

ИЗОТОП-ЭФФЕКТ В ЗАРЯДОВОМ ТРАНСПОРТЕ  $\text{LuB}_{12}$ 

Н. Е. Случанко<sup>a,\*</sup>, А. Н. Азаревич<sup>a,b</sup>, А. В. Богач<sup>a</sup>, В. В. Глушков<sup>a,b</sup>, С. В. Демидов<sup>a,b</sup>,  
А. В. Кузнецов<sup>a,c</sup>, К. С. Любшов<sup>a,b</sup>, В. Б. Филиппов<sup>d</sup>, Н. Ю. Шицевалова<sup>d</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> Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»  
115409, Москва, Россия

<sup>d</sup> Институт проблем материаловедения Национальной академии наук Украины  
03680, Киев, Украина

Поступила в редакцию 30 октября 2009 г.

Для сверхпроводника  $\text{LuB}_{12}$  ( $T_c \approx 0.44$  К) в нормальном состоянии впервые исследованы гальваномагнитные свойства монокристаллических образцов с различным изотопическим составом по бору. Выполнены прецизионные измерения сопротивления, коэффициента Холла, а также магнитной восприимчивости в широком диапазоне температур 2–300 К в магнитном поле до 80 кЭ. Показано, что вблизи  $T^* \approx 50$ –70 К происходит смена режима зарядового транспорта в этом немагнитном соединении с металлической проводимостью. В результате на температурных зависимостях коэффициента Холла  $R_H(T)$  вблизи  $T^*$  регистрируется резкий пик, амплитуда которого существенно различается для  $\text{Lu}^{10}\text{B}_{12}$  и  $\text{Lu}^{11}\text{B}_{12}$ . Обнаружено значительное (около 10%) различие (по абсолютной величине) коэффициентов Холла  $R_H$  для соединений  $\text{Lu}^{10}\text{B}_{12}$  и  $\text{Lu}^{11}\text{B}_{12}$  при гелиевых и промежуточных температурах, а также показано, что характер поведения зависимости  $R_H(H)$  при  $T < T^*$  во внешнем магнитном поле  $H \leq 80$  кЭ для  $\text{Lu}^{10}\text{B}_{12}$  и  $\text{Lu}^{11}\text{B}_{12}$  существенно различается. Анализ кюри-вейссовского вклада в магнитную восприимчивость  $\chi(T)$  приводит к выводу о формировании магнитных моментов  $\mu_{eff} \approx (0.13$ – $0.19)\mu_B$  в каждой элементарной ячейке ГЦК-структуры соединений  $\text{LuB}_{12}$  с различным изотопическим составом. Обсуждаются возможность реализации электронного топологического перехода 2.5-рода вблизи  $T^*$  и влияние корреляционных эффектов в  $5d$ -полосе на формирование спиновой поляризации в окрестности редкоземельных ионов в  $\text{LuB}_{12}$ .

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Открытие сверхпроводимости в соединении  $\text{MgB}_2$  [1] стимулировало заметный интерес к исследованиям других сверхпроводников в семействе боридов переходных и редкоземельных (РЗ) элементов. Среди них додекабориды  $\text{ZrB}_{12}$  с  $T_c \approx 6$  К [2–5] и  $\text{LuB}_{12}$  с  $T_c \approx 0.44$  К [6, 7] исследовались достаточно подробно, поскольку при близких значениях плотности электронных состояний и схожести фононных спектров температура сверхпроводящего перехода в этих соединениях различается более

чем на порядок величины. Соединения  $\text{ZrB}_{12}$  и  $\text{LuB}_{12}$  кристаллизуются в каркасно-кластерной ГЦК-структуре типа  $\text{UB}_{12}$ , в которой подрешетка из кубооктаэдров бора формирует жесткий каркас. В полостях большого размера в ковалентном каркасе  $\text{B}_{12}$  размещены слабо связанные с ним ионы переходного или РЗ-элемента, что обуславливает появление в фононных спектрах этих соединений протяженных бездисперсионных участков [8], отвечающих квазинезависимым колебаниям (эйнштейновские моды) ионов  $\text{R}^{n+}$  ( $n = 3, 4$ ). Зона проводимости гексаборидов лютетия и циркония шириной 1.6–2 эВ [4, 9, 10] в основном сформирована  $4d$ -состояниями переходного элемента и  $5d$ -состоя-

