

3D ($H-\varphi-\theta$) магнитная фазовая диаграмма антиферромагнетика ErB_{12} с динамическими зарядовыми страйпами¹⁾

К. М. Красиков⁺²⁾, А. В. Богач⁺, Н. Ю. Шицевалова*, В. Б. Филиппов*, Н. Е. Случанко⁺

⁺Институт общей физики им. А. М. Прохорова РАН, 119991 Москва, Россия

*Институт проблем материаловедения им. И. Н. Францевича НАНУ, 03142 Киев, Украина

Поступила в редакцию 31 января 2023 г.

После переработки 20 февраля 2023 г.

Принята к публикации 27 февраля 2023 г.

В антиферромагнитном металле $\text{Er}^{11}\text{B}_{12}$ с амплитудно-модулированной магнитной структурой и электронной неустойчивостью (динамические зарядовые страйпы) впервые построена 3D (H, φ, θ , $T = 2\text{ К}$) магнитная фазовая диаграмма. На основе измерений магнетосопротивления восстановлены границы, задающие форму основных магнитных фаз в $H-\varphi-\theta$ пространстве. Обсуждается роль динамических зарядовых страйпов, подавляющих не прямой обмен Рудермана–Киттеля–Касуя–Иосиды между магнитными моментами ближайших ионов Er^{3+} , и одноионной анизотропии в формировании сложной, многокомпонентной фазовой диаграммы $\text{Er}^{11}\text{B}_{12}$.

DOI: 10.31857/S123456782307008X, EDN: kargod

1. Наличие сложных, многокомпонентных фазовых диаграмм типично для сильнокоррелированных электронных систем (СКЭС), что обусловлено конкуренцией нескольких одновременно активных зарядовых, спиновых, решеточных и орбитальных степеней свободы [1]. Одним из известных и наиболее изученных примеров являются манганиты с колоссальным магнетосопротивлением, демонстрирующие большое разнообразие состояний, включая ферро- и антиферромагнитные (АФ) фазы, ближний магнитный порядок, волны зарядовой и спиновой плотности (ВЗП и ВСП), электронное фазовое расслоение и др. [1–3]. Сложные фазовые диаграммы были обнаружены также в рутенатах [4], органических солях с переносом заряда [5], металлах с тяжелыми фермионами на основе Ce [6], высокотемпературных сверхпроводниках, включая купраты, железо-содержащие пниктиды и халькогениды [7–12], низкоразмерных соединениях с ВЗП [13, 14] и других СКЭС. Предполагается, что структурные и электронные неустойчивости различной природы лежат в основе усиления сверхпроводимости [7–12], электронного фазового расслоения [1–3], резкой перестройки термодинамических и транспортных свойств и магнитной структуры при варьировании внешних управляющих параметров (состав, магнитное поле, давление и др.). Возможности качественной и количественной пере-

стройки свойств СКЭС при варьировании внешних параметров (состав, магнитное поле, давление и др.) создают хорошие перспективы для их практического применения, однако анализ механизмов, обуславливающих изменение характеристик, оказывается затруднен в силу сложного химического состава и низкой симметрии кристаллической структуры.

Недавно было показано [15], что в качестве модельной системы с сильными корреляциями могут рассматриваться редкоземельные (РЗ) додекабориды RB_{12} с гцк решеткой. В антиферромагнитных металлах RB_{12} ($\text{R} = \text{Tb}, \text{Dy}, \text{Ho}, \text{Er}, \text{Tm}$) при изменении заполнения $4f$ -оболочки РЗ иона в интервале $8 \leq n_{4f} \leq 12$ температура Нееля монотонно уменьшается от $T_N \approx 22\text{ К}$ в TbB_{12} к $T_N \approx 6.7\text{ К}$ в ErB_{12} (см. рис. S1 в дополнительных материалах) и далее к $T_N \approx 3.2\text{ К}$ в TmB_{12} при сохранении зоны проводимости, состоящей из гибридизованных между собой $5d$ (R) и $2p$ (B) атомных орбиталей [16, 17]. Основным взаимодействием, связывающим магнитные моменты незаполненных $4f$ -оболочек в металлах RB_{12} с низким остаточным сопротивлением $\sim 1 \div 2 \cdot 10^{-6}\text{ Ом} \cdot \text{см}$ (см. рис. S1 в дополнительных материалах) и высокой концентрацией зонных носителей [15], является не прямой обмен через электроны проводимости Рудермана–Киттеля–Касуя–Иосиды (РККИ)), который в присутствии электронного фазового расслоения (динамические страйпы) и других, конкурирующих взаимодействий приводит к фрустрации и формированию сложных магнитных структур. Рефлексы, обнаруженные в

