

МАГНИТНЫЙ ОТКЛИК ЭЛЕКТРОНОВ ПРОВОДИМОСТИ В НЕМАГНИТНЫХ ГЕКСАБОРИДАХ Yb_6 , LaV_6 И YbV_6 С ЭЛЕКТРОННОЙ И СТРУКТУРНОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТЬЮ

Н. Е. Случанко^{a*}, *А. В. Кузнецов*^b, *А. Н. Азаревич*^a, *А. В. Богач*^a, *Н. Ю. Шицевалова*^c,
С. Е. Половец^c, *В. Б. Филипов*^c, *А. Ю. Цветков*^d, *С. Ю. Гаврилкин*^d

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

^b *Национальный исследовательский ядерный университет (МИФИ)
115409, Москва, Россия*

^c *Институт проблем материаловедения им. И. Н. Францевича, Национальной академии наук Украины
03142, Киев, Украина*

^d *Физический институт им. П. Н. Лебедева Российской академии наук
119991, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 14 марта 2023 г.,
после переработки 28 марта 2023 г.
Принята к публикации 28 марта 2023 г.

Выполнены детальные исследования и предложена процедура разделения вкладов в намагниченность монокристаллов немагнитных гексаборидов Yb_6 , LaV_6 и YbV_6 . Показано, что малые отрицательные значения электронной восприимчивости $\chi_e(T)$ в металлах Yb_6 , LaV_6 определяются, по-видимому, малым значением эффективной массы зонных носителей $m^* \sim 0.5m_0$, что приводит к взаимной компенсации паулиевской компоненты и диамагнетизма Ландау. Обнаружены изменения $\chi_e(T)$ в интервалах $T < T^* \sim 50$ К и $T > 150$ К, которые связываются с переходом порядок–беспорядок ниже T^* и вкладом носителей, обусловленным ян-теллеровской структурной неустойчивостью борного каркаса.

DOI: 10.31857/S0044451023090092
EDN: KCWOAN

1. ВВЕДЕНИЕ

Исследование магнитных свойств электронов проводимости в металлах и полупроводниках представляет значительный интерес, поскольку позволяет получить необходимую информацию о плотности электронных состояний $g(\varepsilon_F)$ на уровне Ферми ε_F , перенормировке $g(\varepsilon_F)$ вследствие электрон-электронных взаимодействий различной природы [1, 2], разупорядочении [3, 4], особенностях перехода в сверхпроводящее состояние в традиционных и нетрадиционных сверхпроводниках [5–7], характере перехода металл–изолятор в квазиодномерных и двумерных проводниках [8–11] и др. Одним из интересных и малоизученных вопросов является влияние динамической структурной неустойчивости на магнитный отклик электронов

проводимости. Недавно было обнаружено, что в гексаборидах $\text{Gd}_x\text{La}_{1-x}\text{V}_6$ и Yb_6 с редкоземельными (РЗ) и переходными ионами развитие ян-теллеровской (ЯТ) неустойчивости в кластерах V_6 приводит к появлению коллективных возбуждений в инфракрасном (ИК) диапазоне спектра проводимости [12–14]. Эти коллективные ЯТ-моды в интервале $200\text{--}1500\text{ см}^{-1}$, в свою очередь, обуславливают возникновение квазилокальных колебаний РЗ-ионов на частотах порядка $100\text{--}200\text{ см}^{-1}$, приводя к периодическому изменению гибридизации состояний $4d/5d$ (переходный/РЗ-ион) и $2p$ (бор), формирующих зону проводимости [15], и в результате к модуляции $g(\varepsilon_F)$ [16]. Было показано, что в коллективные возбуждения в спектрах оптической проводимости гексаборидов RB_6 включена значительная часть зонных носителей (более 70% в LaV_6 [12, 13] и до 90% в Yb_6 [14]). Кроме того, в гексабориде Yb_6 при $T^* \sim 50$ К в [17] был обнаружен переход порядок–беспорядок в фазу