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

ниями РЗ-элемента, вблизи энергии Ферми  $E_F$  в значительной степени гибридованными с электронными  $2p$ -состояниями бора [11–13]. Детальные исследования оптических и тепловых характеристик, а также сопротивления позволили авторам работы [10] установить, что основным отличительным свойством, определяющим подавление  $T_c$  в  $\text{LuV}_{12}$  по сравнению с  $\text{ZrV}_{12}$ , является значительное ослабление электрон-фононного взаимодействия с эйнштейновской модой  $\hbar\omega_E \approx 14\text{--}15$  мэВ, ответственной за сверхпроводимость в додекабориде циркония. Однако вплоть до настоящего времени остается невыясненным механизм, приводящий к указанному подавлению электрон-фононного взаимодействия в  $\text{LuV}_{12}$ .

В связи с этим, целью настоящей работы явилось исследование эффекта Холла, удельного сопротивления и магнитной восприимчивости в нормальном состоянии додекаборида лютеция с целью определения характеристик носителей заряда, участвующих в формировании куперовских пар в этом соединении. Для выяснения влияния спектра колебаний жесткого ковалентного каркаса на транспортные и магнитные характеристики, а также идентификации фононной моды, ответственной за сверхпроводимость в  $\text{LuV}_{12}$ , мы проводили измерения на образцах додекаборида лютеция с различным изотопическим составом по бору.

## 2. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

В работе выполнены детальные исследования эффекта Холла, а также измерены намагниченность и поперечное магнитосопротивление монокристаллических образцов  $\text{Lu}^N\text{V}_{12}$  высокого качества ( $N = 10, 11, \text{nat}$ ;  $\text{Lu}^{\text{nat}}\text{V}_{12}$  — кристалл с естественным содержанием изотопов бора, 20%  $^{10}\text{B}$  и 80%  $^{11}\text{B}$ ) в широком диапазоне температур 1.8–300 К в магнитных полях до 80 кЭ (поле  $\mathbf{H}$  параллельно оси  $\langle 001 \rangle$ ) при ориентации измерительного тока  $\mathbf{I}$  вдоль оси  $\langle 110 \rangle$ . Монокристаллы  $\text{Lu}^N\text{V}_{12}$  выращивались методом вертикального бестигельного индукционного зонного плавления с переплавом в атмосфере инертного газа на установке, подробно описанной в работе [14]. Измерения намагниченности  $M(H, T)$  проводились на СКВИД-магнитометре оригинальной конструкции [15]. Для исследований эффекта Холла и магнитосопротивления применялась экспериментальная установка, аналогичная использовавшейся ранее [16]. Необходимая точность стабилизации температуры измерительной ячейки с об-

разцом, 0.01–0.02 К, достигалась с помощью температурного контроллера оригинальной конструкции на цифровых сигнальных процессорах (модель CRYOTEL 1.5/300), использовавшегося в схеме с эталонным термометром сопротивления фирмы Lake Shore Cryotronics модели CERNOX 1050. Контроль качества образцов осуществлялся при помощи рентгеноструктурного и оптического спектрального анализа, а также спектроскопии комбинационного рассеяния света.

## 3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

### 3.1. Удельное сопротивление

Температурные зависимости удельного сопротивления образцов  $\text{LuV}_{12}$  с различным изотопическим составом по бору представлены на рис. 1. Кривая  $\rho(T)$ , полученная для кристалла  $\text{Lu}^{\text{nat}}\text{V}_{12}$  с естественным содержанием изотопов бора, с хорошей точностью воспроизводит данные работ [5, 17] при значении остаточного сопротивления  $\rho_0 \approx 0.145$  мкОм·см и отношении  $\rho(300\text{ К})/\rho_0 \approx 70$ . Для изотопически чистых образцов  $\text{Lu}^{10}\text{V}_{12}$  и  $\text{Lu}^{11}\text{V}_{12}$  значения остаточного сопротивления оказываются значительно выше, причем максимальная величина  $\rho_0 \approx 0.83$  мкОм·см наблюдается в  $\text{Lu}^{10}\text{V}_{12}$ . Следует отметить, что для всех трех составов участки степенной зависимости  $\rho \propto T^\alpha$  ( $1.5 \leq \alpha \leq 1.8$ ) наблюдаются от комнатной до