¹⁾См. дополнительный материал к данной статье на сайте нашего журнала www.jetpletters.ac.ru

²⁾e-mail: krasikokirill@yandex.ru

экспериментах по магнитной дифракции нейтронов [18–20], позволили установить структуру магнитного упорядочения в отсутствие внешнего магнитного поля. Было показано, что в HoB_{12} и TmB_{12} реализуется амплитудно-модулированная $4\mathbf{q}$ структура с $\mathbf{q} = (1/2 \pm \delta, 1/2 \pm \delta, 1/2 \pm \delta)$, где $\delta = 0.035$, в то время как в ErB_{12} наблюдается $2\mathbf{q}$ структура с $\mathbf{q} = (3/2 \pm \delta, 1/2 \pm \delta, 1/2 \pm \delta)$, $\delta = 0.035$. Прецизионные рентгеноструктурные исследования немагнитного металла LuB_{12} [21, 22] и парамагнитного полупроводника $\text{Tm}_{0.19}\text{Yb}_{0.81}\text{B}_{12}$ [24] обнаружили, что вследствие динамического кооперативного эффекта Яна–Теллера кластеров $[\text{B}_{12}]^{2-}$ в RB_{12} возникает электронная неустойчивость с образованием динамических зарядовых страйпов, причем электронное фазовое расслоение с характерными нанометровыми размерами является общим свойством всех додекаборидов [24]. Было показано, что быстрые (~ 240 ГГц [23]) флуктуации электронной плотности в страйпах в направлениях $\langle 110 \rangle$ подавляют РККИ осцилляции спиновой плотности носителей, что приводит к перенормировке магнитного обмена и возникновению в АФ додекаборидах сложных магнитных фазовых диаграмм с многочисленными магнитоупорядоченными фазами [25, 26] (для ErB_{12} см., например, рис. S2 в дополнительных материалах). В работе [26] впервые была построена трехмерная (3D) H – φ – θ магнитная фазовая диаграмма АФ металла HoB_{12} , и было показано, что расположение и характер магнитных фаз определяются направлением и напряженностью внешнего магнитного поля. Недавние исследования магнетосопротивления и намагниченности позволили установить, что для $\mathbf{H} \parallel (110)$ анизотропия угловых фазовых диаграмм для HoB_{12} и TmB_{12} имеет форму “мальтийского креста” [26, 27] и при изменении $\mathbf{H}$ в этой плоскости существенно отличается от анизотропии в форме “бабочки”, которая наблюдается в ErB_{12} [28]. Учитывая различную симметрию основного состояния ионов Ho^{3+} (триплет Γ_5^1) и Er^{3+} (квартет Γ_8^3), представляет интерес построить 3D ($H, \varphi, \theta, T = 2$ К) магнитную фазовую диаграмму ErB_{12} . С этой целью в настоящей работе впервые проведены детальные прецизионные угловые измерения магнетосопротивления в плоскостях изменения внешнего магнитного поля $\mathbf{H} \parallel (100)$, $\mathbf{H} \parallel (111)$ и $\mathbf{H} \parallel (112)$, и в результате совместного анализа с данными выполненными ранее исследований [28] для $\mathbf{H} \parallel (110)$ впервые восстановлен вид магнитной фазовой H – φ – θ диаграммы $\text{Er}^{11}\text{B}_{12}$.