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

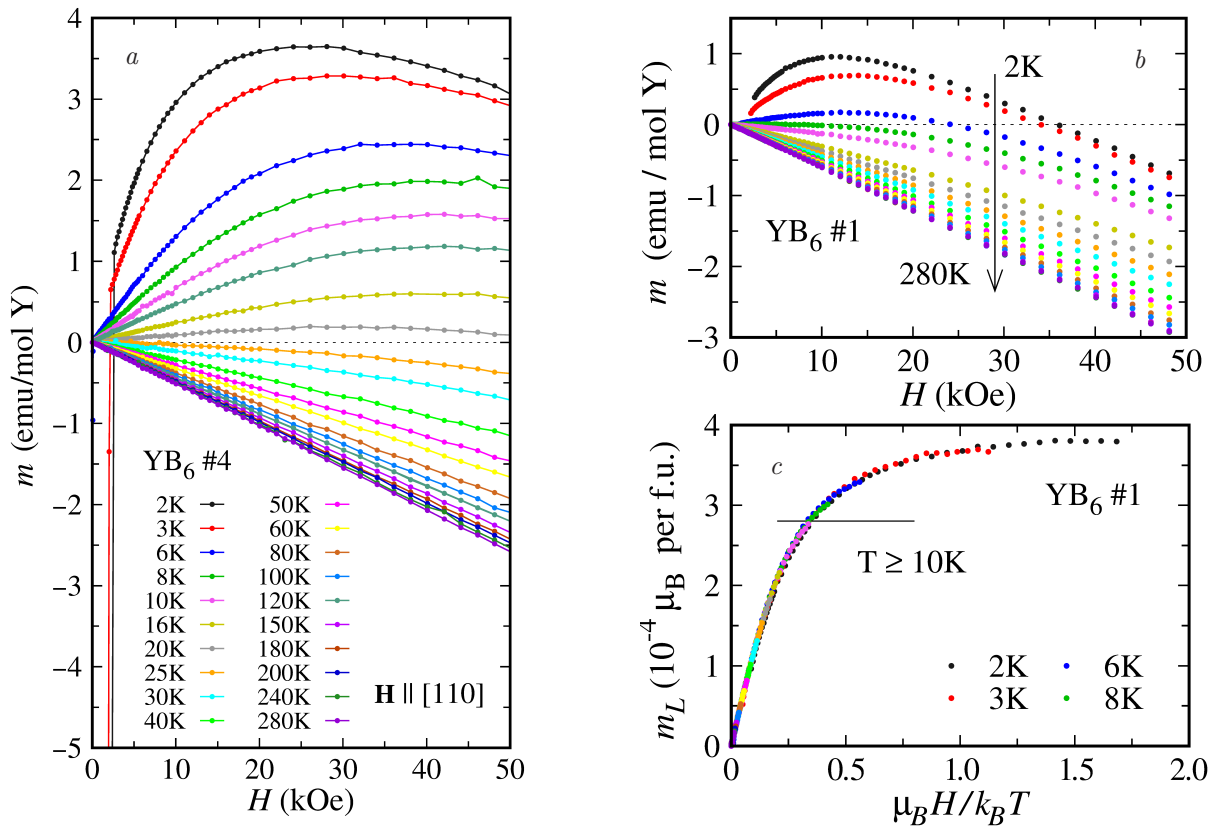


Рис. 1. Полевые зависимости намагниченности образцов YB_6 #4 (a) и YB_6 #1 (b), измеренные при разных температурах. (c) Скейлинг намагниченности образца YB_6 #1 $m_L = m(H, T) - \chi_0(T)H$. Кривые, расположенные на панели c ниже горизонтальной линии, отвечают интервалу $T \geq 10\text{ K}$

каркасного стекла. Насколько нам известно, магнитный вклад электронов проводимости в металлах со структурной ян-теллеровской неустойчивостью и коллективными оптическими модами к настоящему времени практически не исследовался. Результаты недавних ЯМР-измерений YB_6 свидетельствуют об отсутствии сдвига Найта K_S на ядрах бора ^{11}B и сравнительно небольшой величине $K_S \sim -200\text{ ppm}$ на ядрах иттрия ^{89}Y [18]. Поскольку обычно в металлах между K_S и спиновой восприимчивостью носителей существует линейная связь, отсутствие магнитного отклика от $2p$ -компоненты электронов проводимости, составляющих около 40% зонных состояний, гибридованных с $4d$ -состояниями ионов Y^{3+} [15], представляется необычным. Результаты предварительных измерений статической восприимчивости, выполненных нами на порошковых образцах YB_6 [18], оставляют вопросы в силу большого количества сложных для анализа магнитных вкладов, включая ферромагнитную компоненту от поверхности гексаборидов, наблюдавшуюся ранее в [19, 20]. Учитывая изложенное выше, представляет интерес исследовать магнитную восприимчивость и провести анализ магнитных

вкладов на монокристаллах немагнитного гексаборида YB_6 , различающихся (i) изотоп-составом по бору, (ii) концентрацией вакансий в подрешетках бора и иттрия и (iii) разупорядочением подрешеток металла и бора, индуцированным примесями замещения циркония и углерода соответственно. Дополнительную информацию может дать сопоставление результатов, полученных для этого металла, находящегося на границе структурной неустойчивости ряда RB_6 [17, 21], с магнитными свойствами других немагнитных металлов (LaB_6) и полупроводников (YbB_6) в семействе гексаборидов.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ МЕТОДЫ