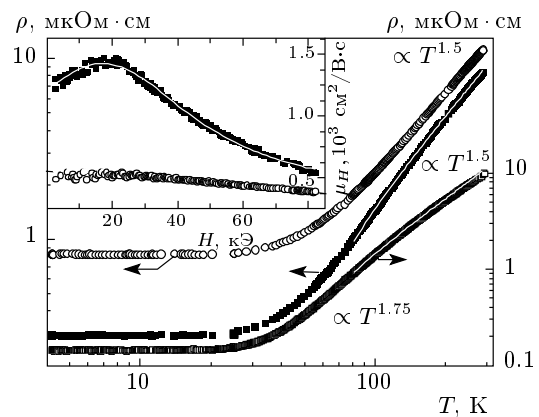


Рис. 1. Температурные зависимости удельного сопротивления  $\rho$  додекаборидов  $\text{Lu}^{10}\text{V}_{12}$  ( $\circ$ ),  $\text{Lu}^{11}\text{V}_{12}$  ( $\blacksquare$ ) и  $\text{Lu}^{\text{nat}}\text{V}_{12}$  ( $\square$ ). На вставке представлены полевые зависимости холловской подвижности  $\mu_H(H, T \leq 20\text{ К})$  для соединений  $\text{Lu}^{10}\text{V}_{12}$  ( $\circ$ ) и  $\text{Lu}^{11}\text{V}_{12}$  ( $\blacksquare$ )

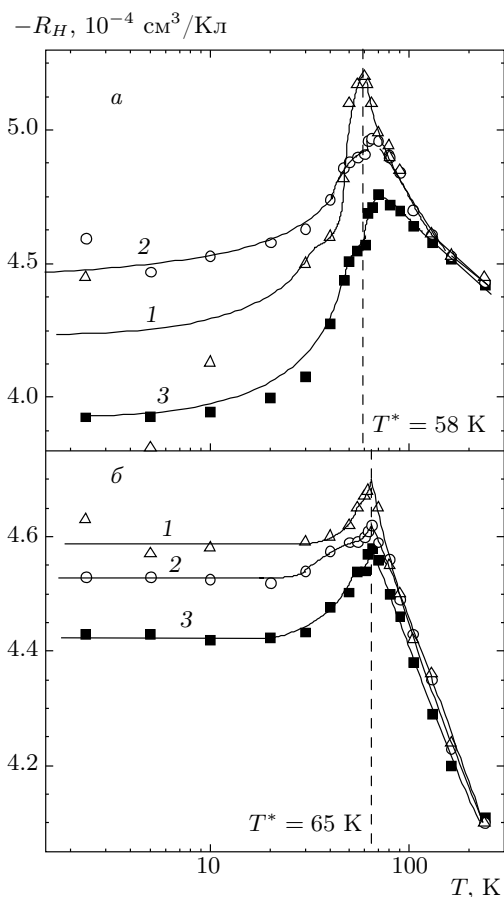


Рис. 2. Температурные зависимости коэффициента Холла  $R_H$  додекаборидов  $\text{Lu}^{11}\text{B}_{12}$  (а) и  $\text{Lu}^{10}\text{B}_{12}$  (б) в магнитных полях  $H = 5$  кЭ (1), 40 кЭ (2), 80 кЭ (3)

азотной температуры с последующим выходом на значения  $\rho_0$  вблизи  $T \approx 25$  К.

### 3.2. Коэффициент Холла

На рис. 2 показаны зависимости  $R_H(T, H)$ , полученные для образцов  $\text{Lu}^{11}\text{B}_{12}$  и  $\text{Lu}^{10}\text{B}_{12}$  в фиксированных магнитных полях. Из данных, представленных на рис. 2, а также из результатов работы [18] для  $\text{Lu}^{nat}\text{B}_{12}$ , следует, что изменение с температурой коэффициента Холла в додекабориде лютеция оказывается существенно немонокотным для всех трех исследуемых составов  $\text{LuB}_{12}$ . Отметим, что вблизи температуры  $T^* \approx 50-70$  К во всем диапазоне магнитных полей  $H \leq 80$  кЭ в  $\text{LuB}_{12}$  различного изотопического состава на кривых  $R_H(T)$  наблюдается аномалия, причем в  $\text{Lu}^{11}\text{B}_{12}$  ее амплитуда