2. Детальные исследования поперечного магнетосопротивления ($\mathbf{H} \perp \mathbf{I}$) выполнены на высококачественных монокристаллах, изотопически чистых

(^{11}B) монокристаллах $\text{Er}^{11}\text{B}_{12}$, выращенных методом индукционного зонного плавления в атмосфере инертного газа [29]. Измерения в магнитном поле до 80 кЭ проводились в ИОФ РАН на оригинальной установке для гальваномагнитных исследований с использованием стандартного четырехконтактного метода, который состоит в следующем. Образцы в форме параллелепипеда с характерным размером $0.5 \times 0.5 \times 4$ мм³ монтируются на измерительный столик, контакты к образцу подводятся электроискровым методом, для дополнительной механической прочности места касания токовых контактов к образцу смазываются серебряной пастой. Для исключения паразитных вкладов (термоЭДС и т.д.) используется коммутация измерительного тока через образец. Использование специальной вставки с шаговым двигателем позволяет производить вращение исследуемого образца вокруг направления измерительного тока $\mathbf{I}$ в поперечном магнитном поле, меняя пошагово угол φ между нормалью $\mathbf{n}$ к боковой поверхности образца и магнитным полем. Для получения информации о фазовых границах в различных плоскостях нами был подготовлен набор из четырех образцов $\text{Er}^{11}\text{B}_{12}$, вырезанных из одного монокристалла с направлениями измерительного тока $\mathbf{I} \parallel [001]$, $\mathbf{I} \parallel [110]$ (см. также [28]), $\mathbf{I} \parallel [111]$ и $\mathbf{I} \parallel [112]$.

3. На рисунке 1a и b, соответственно, представлены угловые и полевые зависимости магнетосопротивления $\text{Er}^{11}\text{B}_{12}$ в магнитном поле до 80 кЭ при температуре $T = 2$ К, полученные в эксперименте с вращением вокруг оси $\mathbf{I} \parallel [001]$. На угловых зависимостях в АФ фазе при $H \leq 20$ кЭ (рис. 1a) удельное сопротивление изотропно и практически линейно растет с увеличением H (см. также рис. 1b); далее, в окрестности $H \sim 15$ кЭ на угловых кривых регистрируются небольшие особенности вблизи направлений $\langle 100 \rangle$. Выше 25 кЭ на зависимостях $\Delta\rho/\rho = \frac{\rho(H) - \rho(H=0)}{\rho(H=0)}$ в окрестности $\langle 100 \rangle$ наблюдается аномалия из двух пиков, отвечающих ориентационным фазовым переходам, одновременно на полевых кривых при $H \sim 25$ кЭ для направления $\mathbf{H} \parallel [100]$ обнаружена особенность в форме ступеньки (отмечена стрелкой на рис. 1b). Отметим, что указанные особенности, по-видимому, обусловлены возникновением ферромагнитной компоненты магнитной структуры, наблюдавшейся ранее при измерениях намагниченности ErB_{12} [22]. Дальнейший рост магнитного поля приводит к появлению значительной анизотропии $\Delta\rho/\rho(\varphi)$, достигающей максимальных значений в интервале 52–58 кЭ непосредственно перед переходом в парамагнитное (Р) состояние (на рис. 1b обозначено неелевское поле H_N). Особен-

