Письма в ЖЭТФ, том 119, вып. 7, с. 518 – 523 © 2024 г. 10 апреля

Прямое наблюдение пиннинга вихрей Абрикосова в пространственно неоднородном кристалле $EuRbFe_4As_4$

М. С. Сидельников[+*1)], *А. В. Пальниченко*[+], *К. С. Перваков*[×], *В. А. Власенко*[×], *И. И. Зверькова*[+], *Л. С. Успенская*[+], *В. М. Пудалов*[×], *Л. Я. Винников*[+]

[+]*Институт физики твердого тела им. Ю. А. Осипьяна РАН, 142432 Черноголовка, Россия*

[*]*Российский квантовый центр, 121205 Москва, Сколково, Россия*

[×]*Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, 119991 Москва, Россия*

Поступила в редакцию 23 ноября 2023 г.
После переработки 28 февраля 2024 г.
Принята к публикации 29 февраля 2024 г.

В двухфазном кристалле $EuRbFe_4As_4/EuFe_2As_2$ (1144/122) с помощью метода декорирования магнитными наночастицами обнаружена нехарактерная для сверхпроводящих пниктидов линейная упорядоченность вихрей Абрикосова. Наблюдаемые цепочки вихрей, сонаправленные кристаллографическому направлению <110> орторомбической фазы $EuFe_2As_2$, объясняются пиннингом вихрей в сверхпроводящей фазе 1144 на линейных дефектах, связанных с двойниковыми границами несверхпроводящей фазы 122.

DOI: 10.31857/S1234567824070085, EDN: JGRCAW

Среди железосодержащих сверхпроводников широким спектром электронных и магнитных превращений выделяются соединения на основе $EuFe_2As_2$ [1]. В частности, одним из интересных объектов для исследования сосуществования сверхпроводимости и магнетизма является стехиометрический магнитный сверхпроводник $EuRbFe_4As_4$ [2–6] с температурой сверхпроводящего перехода $T_{SC} \approx 38$ K и магнитным упорядочением в слоях Eu^{2+} при $T_M \approx 15$ K. Распространенным методом выращивания этих кристаллов является раствор-расплавный метод в собственном флюсе (self-flux) [7]. Бездефектная элементарная ячейка этого стехиометрического соединения имеет длину 1.33 нм и состоит из блоков $EuFe_2As_2$ и $RbFe_2As_2$, чередующихся вдоль оси c. В процессе роста кристалла фазы 122 и 1144 конкурируют друг с другом и часто соединение $EuRbFe_4As_4$ имеет примесь родительской фазы $EuFe_2As_2$ (122) [8], которая не переходит в сверхпроводящее состояние при нормальном давлении, но становится антиферромагнитной при $T_{AFM} \approx 20$ K. Кроме того, в $EuFe_2As_2$ существует структурный переход из объемно-центрированной тетрагональной кристаллической системы (I4/mmm) в орторомбическую (Fmmm) при понижении температуры ниже 200 K, который сопровождается возникновением двойниковой структуры и спиновым упорядочением атомов Fe типа волны спиновой плотности (SDW), в то время как в $EuRbFe_4As_4$ структурный переход отсутствует, и его кристаллическая структура при температурах ниже комнатной – примитивная тетрагональная (P4/mmm). Ранее несверхпроводящие включения фазы 122 рассматривались только как центры пиннинга вихрей в сверхпроводящей фазе 1144 [8]. В данной работе методом декорирования были визуализированы вихри Абрикосова, изучено их распределение и обнаружены особенности пиннинга вихрей в фазе 1144, обусловленные двойниковой структурой фазы 122.

Исследуемый образец представлял собой кристалл $EuRbFe_4As_4$ размерами $\approx 7 \times 5 \times 0.25$ мм^3 и был изготовлен по self-flux технологии, описанной в работах [7, 8]. Рентгеноструктурные исследования образца проводились при комнатной температуре. Для проверки образца на монокристалличность была проведена съемка эпиграммы на рентгеновском аппарате УРС-2.0 на Mo-излучении. Образец дает Лауэ-картину с четкими точечными рефлексами. На дифрактограмме, записанной с использованием дифрактометра Rigaku SmartLab SE на CuKα излучении ($\lambda = 1.54178$ Å, 40 кВ, 35 мА) в угловом интервале $2\Theta = 3{-}130°$, наблюдались две системы порядков отражений, что свидетельствует о присутствии двух фаз (рис. 1a). Параметр c кристаллической решетки двух фаз составил 13.30 Å и 12.20 Å, что согласуется с литературными данными для $EuRbFe_4As_4$