В работе исследовались высококачественные монокристаллы YB_6 с природным (18.9% ^{10}B и 81.1% ^{11}B) и изотопически чистым (99.5% ^{11}B) бором с различной концентрацией вакансий Y и B (образцы #1, #3 и #4 с температурой сверхпроводящего перехода $T_c \simeq 7.4\text{ K}$, 6.2 K и 4.2 K соответственно, см. [17]), а также твердые растворы замещения $\text{Y}_{0.99}\text{Zr}_{0.01}\text{B}_6$ и $\text{YB}_{5.95}\text{C}_{0.05}$, выращенные методом вертикальной бестигельной индукционной зон-

ной плавки в атмосфере аргона [21, 22]. Для сравнения были измерены монокристаллы металла LaB_6 и немагнитного полупроводника YbB_6 . Характеризация кристаллов проводилась с использованием рентгеноструктурного, оптического спектрального анализа и микроанализа, а также при измерениях сопротивления и эффекта Холла. Магнитные измерения были выполнены в ИОФРАН и ЦКП ФИАН на установках MPMS-5 (Quantum Design) в интервале температур 2–400 К в магнитном поле до 50 кЭ.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ

На рис. 1 представлены полевые зависимости намагниченности образцов YB_6 #1 и YB_6 #4 (см. [17]), измеренные при температурах в интервале 2–280 К в поле, приложенном вдоль кристаллического направления $\langle 110 \rangle$. Вертикальные линии на рис. 1а соответствуют переходу в сверхпроводящее состояние, наблюдающемуся в YB_6 при низких температурах в малых полях [17]. На рис. 1b аналогичные переходы не показаны, чтобы не загромождать его несущественной информацией. Как видно на рис. 1, экспериментальные кривые $m(H, T)$ нелинейны и при низких температурах в полях до 50 кЭ далеки от насыщения, причем вид кривых указывает на наличие нескольких магнитных вкладов различных знаков. Нелинейное поведение намагниченности, а также кюри-вейссовская температурная зависимость парамагнитного вклада (см. рис. 3 ниже) обусловлены присутствием локальных магнитных моментов (ЛММ), которые, согласно анализу [17], следует связать с комплексами вакансий бора в матрице гексаборидов. Полученные из эксперимента в [17] оценки величины магнитных моментов $\mu_{\text{eff}} = 2.8\text{--}4.3 \mu_B$ (μ_B — магнетон Бора), находятся в хорошем согласии с результатом расчетов $\mu_{\text{eff}} = 2.36 \mu_B$ для кластеров, содержащих вакансии бора в матрице RB_6 [23].

Для разделения магнитных вкладов в настоящей работе был выполнен скейлинг намагниченности $m_L = m - \chi_0 H$, где $m_L(\mu_B H/k_B T)$ — намагниченность локальных магнитных моментов, k_B — постоянная Больцмана, а $\chi_0(T) = \chi_e + \chi_i$ — не связанная с ЛММ восприимчивость, состоящая из диамагнитного вклада ионов решетки $\chi_i = \text{const}$ и искомой магнитной восприимчивости электронов проводимости $\chi_e(T)$. Полагая величину ЛММ не зависящей от температуры и принимая аргументом отношение $\mu_B H/k_B T$, мы использовали $\chi_0(T)$ в качестве подгоночного параметра и построили кривую $m_L(\mu_B H/k_B T)$ (см. рис. 1с). Аналогичный скей-

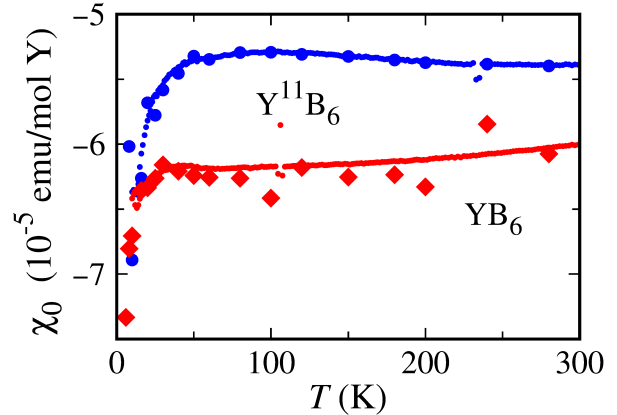


Рис. 2. Температурные зависимости магнитной восприимчивости $\chi_0(T)$ образцов YB_6 #1 и YB_6 #4, полученные из полевых (крупные символы) и температурных (мелкие символы) зависимостей намагниченности, измеренных в полях $H = 2$ кЭ и 50 кЭ

линг намагниченности был выполнен для образца YB_6 #4. Полученные зависимости $\chi_0(T)$ для кристаллов YB_6 #1 и YB_6 #4 показаны крупными символами на рис. 2.