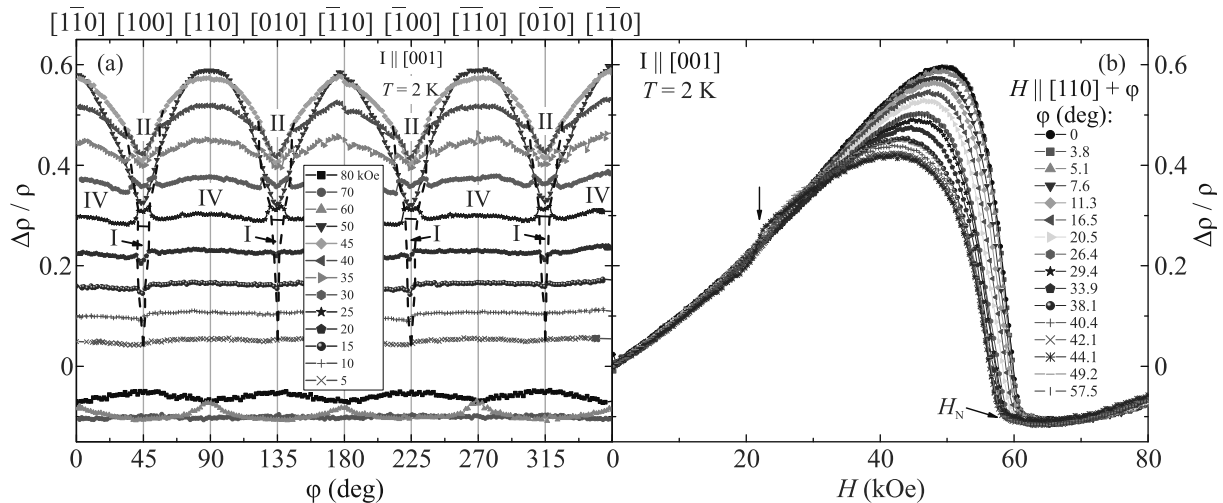


Рис. 1. (Цветной онлайн) Угловые (а) и полевые (б) зависимости магнетосопротивления $\text{Er}^{11}\text{B}_{12}$ во внешнем магнитном поле до 80 кЭ при $T = 2$ К. Вращение отвечает изменению $\mathbf{H}$ в плоскости (001). Римскими цифрами показаны разные магнитные фазы в АФ состоянии (сохранена нумерация фаз [29], см. также рис. S2 в дополнительных материалах)

ности на угловых и полевых кривых рис. 1 связаны с ориентационными фазовыми переходами между различными магнитными фазами [28, 30]. Резкое уменьшение $\Delta\rho/\rho(\varphi)$ в интервале 50–60 кЭ (см. рис. 1б) и переход к режиму отрицательного магнетосопротивления (ОМС) в парамагнитном состоянии, по-видимому, следует связать с подавлением $5d$ -компоненты магнитной структуры (волны спиновой плотности (ВСП)), приводящего к уменьшению амплитуды рассеяния на ВСП. В свою очередь, ОМС в Р-фазе считается обусловленным рассеянием с переворотом спина на локализованных магнитных моментах РЗ ионов [15, 25]. Отметим также небольшую анизотропию поля Нееля $H_N = 58\text{--}61$ кЭ (рис. 1б) в зависимости от ориентации внешнего магнитного поля $\mathbf{H}$.

Угловые и полевые кривые $\Delta\rho/\rho = f(H, \varphi)$, полученные при $T = 2$ К в экспериментах с вращением образцов вокруг четырех различных токовых направлений, удобнее представлять в едином формате в цилиндрических и полярных координатах. На рисунке 2а, б и с, д приведены зависимости магнетосопротивления в $\text{Er}^{11}\text{B}_{12}$, измеренные при $T = 2$ К при вращении кристаллов вокруг направлений тока $\mathbf{I} \parallel [100]$ и $\mathbf{I} \parallel [111]$, соответственно, а на рис. S3 и S4 в дополнительных материалах представлены такие же результаты для $\mathbf{I} \parallel [112]$. Данные эксперимента для $\mathbf{I} \parallel [110]$ опубликованы ранее в [28]. Белыми точками и черными линиями на рис. 2а, с обозначены границы между различными магнитоупорядоченными фазами в АФ состоянии. Номера фаз указаны римскими цифрами аналогично [28]. Отметим высокое ка-

чество измеряемых монокристаллов, – полученные диаграммы рассеяния имеют симметрию 4-го и 6-го порядков при вращении вокруг $\mathbf{I} \parallel [100]$ и $\mathbf{I} \parallel [111]$, соответственно. Как видно из рис. 2а и с, основные области на $H\text{--}\varphi$ диаграммах в плоскостях (100) и (111) занимают фазы II, IV и V. Построенные $H\text{--}\varphi$ диаграммы существенно отличаются от полученных ранее для HoB_{12} и TmB_{12} [26, 27], в частности, в ErB_{12} не наблюдается практически изотропной низкополевой фазы I со сферической границей, а также значительно отличается форма и расположение основных магнитных фаз в $H\text{--}\varphi$ плоскостях (см. также рис. S5 в дополнительных материалах).