1)e-mail: m.sidelnikov@issp.ac.ru

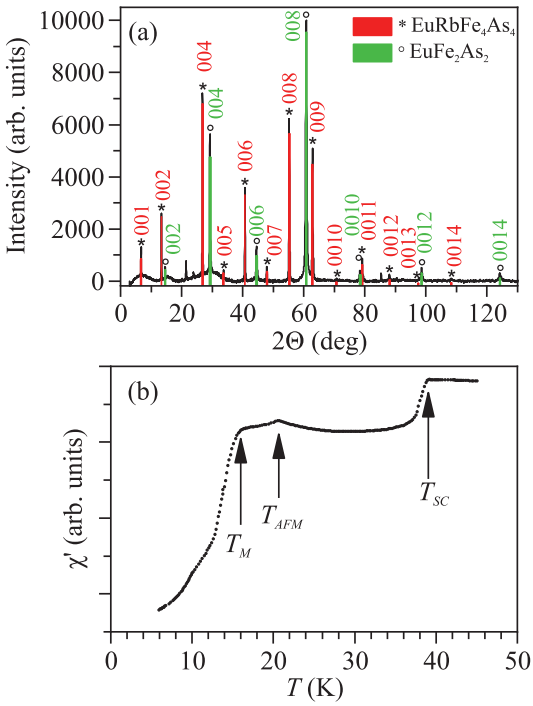

Рис. 1. (Цветной онлайн) Характеризация исследуемого кристалла $EuRbFe_4As_4/EuFe_2As_2$. (a) – Дифрактограмма кристалла; (b) – температурная зависимость динамической магнитной восприимчивости в переменном поле $H_0 = 3.5$ мЭ, $\nu = 1500$ Гц, где T_{SC} и T_M соответствуют сверхпроводящему и магнитному переходу в $EuRbFe_4As_4$, T_{AFM} – антиферромагнитному переходу в $EuFe_2As_2$

[9] и $EuFe_2As_2$ [10] соответственно. Элементный анализ кристалла выполнялся методом энергодисперсионной рентгеновской спектроскопии (EDX) на сканирующем электронном микроскопе Zeiss Supra 50 VP. Анализ, проведенный в нескольких областях поверхности кристалла, показал существенный избыток содержания рубидия на поверхности образца: Eu – 13.3 ± 1.9, Rb – 42.5 ± 8.1, Fe – 25.9 ± 3.7, As – 18.3 ± 2.6 ат. %. Исследование магнитных свойств выполнялось путем измерения температурных зависимостей действительной части динамической магнитной восприимчивости $\chi'(t)$ с помощью изготовленного в лаборатории криогенного индукционного магнитометра [11, 12]. Частота переменного внешнего магнитного поля составляла $\nu = 1500$ Гц, а амплитуда напряженности магнитного поля – $H_0 = 3.5$ мЭ. В процессе измерений ориентация кристалла относительно магнитного поля была произвольной. Температурная зависимость $\chi'(t)$ исследованного кристалла представлена на рис. 1b. При понижении температуры наблюдался диамагнитный отклик образца в области 39–40 K, соответствующий температуре перехода образца в сверхпроводящее состояние [13]. При температуре 21 K на зависимости $\chi'(t)$ наблюдался пик, характерный для перехода фазы 122 в антиферромагнитное состояние. Последующее уменьшение температуры приводило к заметному падению $\chi'(t)$ при 15 K, связанному с магнитным упорядочением в слоях Eu в $EuRbFe_4As_4$ [14].

Визуализация структуры магнитного потока была выполнена с помощью метода низкотемпературного декорирования магнитными наночастицами [15] – термического испарения железа вблизи образца в разреженной среде гелия. Возникающие в кристалле во внешнем магнитном поле вихри Абрикосова притягивали наночастицы железа, поэтому распределение магнитных частиц на поверхности кристалла отражало вихревую структуру. Одно из преимуществ метода декорирования перед прочими методами визуализации заключалось в удобстве исследования магнитной структуры больших участков поверхности с разрешением до 100 нм, что особенно важно при работе с пространственно неоднородными образцами. Наблюдение вихревой структуры проводилось на подготовленных поверхностях кристалла, полученных путем отщепления верхних слоев с помощью клейкой ленты. Для декорирования образец непосредственно после отщепления помещался во вставку заливного гелиевого криостата и охлаждался в постоянном внешнем магнитном поле H (FC) до базовой температуры, затем выполнялось 2–3 цикла испарения железа, что приводило к побочному нагреву образца приблизительно на 2–4 K, в зависимости от длительности цикла испарения и базовой температуры. Таким образом, температура образца в момент декорирования была выше базовой температуры на случайную, но измеряемую величину. Эксперименты были выполнены при температурах 8 и 18 K, т. е. как ниже, так и выше температуры магнитного упорядочения в фазе 1144.