С целью выяснения вида кривых электронной восприимчивости $\chi_e(T)$ для всех исследованных монокристаллов YB_6 в полях $H = 2$ кЭ и 50 кЭ и интервале температур 2–400 К измерялись температурные зависимости намагниченности $m(T)$. Для сопоставления в работе были измерены также зависимости $m(T)$ монокристаллов LaB_6 и YbB_6 . По сравнению с другими гексаборидами парамагнитный вклад в намагниченность $m(T)$ соединения Yb^{2+}B_6 имеет кюри-вейссовский вид с очень малой парамагнитной температурой $\Theta_p \sim -0.5$ К и характеризуется существенно большей амплитудой, что объясняется присутствием в образцах малой концентрации магнитных ионов Yb^{3+} [24]. Для примера на рис. 3а показано семейство кривых $m(T)/H$, полученное в поле $H = 50$ кЭ.

С учетом слабой нелинейности кривых $m_L(\mu_B H/k_B T)$ в интервале температур $T \geq 10$ К (см., например, рис. 1с) анализ намагниченности проводился с использованием разложения в ряд по степеням H/T с сохранением ввиду нечетности функции $m_L(H) = -m_L(-H)$ лишь членов с нечетными степенями. Оставляя первые два члена разложения, имеем $m_L = C \cdot H/T + a \cdot (H/T)^3$. В используемом приближении, как и при анализе полевых кривых, мы полагаем, что ЛММ не меняются с температурой, т. е. $C = N_A \mu^2 / 3k_B = \text{const}$ (N_A — число Авогадро). При этом для полной намагниченности в фиксированном магнитном поле выполняется соотношение $m = C \cdot H/T + a \cdot (H/T)^3 + \chi_0 H$, и в

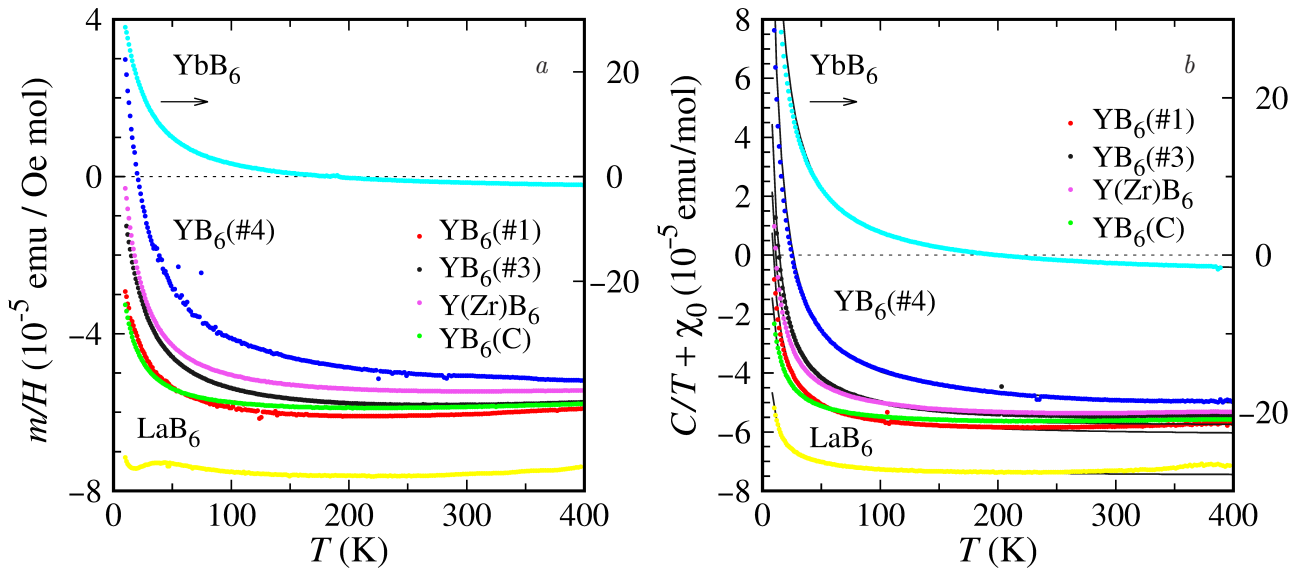


Рис. 3. Температурные зависимости восприимчивости $m(T)/H$, измеренные в поле $H = 50$ кЭ (a) и кривые $\chi = \chi_0(T) + C/T$, построенные из анализа в рамках соотношения (1) двух зависимостей $m(T)/H$, измеренных в полях $H = 50$ кЭ и 2 кЭ (b). Тонкими черными линиями на панели (b) показана аппроксимация кривых $\chi(T)$ функцией $C/T + \chi_0^*$