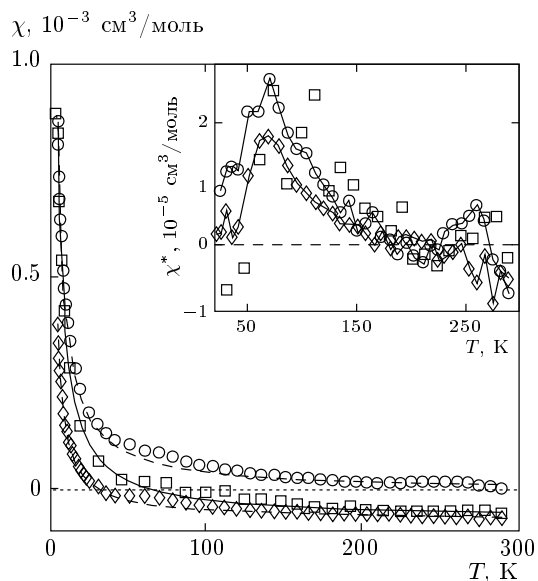


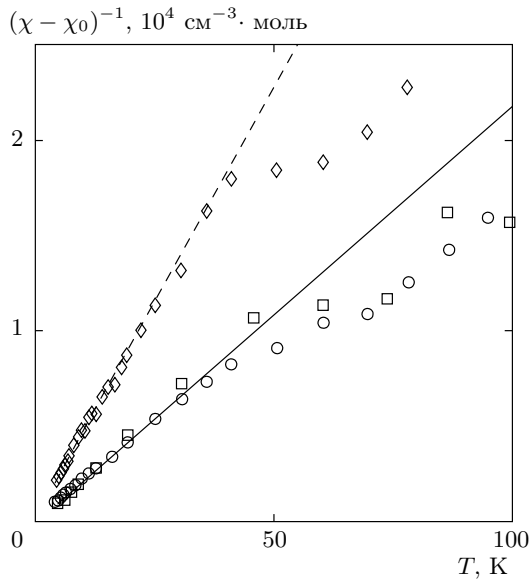
Рис. 3. Температурные зависимости магнитной восприимчивости  $\chi$  ( $H \approx 8.5$  кЭ) додекаборидов  $\text{Lu}^{10}\text{B}_{12}$  (о),  $\text{Lu}^{11}\text{B}_{12}$  (◇),  $\text{Lu}^{nat}\text{B}_{12}$  (□). Линиями показан результат аппроксимации экспериментальных кривых  $\chi(T)$  суммой вкладов  $\chi_{CSW} + \chi_0$ . На вставке представлен разностный вклад  $\chi^* = \chi - \chi_{CSW} - \chi_0$  (см. текст)

$$\frac{\Delta R_H}{R_H(T^*)} = \frac{R_H(T^*) - R_H(10 \text{ К})}{R_H(T^*)} \approx 16\%$$

оказывается сравнимой с величиной эффекта в  $\text{Lu}^{nat}\text{B}_{12}$  [18] и значительно (примерно в 6–8 раз) превосходит значения  $\Delta R_H/R_H(T^*)$ , полученные нами для  $\text{Lu}^{10}\text{B}_{12}$  (рис. 2). С ростом напряженности внешнего магнитного поля величина этой особенности  $R_H$  меняется немонокотно: амплитуда максимума при  $H < 40$  кЭ убывает, а в диапазоне  $40 \text{ кЭ} < H < 80 \text{ кЭ}$  величина  $\Delta R_H/R_H(T^*)$  растет (рис. 2). Кроме того, для всех трех исследуемых составов наблюдается уменьшение абсолютных значений коэффициента Холла  $R_H(T^*)$  в магнитном поле до 80 кЭ, причем изменение с полем вблизи  $T^*$  оказывается минимальным (около 2%) в случае  $\text{Lu}^{nat}\text{B}_{12}$  [18]. В сильных магнитных полях (см. кривые 2 и 3 на рис. 2) высокая точность измерений эффекта Холла позволяет зарегистрировать на температурных зависимостях  $R_H(T)$  две близко расположенные особенности в окрестности  $T^*$ .