На рисунке 2a представлено изображение фрагмента базовой плоскости ab исследованного образца в оптическом микроскопе после декорирования при $T = 8.2–8.9$ K и $H = 15$ Э. Наблюдались скопления наночастиц железа, отражающие расположение вихрей Абрикосова во время декорирования. Вихри были выстроены преимущественно в цепочки вдоль одного из <100> направлений фазы 1144, которое совпадает с границами фасеток. При более детальном рассмотрении картины распределения вихрей были выделены несколько характерных областей. На рисунке 2b в увеличенном масштабе представлена область, в которой расстояние между соседними цепочками варьировалось. Среднее расстояние меж-

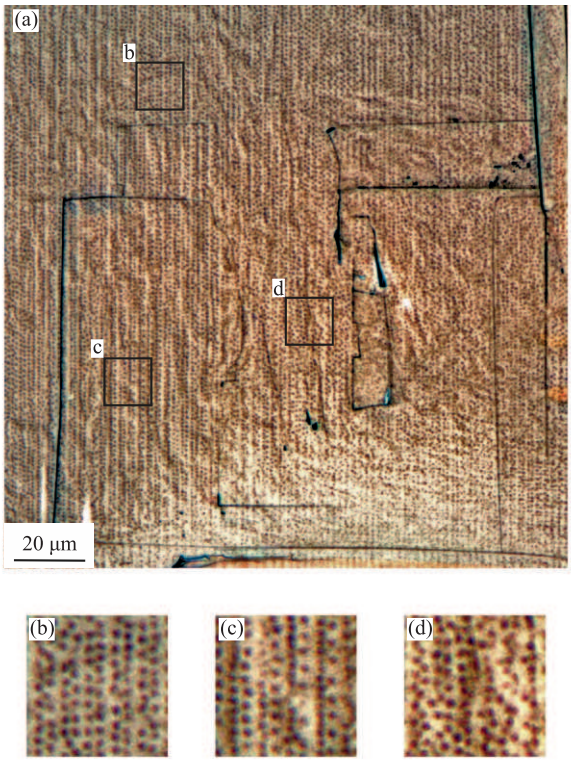

Рис. 2. (Цветной онлайн) Скопления наночастиц железа (темные), визуализирующие вихри Абрикосова на поверхности образца в базовой плоскости ab при $T \approx 8$ K, $H = 15$ Э. Вихри выстроены преимущественно в вертикальные цепочки. Темные линейные дефекты – границы фасеток, образовавшиеся в результате отщепления поверхности. (a) – Оптическая микрофотография, увеличение $\times 500$. (b)–(d) – Характерные особенности вихревой решетки, обсуждаются в тексте. Масштаб рисунков (b)–(d) увеличен в три раза относительно рис. 2a