результате из экспериментальной кривой можно выделить температурную зависимость суммы вкладов $\chi_0 + C/T = m(T)/H - aH^2/T^3$. Используя две температурные кривые намагниченности, измеренные в полях 2 кЭ и 50 кЭ, и выражая параметр a/T^3 из соотношения $m_1/H_1 - (a/T^3)H_1^2 = m_2/H_2 - (a/T^3)H_2^2$, получим искомую температурную зависимость в виде

$$\chi_0 + \frac{C}{T} = \frac{\frac{m_1(T)}{H_1} - \frac{m_2(T)}{H_2} \left(\frac{H_1}{H_2}\right)^2}{1 - (H_1/H_2)^2}. \quad (1)$$

Вычитая из правой и левой частей (1) зависимость Кюри и известный диамагнитный вклад ионов решетки $\chi_i = \text{const}$ (см. таблицу и работу [25]), получим магнитную восприимчивость электронов проводимости:

$$\chi_e = \frac{m_1(T) - m_2(T)(H_1/H_2)^3}{H_1[1 - (H_1/H_2)^2]} - \frac{C}{T} - \chi_i. \quad (2)$$

Зависимости $\chi_0 + C/T$ и $\chi_e(T)$, построенные для YB_6 , YbB_6 и LaB_6 , показаны на рис. 3b и 4 соответственно. Как видно на рис. 4a, электронные вклады в магнитную восприимчивость исследованных в настоящей работе кристаллов различаются, поэтому для удобства их сравнения между собой на рис. 4b показаны также кривые приведенной электронной восприимчивости $\chi_e(T)/\chi_e(100\text{ K})$.

4. ОБСУЖДЕНИЕ

Как видно на рис. 4a, общим свойством всех исследуемых в работе соединений RB_6 является

Таблица 1. Параметры магнитных вкладов в RB_6

Samples	$\chi_0^* \cdot 10^5$, emu/mol	$\chi_i \cdot 10^5$, emu/mol	$\mu \cdot 10^3$, μ_B per f.u.
YbB_6	-3.0	-2.12	15.5
LaB_6	-7.5	-2.12	0.61
$YB_6(\#1)$	-6.17	-1.32	1.5
$YB_6(\#3)$	-5.82	-1.32	2.2
$YB_6(\#4)$	-5.35	-1.32	3.7
$Y(\text{Zr})B_6$	-5.64	-1.32	1.7
$YB(\text{C})_6$	-5.83	-1.32	0.95

очень слабая температурная зависимость электронной восприимчивости χ_e в интервале 50–150 К. При этом компонента $\chi_e(T)$, состоящая из паулиевского парамагнитного вклада и диамагнитной восприимчивости Ландау, в приближении эффективной массы может быть представлена в виде

$$\chi_e = g(\varepsilon_F)\mu_B^2(1 - (1/3)(m_0/m^*)^2), \quad (3)$$

где m_0 — масса электрона и m^* — эффективная масса зонных носителей заряда. Представленные на рис. 3 и в таблице большие отрицательные значения $\chi_0(T)$ и χ_0^* свидетельствуют о том, что во всех исследованных в работе немагнитных гексаборидах для зонных носителей выполняется условие $m^* < 0.58m_0$, что согласуется как с оценкой $m^* \sim 0.5m_0$ для YB_6 [14] и LaB_6 [26], так и с результатами $m^* \sim 0.2m_0$ ARPES [27] и $m^* \sim 0.27m_0$ оптических исследований [14], полученными для полупроводника YbB_6 . В случае YbB_6 большой отри-