4. Полученные в работе $H\text{--}\varphi$ фазовые диаграммы в плоскостях $\mathbf{H} \parallel (100)$, $\mathbf{H} \parallel (111)$ и $\mathbf{H} \parallel (112)$ (рис. 2, рис. S4 в дополнительных материалах, а также $\mathbf{H} \parallel (110)$ в [28]) являются сечениями сферической 3D $H\text{--}\varphi\text{--}\theta$ магнитной фазовой диаграммы и могут быть использованы для ее построения. На рисунке 3а показаны совмещенные плоскости $H\text{--}\varphi$, полученные в экспериментах с вращением вокруг $\mathbf{I} \parallel [100]$, $\mathbf{I} \parallel [110]$ для $\text{Er}^{11}\text{B}_{12}$ при $T = 2$ К. Видно, что фазовые границы, найденные в различных экспериментах (показаны белыми линиями), хорошо согласуются между собой. На рисунке 3б для удобства восприятия схематически представлено сечение сферической поверхностью $H = 50$ кЭ трех основных фаз II, IV и V этой 3D-диаграммы. Отметим, что три отмеченных области, соответствующие трем разным магнитоупорядоченным фазам, практически полностью заполняют пространство внутри АФ-фазы на трехмерной $H\text{--}\varphi\text{--}\theta$ диаграмме. Пунктирные линии

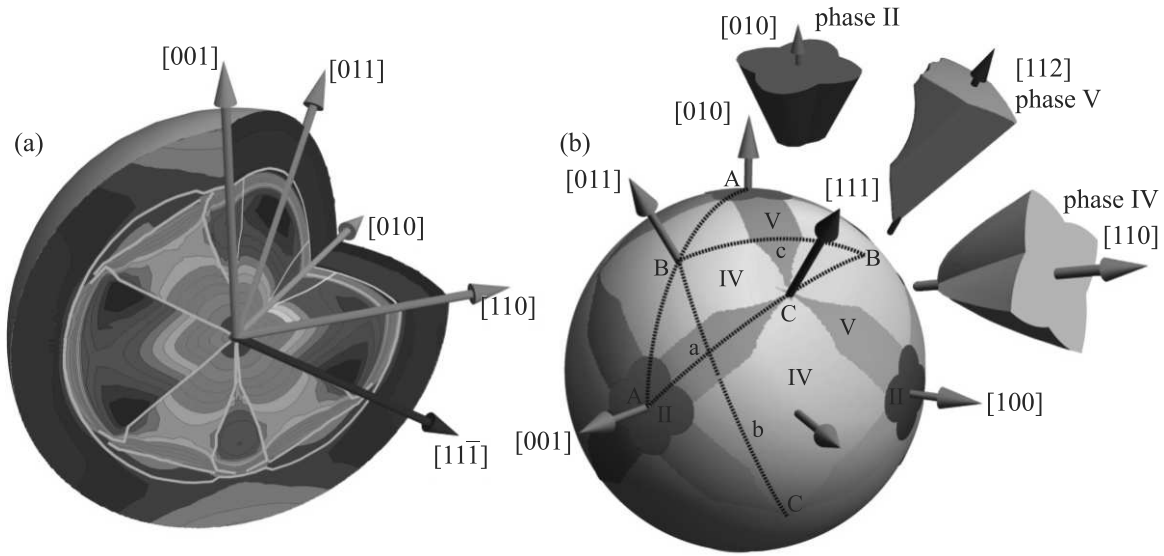


Рис. 3. (Цветной онлайн) (а) – Фазовые 2D H – φ диаграммы $\text{Er}^{11}\text{B}_{12}$ для направлений тока $\mathbf{I} \parallel [100]$, $\mathbf{I} \parallel [110]$, объединенные в 3D H – φ – θ диаграмму. Цветом показана амплитуда магнетосопротивления (см. рис. 1, 2 и рис. S3 в дополнительных материалах). (б) – Схематическое изображение сечения сферической поверхностью $H = 50 \text{ кЭ}$ трех основных фаз (II, IV и V) H – φ – θ фазовой диаграммы (сохранена нумерация фаз [28], см. также рис. S2 в дополнительных материалах). Пунктирными линиями на панели (б) показаны траектории изменения направления вектора $\mathbf{H}$ в четырех экспериментах с вращением образца

