рассеянием носителей заряда, возникающим вследствие магнитного упорядочения в системе магнитных (спиновых) поляронов с формированием ферромагнитных наноразмерных кластеров (ферронов). Дополнительным аргументом в пользу изменения режима рассеяния носителей заряда при $T < T^*$ является корреляция температурных зависимостей

объемной восприимчивости χ и локальной восприимчивости (рис. 1)

$$\chi_{loc} = \sqrt{\frac{1}{H} \frac{d(-\Delta\rho(H, T_0)/\rho(0, T_0))}{dH}}$$

рассчитанной из полевых зависимостей удельного сопротивления в пределе малых магнитных полей в рамках модели Иосиды [13] для рассеяния носителей заряда на локализованных магнитных моментах в парамагнитной фазе EuB_6 . При этом переход к режиму магнитного рассеяния носителей заряда с формированием ферронов, по-видимому, и определяет заметное усиление магниторезистивного эффекта в магнитных полях $H < 10$ кЭ при $T < T^*$ (рис. 2а).

Увеличение амплитуды отрицательного магнитосопротивления сопровождается значительным (примерно в 2.5 раза) уменьшением абсолютной величины коэффициента Холла $R_H(T)$, наблюдаемым при понижении температуры в интервале 10–30 К (рис. 2б). Отмеченное поведение R_H , по-видимому, следует связать с возникновением аномального эффекта Холла в широкой окрестности температуры Кюри T_C . Напротив, диапазон температур $30 \text{ К} < T < T^*$, соответствующий установлению режима аномального магнитного рассеяния носителей заряда в EuB_6 , характери-

зуются практически постоянными значениями коэффициента Холла $R_H = -(0.22-0.24) \text{ см}^3/\text{Кл}$ (см. рис. 2б). В такой ситуации температурная зависимость холловской подвижности $\mu_H(T) = R_H/\rho$ (рис. 2б), на наш взгляд, может быть использована для оценки эффективной массы носителей заряда в парамагнитной фазе EuB_6 . В условиях сильного электрон-фононного взаимодействия время релаксации носителей заряда характеризуется значениями $\tau \approx (4-6.5) \cdot 10^{-12} \text{ с}$, определяемыми из полуширины пика диффузионного рамановского рассеяния [3]. Расчет в рамках модели одного типа носителей заряда дает значения эффективной массы $m_{eff} = e\tau/\mu_H = (15-30)m_0$ (рис. 2в), которые с хорошей точностью соответствуют параметрам спиновых поляронов малого радиуса ($a \approx 5 \text{ \AA}$) в других системах с сильными электронными корреляциями ($m_{eff} = (55-90)m_0$ в CeAl_2 [14], $m_{eff} = (20-90)m_0$ в FeSi [15] и др.). При этом возникновение дальнего порядка в системе ферронов при $T < T_C$ определяет значительное уменьшение эффективной массы носителей заряда до значений $m_{eff} \sim m_0$ (рис. 2в), характеризующих низкотемпературную металлическую фазу EuB_6 [7, 8]. В то же время для получения дополнительной информации о микроскопических параметрах носителей заряда в состоянии с магнитным и электронным расслоением фаз EuB_6 , реализующем в широкой окрестности магнитного перехода [6], необходимо проведение детальных исследований аномального эффекта Холла в области температур $T < 25 \text{ К}$.

Работа выполнена в рамках проектов РФФИ (грант № 05-08-33463) и INTAS (грант № 03-51-3036), а также при финансовой поддержке программы ОФН РАН «Сильнокоррелированные электроны в полупроводниках, металлах, сверхпроводниках и магнитных материалах» и Российского Фонда содействия отечественной науке.

ЛИТЕРАТУРА

1. B. T. Matthias, *Phys. Lett.* **27A**, 511 (1968).
2. S. Süllow, I. Prasad, M. C. Aronson et al., *Phys. Rev. B* **57**, 5860 (1998).
3. P. Nyhus, S. Yoon, M. Kauffman et al., *Phys. Rev. B* **56**, 2717 (1997).
4. L. Degiorgi, E. Felder, H. R. Ott et al., *Phys. Rev. Lett.* **79**, 5134 (1997).
5. S. Süllow, I. Prasad, M. C. Aronson et al., *Phys. Rev. B* **62**, 11626 (2000).
6. M. Brooks, T. Lancaster, S. J. Blundell et al., *Phys. Rev. B* **70**, 020401 (2004).
7. S. Broderick, B. Ruzicka, L. Degiorgi et al., *Phys. Rev. B* **65**, 121102 (2002).
8. M. Aronson, J. L. Sarrao, Z. Fisk et al., *Phys. Rev. B* **59**, 4720 (1999).
9. J. Denlinger, J. A. Clack, J. W. Allen et al., *Phys. Rev. Lett.* **89**, 157601 (2002).
10. S. Massidda, A. Continenza, T. M. de Pascale, R. Monnier, *Z. Phys. B: Condens. Matter* **102**, 83 (1997).
11. V. N. Trofimov, *Cryogenics* **32**, 513 (1992).
12. G. A. Wigger, R. Monnier, H. R. Ott et al., *Phys. Rev. B* **69**, 125118 (2004).
13. K. Yosida, *Phys. Rev.* **107**, 396 (1957).
14. Н. Е. Случанко, А. В. Богач, В. В. Глушков и др., *ЖЭТФ* **125**, 906 (2004).
15. В. В. Глушков, И. Б. Воскобойников, С. В. Демишев и др., *ЖЭТФ* **126**, 444 (2004).