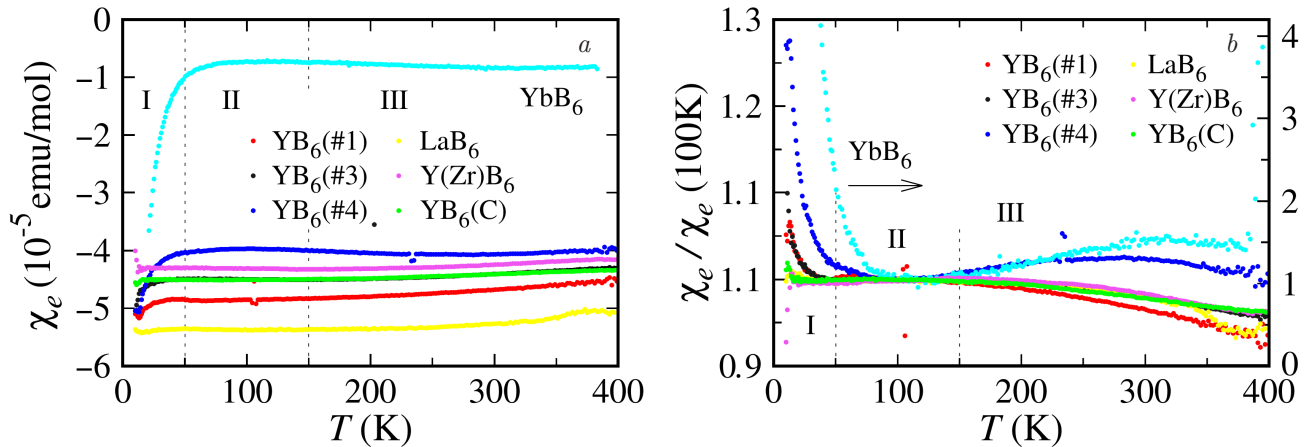


Рис. 4. Температурные зависимости электронной восприимчивости: $\chi_e(T)$ (a) и $\chi_e(T)/\chi_e(100\text{ K})$ (b) различных монокристаллов YB_6 , YbB_6 и LaB_6

пательный множитель в (3) компенсируется малыми значениями плотности состояний $g(\varepsilon_F)$ в этом легированном полупроводнике с низкой концентрацией носителей заряда [14].

Во всех исследованных гексаборидах в интервале $T > 150\text{ K}$ (III) регистрируется небольшая перенормировка $\chi_e(T)$, которую, по-видимому, следует связать с коллективными ян-теллеровскими возбуждениями. В соответствии с [12–14] в коллективные ян-теллеровские моды с энергией $E_{JT} \sim 25\text{--}200\text{ мЭВ}$ ($\sim 200\text{--}1500\text{ см}^{-1}$) вовлечены от 25% в YbB_6 до 90% в Y^{11}B_6 носителей заряда, и это, по-видимому, изменяет их свойства по сравнению с остальными зонными электронами. Можно предположить, что для этих носителей заряда сильное электрон-фононное рассеяние в ян-теллеровской моде приводит к изменению эффективной массы до значений $m^* \sim m_0$ вследствие малой длины свободного пробега и очень низкой холловской подвижности (в монокристаллах YB_6 $\mu_H \sim 10\text{--}12\text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ [14]). Как видно на рис. 4b, при повышении температуры по мере приближения к энергиям коллективных мод в спектрах оптической проводимости $\sigma(\omega)$ величина χ_e уменьшается, причем для образца Y^{11}B_6 , для которого низкочастотный пик L1 в $\sigma(\omega)$ регистрируется вблизи 200 см^{-1} [14], зависимость $\chi_e(T)/\chi_e(100\text{ K})$ проходит через максимум вблизи 300 K. Отметим, что подобные относительные изменения электронной восприимчивости с максимумом вблизи 300 K наблюдаются также в легированном полупроводнике YbB_6 с шириной зоны около 150 мЭВ (см. рис. 4b), у которого коллективные моды обнаружены в низкочастотном интервале $100\text{--}700\text{ см}^{-1}$, а пику L1 соответствует частота примерно 180 см^{-1} [14]. С учетом изложенного выше нам представляется, что изменения χ_e в интервале (III) (рис. 4) являются свойством

электронной компоненты, обусловленным развитием ян-теллеровской структурной неустойчивости в RB_6 и ее влиянием на систему делокализованных электронов.

Отметим, что при условии $m^* \sim m_0$ для носителей, вовлеченных в коллективные ян-теллеровские возбуждения, в рамках соотношения (3) следует ожидать парамагнитную паулиевскую восприимчивость электронов проводимости, которая не наблюдается в эксперименте (см. рис. 4a). Среди возможных механизмов, приводящих к формированию немагнитного состояния носителей, участвующих в коллективной моде, отметим так называемый квази-кондо-эффект, который был предсказан для металлов с сильным электрон-фононным взаимодействием с квазилокальными модами [28,29], а также с динамическим эффектом Яна – Теллера [30]. В высших бориды RB_6 с динамическим кооперативным ЯТ-эффектом и квазилокальными колебаниями R-ионов в двумном потенциале [12–15, 31], по-видимому, следует ожидать такой квази-кондо-эффект, приводящий в рамках указанных выше сценариев к квази-кондо-компенсации. В этой связи следует отметить результат Легетта с соавторами [32], показывающий, что анизотропный кондо-гамильтониан является частным случаем спин-бозонной модели с диссипацией, в которой колебания в двумном потенциале играют роль возбуждений спиновой плотности в модели Кондо.