ле, (ii) эффекты спиновой поляризации (ферромагнитная компонента) зонных электронов с ростом H , (iii) подавление в магнитном поле рассеяния с переворотом спина на локализованных моментах и (iv) взаимодействие магнитного поля с динамическими зарядовыми страйпами [15, 31–33]. Возникновение положительного линейного МС в магнитоупорядоченной фазе часто объясняется усилением ВСП во внешнем магнитном поле [15, 25, 32] и образованием магнитных поляронов в $5d$ полосе зоны проводимости со стабилизацией ВСП (см., например, [31, 34]). При этом ориентационным фазовым переходам в поле отвечает как резкое изменение параметров ВСП, так и перестройка филаментарной структуры флуктуирующих зарядов, приводящая также и к спин-флуктуационным переходам (см., например, [35]). Дополнительным фактором, определяющим характер рассеяния носителей в РЗ додекаборидах, является возникновение колебательно связанных димеров РЗ-ионов, обнаруженных недавно в HoB_{12} [36] и YbB_{12} [37].

Отметим, что ранее в [19] было предложено объяснение сложной магнитной диаграммы в несоизмеримой АФ-фазе додекаборидов, связанное с фрустрацией магнитных моментов РЗ ионов в гцк решетке антиферромагнетика, что обуславливает метастабильное состояние магнитной системы в RB_{12} . В этом сценарии учет зарядовых страйпов

вдоль $\langle 110 \rangle$ в системе с непрямым РККИ обменом через электроны проводимости приводит к подавлению РККИ-осцилляций спиновой плотности и перенормировке обменного взаимодействия, вызывая сильную зависимость магнитного упорядочения от величины и направления внешнего магнитного поля.

Следует подчеркнуть, что магнитная анизотропия в RB_{12} существенным образом зависит и от конфигурации основного состояния РЗ ионов в кристаллическом электрическом поле. Действительно, для $\text{Ho}^{11}\text{B}_{12}$ и $\text{Tm}^{11}\text{B}_{12}$ с основным триплетным состоянием Γ_5^1 [17, 36] в плоскости $\mathbf{H} \parallel (110)$ обнаружены анизотропные угловые магнитные фазовые диаграммы в виде “мальтийского креста” [25–27], тогда как для $\text{Er}^{11}\text{B}_{12}$ с квинтетом Γ_8^3 наблюдается анизотропия H – φ диаграммы в виде “бабочки” [28]. Очевидно, столь существенные различия в 3D H – φ – θ магнитных фазовых диаграммах (см. рис. S5 в дополнительных материалах) определяются одноионной анизотропией, и, таким образом, выяснение роли одноионных эффектов представляется одной из приоритетных задач ближайших исследований.

5. В результате выполненных прецизионных измерений магнетосопротивления в модельном СКЭС антиферромагнетике $\text{Er}^{11}\text{B}_{12}$ с несоизмеримой АФ-структурой, кооперативной ян-теллеровской структурной неустойчивостью борного каркаса и

динамическими зарядовыми страйпами впервые восстановлена 3D магнитная фазовая диаграмма АФ состояния. Показано, что в $H-\varphi-\theta$ пространстве она состоит из трех основных секторов различной формы, обнаруживаемых в окрестностях главных направлений: (а) вдоль ($\mathbf{H}||[110]$, фаза IV) и (б) поперек ($\mathbf{H}||[001]$, фаза II) направления зарядовых страйпов и (с) в окрестности $\mathbf{H}||[112]$ в гцк решетке. Сильная анизотропия как фазовой диаграммы, так и диаграммы рассеяния носителей заряда предположительно является следствием наличия электронной неустойчивости, связанной с формированием нитевидной структуры неравновесных электронов вдоль $\langle 110 \rangle$. В результате не прямое РККИ-обменное взаимодействие между ближайшими соседними магнитными ионами Er^{3+} подавляется, что приводит к понижению симметрии и возникновению сложных многокомпонентных фазовых диаграмм с большим количеством магнитных фаз и фазовых переходов.

Работа выполнена при поддержке гранта Российского научного фонда # 22-22-00243.