### 3.3. Магнитная восприимчивость

На рис. 3 показаны температурные зависимости магнитной восприимчивости, полученные по



**Рис. 4.** Температурные зависимости обратной магнитной восприимчивости  $(\chi - \chi_0)^{-1} = f(T)$  додекаборидов  $\text{Lu}^{10}\text{B}_{12}$  ( $\circ$ ),  $\text{Lu}^{11}\text{B}_{12}$  ( $\diamond$ ),  $\text{Lu}^{nat}\text{B}_{12}$  ( $\square$ ) при  $T < 100$  К. Линиями показан результат аппроксимации экспериментальных кривых суммой вкладов  $\chi_{CW} + \chi_0$

результатам измерений намагниченности образцов  $\text{Lu}^{10}\text{B}_{12}$ ,  $\text{Lu}^{11}\text{B}_{12}$  и  $\text{Lu}^{nat}\text{B}_{12}$  в магнитном поле напряженностью 8.5 кЭ. Как видно из данных, представленных на рис. 3, 4, перестроение магнитной восприимчивости додекаборида лютеция в кюри-вейссовских координатах,  $(\chi - \chi_0)^{-1} = f(T)$ , в интервалах температур  $T < 50$  К (рис. 4) и  $T \geq 150$  К позволяет с хорошей точностью аппроксимировать экспериментальные кривые для всех трех исследуемых составов  $\text{LuB}_{12}$ . В промежуточной области температур 50–150 К, наряду с кюри-вейссовским вкладом

$$\chi_{CW} = N_A \mu_{eff}^2 / 3k_B(T - \Theta_p),$$

$N_A$  — число Авогадро,  $\mu_{eff}$  — эффективный магнитный момент,  $k_B$  — постоянная Больцмана,  $\Theta_p$  — парамагнитная температура Кюри, и не зависящим от температуры вкладом  $\chi_0 = \text{const}$ , на экспериментальной кривой  $\chi(T)$  возникает дополнительный аддитивный вклад  $\chi^* = \chi - \chi_{CW} - \chi_0$ . Разностный вклад  $\chi^*(T)$  в восприимчивость, показанный на вставке к рис. 3, для всех трех образцов  $\text{LuB}_{12}$ , представляет собой кривую с максимумом вблизи  $T^*$ .

#### 4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Переходя к анализу полученных в работе результатов транспортных и магнитных измерений, оценим при низких температурах ( $T \leq 20$  К) изменение в магнитном поле холловской подвижности носителей заряда  $\mu_H(H) = R_H(H)/\rho_0(H)$ . Выше на вставке к рис. 1 представлены зависимости  $\mu_H(H)$  для  $\text{Lu}^{10}\text{B}_{12}$  и  $\text{Lu}^{11}\text{B}_{12}$ . Наиболее значительные изменения  $\mu_H$  в магнитном поле наблюдаются для  $\text{Lu}^{11}\text{B}_{12}$ , для которого отношение  $\mu_H(20 \text{ кЭ})/\mu_H(80 \text{ кЭ}) \approx 3$ . Следует подчеркнуть, что для всех составов  $\text{LuB}_{12}$  поведение подвижности в сильных магнитных полях определяется эффектом положительного магнитосопротивления (ПМС) большой амплитуды с квадратичной полевой зависимостью  $\rho_0(H) \propto H^2$  при  $H \leq 30$  кЭ, сменяющейся тенденцией к насыщению ПМС в сильных магнитных полях [17]. В то же время, для  $\text{Lu}^{11}\text{B}_{12}$  немонотонное поведение холловской подвижности  $\mu_H(H)$  с максимумом в окрестности  $H \approx 20$  кЭ оказывается обусловленным исключительно изменением в поле коэффициента Холла  $R_H(H)$ . Подобное поведение  $R_H(H)$  свидетельствует о сопоставимых по величине вкладах от нескольких групп носителей заряда в эффект Холла в  $\text{Lu}^{11}\text{B}_{12}$ , причем асимптотика сильного поля,  $R_H \propto (n_e - n_h)^{-1}$ , где  $n_e$  и  $n_h$  — концентрации электронов и дырок, сопровождающаяся выходом на насыщение полевой зависимости  $R_H(H)$ , не достигается в пределах используемых в работе полей  $H \leq 80$  кЭ. Температурная зависимость подвижности для изотопически чистых образцов  $\text{Lu}^{10}\text{B}_{12}$  и  $\text{Lu}^{11}\text{B}_{12}$  в диапазоне 50–300 К демонстрирует степенное поведение  $\mu_H(T) \propto T^\beta$  с  $\beta \leq 2$ , в целом аналогичное наблюдавшемуся ранее для  $\text{Lu}^{nat}\text{B}_{12}$  [18].