Заметное изменение $\chi_e(T)$ ниже $T^* \sim 50\text{ K}$ (интервал I) в YB_6 , по-видимому, обусловлено переходом порядок–беспорядок [17], в результате которого в фазе каркасного стекла возникают случайные смещения тяжелых ионов из centrosymmetric positions в полостях B_{24} . Подобное влияние беспорядка на спиновую восприимчивость в металле было

предсказано ранее в [3, 4]. При этом в твердых растворах замещения $Y_{0.99}Zr_{0.01}B_6$ и $YB_{5.95}C_{0.05}$ уже присутствующий беспорядок, связанный со случайным расположением ионов Y–Zr или B–C, приводит к практически полному подавлению изменений $\chi_e(T)$ в интервале (I) (см. рис. 4). Отметим, что, напротив, в LaB_6 в пределах экспериментальной точности в интервале $T < T^* \sim 50$ К изменений электронной восприимчивости не наблюдается.

В заключение следует подчеркнуть, что в отличие от аномалий в спектрах оптической проводимости высших боридов RB_6 и RB_{12} , для описания которых совсем недавно была предложена модель, основанная на дипольном характере воздействия согласованных колебаний решетки на электронный транспорт [33], обнаруженные в работе особенности электронной восприимчивости этих немагнитных металлов и полупроводников к настоящему времени не получили подходящего объяснения.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В интервале температур 2–400 К в магнитном поле до 50 кЭ выполнены детальные измерения намагнитченности монокристаллических образцов немагнитных гексаборидов YB_6 , LaB_6 и YbB_6 . Предложена процедура разделения вкладов, позволяющая выделить электронную восприимчивость $\chi_e(T)$. Показано, что малые отрицательные значения $\chi_e(T)$ в металлах YB_6 , LaB_6 , по-видимому, определяются малым значением эффективной массы $m^* \sim 0.5m_0$, при котором наблюдается взаимная компенсация паулиевской восприимчивости и диамагнетизма Ландау от зонных электронов. В интервалах $T < T^* \sim 50$ К (I) и $T > 150$ К (III) для исследованных гексаборидов обнаружены изменения электронной восприимчивости, которые могут быть связаны с переходом в разупорядоченную фазу каркасного стекла ниже T^* и с ян-теллеровской структурной неустойчивостью при высоких температурах соответственно. Обсуждается механизм квази-кондо-компенсации, приводящий к изменению магнитного состояния носителей, участвующих в коллективных ян-теллеровских возбуждениях.

Благодарности. Авторы признательны П. И. Арсееву, В. В. Глушкову и С. В. Демишеву за полезные дискуссии.

Финансирование. Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда в рамках проекта № 23-22-00297 с использованием оборудования ЦКП ФИАН им. П. Н. Лебедева.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. А. Абрикосов, *Основы теории металлов*, Наука, Москва (1987).
2. D. Pines, P. Nozieres, *The theory of quantum liquids*, Benjamin, New York (1996).
3. P. Fulde and A. Luther, *Phys. Rev.* **170**, 170 (1968).
4. B. S. Shastry, E. Abrahams, *Phys. Rev. Lett.* **72**, 1933 (1994).
5. M. Sigrist and K. Ueda, *Rev. Mod. Phys.* **63**, 239 (1991).
6. V. P. Mineev and K. V. Samokhin, *Introduction to Unconventional Superconductivity*, Gordon and Breach, London (1999).
7. K. V. Samokhin, *Phys. Rev. B* **103**, 174505 (2021).
8. A. Camjayi, K. Haule, V. Dobrosavljevic, and G. Kotliar, *Nat. Phys.* **4**, 932 (2008).
9. M. M. Radonjic, D. Tanaskovic, V. Dobrosavljevic, K. Haule, and G. Kotliar, *Phys. Rev. B* **85**, 085133 (2012).
10. V. M. Pudalov et al., *Phys. Rev. B* **98**, 155109 (2018).
11. В. М. Пудалов, *УФН* **191**, 3 (2021).
12. E. S. Zhukova, B. P. Gorshunov, G. A. Komandin, L. N. Alyabyeva, A. V. Muratov, Yu. A. Aleshchenko, M. A. Anisimov, N. Yu. Shitsevalova, S. E. Polovets, V. B. Filipov, and N. E. Sluchanko, *JETP Lett.* **110**, 79 (2019).
13. E. S. Zhukova, B. P. Gorshunov, G. A. Komandin, L. N. Alyabyeva, A. V. Muratov, Yu. A. Aleshchenko, M. A. Anisimov, N. Yu. Shitsevalova, S. E. Polovets, V. B. Filipov, V. V. Voronov, and N. E. Sluchanko, *Phys. Rev. B* **100**, 104302 (2019).
14. Н. Е. Случанко, Е. С. Жукова, Л. Н. Алябьева, Б. П. Горшунов, А. В. Муратов, Ю. А. Алещенко, А. Н. Азаревич, М. А. Анисимов, Н. Ю. Шицевалова, С. Е. Половец, В. Б. Филипов, *ЖЭТФ* **163**, 172 (2023).
15. J. A. Alarco, P. C. Talbot, and I. D. R. Mackinnon, *Modeling and Numerical Simulation of Material Science* **4**, 53 (2014).
16. A. P. Dudka, O. N. Khrykina, N. B. Bolotina, N. Yu. Shitsevalova, V. B. Filipov, M. A. Anisimov, S. Gabani, K. Flachbart, and N. E. Sluchanko, *Phys. Rev. B* **100**, 205103 (2019).