1. E. Dagotto, *Science* **309**, 257 (2005).
2. J. F. Mitchell, D. N. Argyriou, A. Berger, K. E. Gray, R. Osborn, and U. Welp, *ACS Publ.* **105**(44), 10731 (2001).
3. E. Dagotto, T. Hotta, and A. Moreo, *Phys. Rep.* **344**, 1 (2001).
4. S. Nakatsuji, V. Dobrosavljević, D. Tanasković, M. Minakata, H. Fukazawa, and Y. Maeno, *Phys. Rev. Lett.* **93**, 146401 (2004).
5. T. Sasaki, N. Yoneyama, A. Matsuyama, and N. Kobayashi, *Phys. Rev. B* **65**, 1 (2002).
6. S. V. Demishev, V. N. Krasnorussky, A. V. Bogach, V. V. Voronov, N. Y. Shitsevalova, V. B. Filipov, V. V. Glushkov, and N. E. Sluchanko, *Sci. Rep.* **7**, 1 (2017).
7. B. Keimer, S. A. Kivelson, M. R. Norman, S. Uchida, and J. Zaanen, *Nature* **518**, 179 (2015).
8. E. Berg, E. Fradkin, S. A. Kivelson, and J. M. Tranquada, *New J. Phys.* **11**, 115004 (2009).
9. S. Sachdev and B. Keimer, *Phys. Today* **64**, 29 (2011).
10. P. J. Hirschfeld, M. M. Korshunov, and I. I. Mazin, *Rep. Prog. Phys.* **74**, 124508 (2011).
11. G. R. Stewart, *Rev. Mod. Phys.* **83**, 1589 (2011).
12. M. Zehetmayer, *Supercond. Sci. Technol.* **26**, 43001 (2013).
13. С. Г. Зыбцев, В. Я. Покровский, С. А. Никонов, А. А. Майзлах, *Письма в ЖЭТФ* **117**, 158 (2023).
14. А. В. Фролов, А. П. Орлов, Д. М. Воропаев, А. А. Синченко, П. Монсо, *Письма в ЖЭТФ* **117**, 171 (2023).
15. N. E. Sluchanko, *Magnetism, Quantum Criticality, and Metal-Insulator Transitions in RB_{12}* , in *Rare-Earth Borides*, ed. by D. S. Inosov, Jenny Stanford Publishing Pte. Ltd., Singapore (2021), ch. 4, p. 331.
16. N. E. Sluchanko, A. V. Bogach, V. V. Glushkov, S. V. Demishev, K. S. Lyubshov, D. N. Sluchanko, A. V. Levchenko, A. B. Dukhnenko, V. B. Filipov, S. Gabani, and K. Flachbart, *JETP Lett.* **89**, 256 (2009).
17. A. Czopnik, N. Shitsevalova, A. Krivchikov, V. Pluzhnikov, Y. Paderno, and Y. Onuki, *J. Solid State Chem.* **177**, 507 (2004).
18. A. Kohout, I. Batko, A. Czopnik, K. Flachbart, S. Matas, M. Meissner, Y. Paderno, N. Shitsevalova, and K. Siemensmeyer, *Phys. Rev. B* **70**, 1 (2004).
19. K. Siemensmeyer, K. Habicht, T. Lonkai, S. Mat'as, S. Gabani, N. Shitsevalova, E. Wulf, and K. Flachbart, *J. Low Temp. Phys.* **146**, 581 (2007).
20. A. Czopnik, A. Murasik, L. Keller, N. S. Aloya, and Y. Paderno, *Phys. Status Solidi B Basic Res.* **221**, R7 (2000).
21. N. B. Bolotina, A. P. Dudka, O. N. Khrykina, V. N. Krasnorussky, N. Y. Shitsevalova, V. B. Filipov, and N. E. Sluchanko, *J. Phys. Condens. Matter* **30**, 265402 (2018).
22. N. Sluchanko, A. Bogach, N. Bolotina, V. Glushkov, S. Demishev, A. Dudka, V. Krasnorussky, O. Khrykina, K. Krasikov, V. Mironov, V. B. Filipov, and N. Shitsevalova, *Phys. Rev. B* **97**, 035150 (2018).
23. N. E. Sluchanko, A. N. Azarevich, A. V. Bogach, N. B. Bolotina, V. V. Glushkov, S. V. Demishev, A. P. Dudka, O. N. Khrykina, V. B. Filipov, N. Y. Shitsevalova, G. A. Komandin, A. V. Muratov, Y. A. Aleshchenko, E. S. Zhukova, and B. P. Gorshunov, *J. Phys. Condens. Matter* **31**, 065604 (2019).
24. N. B. Bolotina, A. P. Dudka, O. N. Khrykina, and V. S. Mironov, *Crystal Structures of Dodecaborides: Complexity in Simplicity*, in *Rare-Earth Borides*, ed. by D. S. Inosov, Jenny Stanford Publishing Pte. Ltd., Singapore (2021), ch. 3, p. 293.
25. A. L. Khoroshilov, V. N. Krasnorussky, K. M. Krasikov, A. V. Bogach, V. V. Glushkov, S. V. Demishev, N. A. Samarin, V. V. Voronov, N. Y. Shitsevalova, V. B. Filipov, S. Gabani, K. Flachbart, K. Siemensmeyer, S. Y. Gavrilkina, and N. E. Sluchanko, *Phys. Rev. B* **99**, 174430 (2019).
26. K. Krasikov, V. Glushkov, S. Demishev, A. Khoroshilov, A. Bogach, V. Voronov, N. Shitsevalova, V. Filipov, S. Gabani, and K. Flachbart, *Phys. Rev. B* **102**, 214435 (2020).
27. A. Azarevich, V. Glushkov, S. Demishev, A. Bogach, V. Voronov, S. Gavrilkina, N. Shitsevalova, V. Filipov, S. Gabani, J. Kačmarčík, K. Flachbart, and N. Sluchanko, *J. Phys. Condens. Matter* **34**, 065602 (2022).