Как видно из данных рис. 2 (см. также работу [18] для  $\text{Lu}^{nat}\text{B}_{12}$ ), в окрестности  $T^*$  на кривых  $R_H(T)$  наблюдается резкая особенность коэффициента Холла, а также регистрируется аномальный вклад в магнитную восприимчивость  $\chi^*(T)$  (см. вставку на рис. 3). Ранее в  $\text{LuB}_{12}$  аномалии температурных зависимостей вблизи  $T^* = 50\text{--}60$  К были обнаружены при исследованиях магнитосопротивления [17], теплоемкости [7], теплового расширения [14,19] и параметра решетки [20]. Указанные аномалии физических характеристик  $\text{LuB}_{12}$  могут, по-видимому, являться следствием структурных изменений вблизи  $T^*$  в этом соединении. Действительно, наряду со структурным беспорядком, связанным с изменением в расположении РЗ-ионов (их смещением из центра кубооктаэдров на величину около 0.36 Å, составляющую 4.84% от пара-

метра решетки LuB<sub>12</sub> [21]), с понижением температуры до азотной также наблюдались тетрагональные искажения ГЦК-структуры додекаборида лютеция [20]. Значительное изменение в положении особенностей при  $T^*$  на кривых  $R_H(T, H = 5 \text{ кЭ})$  для Lu<sup>10</sup>B<sub>12</sub> ( $T^* \approx 65 \text{ К}$ ) и Lu<sup>11</sup>B<sub>12</sub> ( $T^* \approx 58 \text{ К}$ ) (см. рис. 2), на наш взгляд, указывает на взаимосвязь фононных подсистем жесткой ковалентной подрешетки бора и РЗ-иона. В то же время, вследствие большой амплитуды колебаний РЗ-ионов, следует ожидать сильного электрон-фононного взаимодействия в РЗ-подсистеме. Поскольку наиболее значительные аномалии вблизи  $T^*$  наблюдаются для транспортных характеристик (коэффициент Холла (рис. 2) и магнитосопротивление [17]), представляется естественным предположить непосредственную связь между тетрагональными структурными искажениями в LuB<sub>12</sub> [20, 21] и трансформацией поверхности Ферми в окрестности  $T^*$  в этом соединении.

Среди возможных объяснений природы указанных аномалий вблизи  $T^*$  наиболее вероятным представляется модификация электронной структуры в результате электронного топологического перехода 2.5-рода [22–23]. В пользу такой интерпретации свидетельствуют результаты расчетов зонной структуры LuB<sub>12</sub> [12, 13], полученные сравнительно недавно методом линейаризованных МТ-орбиталей с постоянным потенциалом. В частности, авторами работ [12, 13] было установлено существование в LuB<sub>12</sub> сложной поверхности Ферми, состоящей из трех частей, в числе которых наряду с многосвязной дырочной, топологически подобной поверхности Ферми меди, и дискообразной (pancake-like) электронной имеются также малые (менее 0.2 эВ) электронные участки поверхности Ферми в форме линзы в  $K$ -точках зоны Бриллюэна. Таким образом, следует предположить, что в LuB<sub>12</sub> в результате тетрагональных структурных искажений реализуется электронный топологический переход, связанный с исчезновением участков поверхности Ферми в  $K$ -точках зоны Бриллюэна. При этом, поскольку указанные изменения электронной структуры приводят к перенормировке плотности электронных состояний и времени релаксации носителей [22, 23], естественное объяснение получает также появление малой аддитивной добавки  $\chi^*(T)$  к магнитной восприимчивости, характеризующейся особенностью вблизи  $T^*$  (см. вставку на рис. 3).