17. N. Sluchanko, V. Glushkov, S. Demishev, A. Azarevich, M. Anisimov, A. Bogach, V. Voronov, S. Gavrilkin, K. Mitsen, A. Kuznetsov, I. Sannikov, N. Shitsevalova, V. Filipov, M. Kondrin, S. Gabáni, and K. Flachbart, *Phys. Rev. B* **96**, 144501 (2017).
18. O. M. Vyaselev, N. E. Sluchanko, A. V. Bogach, N. Y. Shitsevalova, V. B. Filipov, and A. A. Gippius, *J. Alloys and Compounds* **921**, 165627 (2022).
19. D. Young, D. Hall, M. Torelli, et al., *Nature* **397**, 412 (1999).
20. K. Matsubayashi, M. Maki, T. Tsuzuki, et al., *Nature* **420**, 143 (2002).
21. N. Shitsevalova, *Crystal chemistry and crystal growth of rare-earth borides, in Rare-Earth Borides*, ed. by D. S. Inosov, Jenny Stanford Publishing, Singapore (2021), Chap. 1, p. 1.
22. H. Werheit, V. Filipov, N. Shitsevalova, M. Armbruster and U. Schwarz, *J. Phys.: Condens. Matter* **24**, 385405 (2012).
23. R. Monnier and B. Delley, *Phys. Rev. Lett.* **87**, 157204 (2001).
24. V. V. Glushkov, A. D. Bozhko, A. V. Bogach, S. V. Demishev, A. V. Dukhnenko, V. B. Filipov, M. V. Kondrin, A. V. Kuznetsov, I. I. Sannikov, A. V. Semeno, N. Yu. Shitsevalova, V. V. Voronov, and N. E. Sluchanko, *Phys. Stat. Sol. RRL* **10**, 320 (2016).
25. П. Селвуд, *Магнетохимия*, Издательство иностранной литературы, Москва (1958).
26. Y. Ishizawa, T. Tanaka, E. Bannai, and S. Kawai, *J. Phys. Soc. Jpn.* **42**, 112 (1977).
27. M. Xia, J. Jiang, Z. R. Ye, Y. H. Wang, Y. Zhang, S. D. Chen, X. H. Niu, D. F. Xu, F. Chen, X. H. Chen, B. P. Xie, T. Zhang, and D. L. Feng, *Sci. Rep.* **4**, 5999 (2014).
28. S. Yotsuhashi, M. Kojima, H. Kusunose and K. Miyake, *J. Phys. Soc. Jpn* **74**, 49 (2005).
29. H. Kusunose and K. Miyake, *J. Phys. Soc. Jpn.* **65**, 3032 (1996).
30. T. Hotta, *Phys. Rev. Lett.* **96**, 197201 (2006).
31. K. Iwasa, R. Igarashi, K. Saito, C. Laulhé, T. Orihara, S. Kunii, K. Kuwahara, H. Nakao, Y. Murakami, F. Iga, M. Sera, S. Tsutsui, H. Uchiyama, and A. Q. R. Baron, *Phys. Rev. B* **84**, 214308 (2011).
32. A. J. Leggett, S. Chakravarty, A. T. Dorsey, M. P. A. Fisher, A. Garg, and W. Zwerger, *Rev. Mod. Phys.* **59**, 1 (1987).
33. М. А. Макрушин, П. И. Арсеев, К. М. Красиков, Л. С. Кадыров, Е. С. Жукова, Н. Е. Случанко, *Письма в ЖЭТФ* **117**, 450 (2023).