28. K. M. Krasikov, A. V. Bogach, S. V. Demishev, V. V. Voronov, N. Y. Shitsevalova, V. B. Filipov, and N. E. Sluchanko, *J. Magn. Magn. Mater.* **545**, 168796 (2022).
29. N. Shitsevalova, *Crystal Chemistry and Crystal Growth of Rare-Earth Borides*, in *Rare-Earth Borides*, ed. by D. S. Inosov, Jenny Stanford Publishing Pte.Ltd., Singapore (2021), ch. 1, p. 1.
30. K. M. Krasikov, A. N. Azarevich, A. V. Bogach, N. Y. Shitsevalova, V. B. Filippov, and N. E. Sluchanko, *J. Magn. Magn. Mater.* **563**, 170011 (2022).
31. N. E. Sluchanko, A. V. Bogach, V. V. Glushkov, S. V. Demishev, N. A. Samarin, D. N. Sluchanko, A. V. Dukhnenko, and A. V. Levchenko, *JETP* **108**, 668 (2009).
32. N. E. Sluchanko, A. L. Khoroshilov, M. A. Anisimov, A. N. Azarevich, A. V. Bogach, V. V. Glushkov, S. V. Demishev, V. N. Krasnorussky, N. A. Samarin, N. Y. Shitsevalova, V. B. Filippov, A. V. Levchenko, G. Pristas, S. Gabani, and K. Flachbart, *Phys. Rev. B* **91**, 1 (2015).
33. K. M. Krasikov, A. V. Bogach, A. D. Bozhko, V. V. Glushkov, S. V. Demishev, A. L. Khoroshilov, N. Y. Shitsevalova, V. Filipov, S. Gabáni, K. Flachbart, and N. E. Sluchanko, *Solid State Sci.* **104**, 106253 (2020).
34. H. Li, Y. Xiao, B. Schmitz, J. Persson, W. Schmidt, P. Meuffels, G. Roth, and T. Bruckel, *Sci. Rep.* **2**, 1 (2012).
35. S. V. Demishev, *Appl. Magn. Reson.* **51**, 473 (2020).
36. B. Z. Malkin, E. A. Goremychkin, K. Siemensmeyer, S. Gabani, K. Flachbart, M. Rajvňák, A. L. Khoroshilov, K. M. Krasikov, N. Y. Shitsevalova, V. B. Filipov, and N. E. Sluchanko, *Phys. Rev. B* **104**, 134436 (2021).
37. N. Bolotina, O. Khrykina, A. Azarevich, S. Gavrilkin, and N. Sluchanko, *Acta Crystallogr. Sect. B Struct. Sci. Cryst. Eng. Mater.* **76**, 1117 (2020).