Сравнение электронной структуры соединений ZrB<sub>12</sub> и LuB<sub>12</sub> показывает [4, 12, 13], что, в отличие от Lu<sup>3+</sup>, для четырехвалентного циркония ширина зоны проводимости, сформированной

**Таблица.** Параметры кюри-вейссовской зависимости  $\chi_{CW}$  и величина диамагнитного вклада  $\chi_0$  в магнитную восприимчивость LuB<sub>12</sub>

RB <sub>12</sub>	$\mu_{eff}, \mu_B$	$\Theta_p, \text{ К}$	$\chi_0, 10^{-5} \text{ см}^3/\text{моль}$
Lu <sup>nat</sup> B <sub>12</sub>	0.19	−0.75	−6.9
Lu <sup>10</sup> B <sub>12</sub>	0.19	−0.25	−0.4
Lu <sup>11</sup> B <sub>12</sub>	0.13	−0.75	−6.9

4d-состояниями иона переходного металла, оказывается существенно (на 0.3–0.4 эВ) больше. Соответственно увеличивается и объем поверхности Ферми вблизи  $K$ -точек («электронные линзы») в зоне Бриллюэна, и, в результате, тетрагональные структурные искажения, возникающие при понижении температуры в RB<sub>12</sub>, для ZrB<sub>12</sub> не приводят к электронному топологическому переходу. На наш взгляд, с этими различиями электронных структур соединений ZrB<sub>12</sub> и LuB<sub>12</sub> и механизмов рассеяния в них носителей может быть связано резкое уменьшение  $T_c$  в додекабориде лютеция.

Анализируя вклады в магнитную восприимчивость соединений LuB<sub>12</sub> различного изотопического состава (см. рис. 3, 4), следует еще раз подчеркнуть, что для всех трех исследуемых монокристаллических образцов додекаборида лютеция кривые  $\chi(T)$  с достаточной точностью аппроксимируются суммой кюри-вейссовского  $\chi_{CW}(T)$  и постоянного  $\chi_0$  вкладов (см. линии на рис. 3). Параметры, полученные в рамках такой аппроксимации, приведены в таблице. Как видно из приведенных в ней данных, для всех трех образцов с различным изотопическим составом кюри-вейссовский вклад  $\chi_{CW}(T)$  характеризуется близкими значениями  $\mu_{eff} \approx (0.13–0.19)\mu_B$  на элементарную ячейку ГЦК-структуры LuB<sub>12</sub>. Отметим, что результаты оптического спектрального и микроанализа исследуемых монокристаллов LuB<sub>12</sub> позволяют нам исключить из рассмотрения эффекты, связанные с влиянием магнитных примесей на магнитные свойства измеренных образцов додекаборида лютеция.

В такой ситуации, по-видимому, возможное объяснение возникновения магнитных моментов  $\mu_{eff} \approx (0.13–0.19)\mu_B$  может быть связано с формированием наведенной спиновой поляризации  $t_{2g}$ -состояний зоны проводимости LuB<sub>12</sub> в условиях малой конечной плотности 4f-электронов в окрестности  $E_F$  [12]. Кроме того, поскольку соединения RB<sub>12</sub> (R = Ho,

Er, Tm, Lu) являются двухэлектронными металлами [13, 24], с учетом преимущественно  $5d$ -характера зоны проводимости следует ожидать также заметного влияния корреляционных эффектов на магнитные свойства додекаборида лютеция.

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выполненные впервые прецизионные измерения эффекта Холла, сопротивления и намагниченности на монокристаллических образцах различного изотопического состава додекаборида лютеция в широком диапазоне температур 2–300 К в магнитном поле до 80 кЭ обнаружили аномалии исследованных характеристик в интервале температур вблизи  $T^* = 50\text{--}70$  К, а также наведенную магнитную поляризацию электронных состояний в окрестности РЗ-ионов. Обсуждается возможность изменения электронной структуры  $\text{LuV}_{12}$  вблизи  $T^*$  в результате электронного топологического перехода 2.5-рода, а также влияние корреляционных эффектов в  $5d$ -полосе и «подмагничивания»  $t_{2g}$ -состояний зоны проводимости, приводящих к перенормировке плотности электронных состояний в окрестности энергии Ферми. Указанные факторы, по-видимому, являются причиной резкого подавления температуры сверхпроводящего перехода  $T_c$  в  $\text{LuV}_{12}$  относительно  $\text{ZrV}_{12}$ . В то же время для окончательного выяснения механизма, ответственного за возникновение наведенных магнитных моментов в окрестности РЗ-иона с  $\mu_{eff} \approx (0.13\text{--}0.19)\mu_B$  и подавление сверхпроводимости в додекабориде лютеция, требуется проведение более детальных термодинамических и транспортных измерений и расчетов зонной структуры в окрестности  $E_F$ .

Работа выполнена при финансовой поддержке программы ОФН РАН «Сильнокоррелированные электроны в металлах, полупроводниках и магнитных материалах» и РФФИ (грант № 10-02-00998-а). Авторы признательны Г. Е. Гречневу за многочисленные полезные дискуссии и А. Е. Барановскому за помощь в измерениях.

## ЛИТЕРАТУРА

1. J. Nagamatsu, N. Nakagawa, T. Muranaka et al., *Nature (London)* **410**, 63 (2001).
2. R. Lortz, Y. Wang, S. Abe et al., *Phys. Rev. B* **72**, 024547 (2005).
3. V. A. Gasparov, N. S. Sidorov, and I. I. Zver'kova, *Phys. Rev. B* **73**, 094510 (2006).
4. J. Teyssier, A. B. Kuzmenko, D. van der Marel et al., *Phys. Rev. B* **75**, 134503 (2007).
5. V. Glushkov, M. Ignatov, S. Demishev et al., *Phys. Stat. Sol. (b)* **243**, R72 (2006).
6. K. Flachbart, S. Gabani, K. Gloos et al., *J. Low Temp. Phys.* **140**, 339 (2005).
7. A. Czopnik, N. Shitsevalova, V. Pluzhnikov et al., *J. Phys.: Condens. Matter* **17**, 5971 (2005).
8. K. S. Nemkovski, P. A. Alekseev, J.-M. Mignot et al., *J. Sol. St. Chem.* **179**, 2895 (2006).
9. H. Okamura, S. Kimura, H. Shinozaki et al., *Phys. Rev. B* **58**, R7496 (1998).
10. J. Teyssier, R. Lortz, A. Petrovic et al., *Phys. Rev. B* **78**, 134504 (2008).
11. M. Heinecke, K. Winzer, J. Noffke et al., *Z. Phys. B* **98**, 231 (1995).
12. B. Jäger, S. Paluch, O. J. Zogal et al., *J. Phys.: Condens. Matter* **18**, 2525 (2006).
13. A. Baranovskiy, G. Grechnev, N. Shitsevalova et al., *ФНТ* **35**, 721 (2009).
14. Н. Ю. Шицевалова, Дисс. . . . канд. физ.-матем. наук, ИНТиСИ, Вроцлав (2001).
15. V. N. Trofimov, *Cryogenics* **32**, 513 (1992).
16. Н. Е. Случанко, А. В. Богач, В. В. Глушков и др., *ЖЭТФ* **125**, 906 (2004).
17. Н. Е. Случанко, А. В. Богач, В. В. Глушков и др., *ЖЭТФ* **135**, 766 (2009).
18. N. Sluchanko, L. Bogomolov, V. Glushkov et al., *Phys. Stat. Sol. (b)* **243**, R63 (2006).
19. A. Czopnik, N. Shitsevalova, A. Krivchikov et al., *J. Sol. St. Chem.* **177**, 507 (2004).
20. T. Mori and A. Petraszko, private communications.
21. H. Werheit, Yu. Paderno, V. Filippov et al., *J. Sol. St. Chem.* **179**, 2761 (2006).
22. И. М. Лифшиц, *ЖЭТФ* **38**, 1569 (1960).
23. A. A. Varlamov, V. S. Egorov, and A. V. Pantsulaya, *Adv. Phys.* **38**, 469 (1989).
24. Н. Е. Случанко, Д. Н. Случанко, В. В. Глушков и др., *Письма в ЖЭТФ* **86**, 691 (2007).