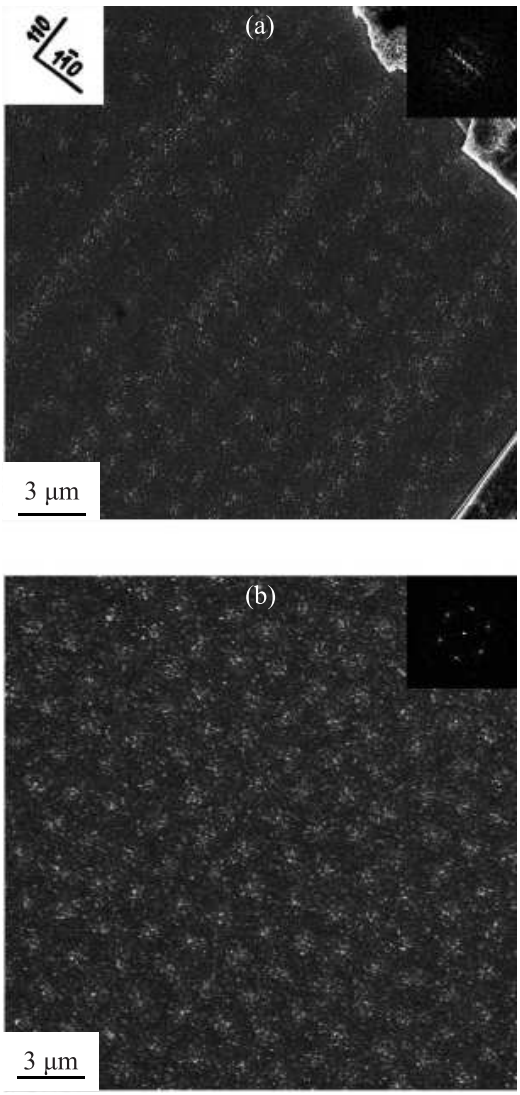

Рис. 3. (a) – Решетка вихрей Абрикосова на неоднородном кристалле $EuRbFe_4As_4$ при $T_D \approx 18$ K, $H = 7.3$ Э (на вставке слева указаны кристаллографические оси в координатах системы 1144); (b) – Правильная гексагональная решетка вихрей Абрикосова на поверхности монокристалла BSCCO-2212. Изображения получены в одном эксперименте. На вставках в правых углах представлены Фурье-образы соответствующей вихревой струтуры (в произвольном масштабе)

ду близкими цепочками составило 1.05 мкм, в то время как между более удаленными друг от друга цепочками – 1.49 мкм. Среднее расстояние между вихрями внутри отдельной цепочки изменялось в интервале от 1.05 до 1.30 мкм в различных цепочках. На рисунке 2c показана часть вихревой решетки, в которой чередовались цепочки с малым шагом между вихрями (0.9 мкм) и цепочки с большим шагом (от 1.3 до 1.6 мкм). Расстояния между цепочками чередовались аналогично решетке, показанной на рис. 2b. На рисунке 2d представлена малая по площади область, в которой вихри располагались наименее упорядоченно.

На рисунке 3a показана вихревая структура кристалла, полученная в сканирующем электронном микроскопе после отщепления поверхностного слоя толщиной приблизительно 10 мкм и декорирования при $T = 18.1$–18.9 K, $H = 7.3$ Э (FC). Декорирование также выявило цепочки хорошо разрешимых вихрей, а кроме того – участки, в которых отдельные вихри в линии практически не разрешались. В области, где вихри разрешались, среднее расстояние между вихрями в цепочках составило 1.6–1.75 мкм, а расстояние между цепочками – 1.7 мкм.

В экспериментах с декорированием в качестве образца-свидетеля использовался сверхпроводящий

монокристалл $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+x}$ (BSCCO-2212), в котором в режиме FC формируется правильная треугольная вихревая решетка. На рисунке 3a и b для сравнения представлены вихревые решетки на поверхности исследуемого кристалла $EuRbFe_4As_4/EuFe_2As_2$ и BSCCO соответственно, полученные в том же эксперименте. Отдельные вихри на BSCCO хорошо разрешались, их плотность составила 0.352 мкм$^{-2}$, что точно соотносилось с внешним полем 7.3 Э. На вставках представлены Фурье-картины, подчеркивающие упорядоченность вихрей в линии (рис. 3a) и в треугольную решетку (рис. 3b), а также большее межвихревое расстояние в исследуемом кристалле, чем в BSCCO. Следует отметить различие в наблюдаемом диаметре изображения вихрей Абрикосова в $EuRbFe_4As_4$ (≈ 1.1 мкм) и BSCCO (≈ 1.3 мкм).

Также следует отметить, что в дальнейшем три отщепления от того же кристалла поверхностных слоев с суммарной толщиной ~ 15 мкм привели к исчезновению сверхпроводимости в образце, что подтверждалось отсутствием вихрей Абрикосова при декорировании, а также отсутствием диамагнитного отклика магнитной восприимчивости $\chi'(t)$ вблизи температуры 40 K. Элементный анализ (EDX) после отщепления слоев показал отсутствие рубидия на поверхности образца, а его атомарный состав соответствовал $EuFe_2As_2$. В этой связи можно заключить, что сверхпроводящая фаза 1144 формировала приповерхностный слой образца, удаленный эксфолиацией, а большая часть кристалла являлась родительской фазой 122.

Полученные результаты можно интерпретировать следующим образом. Исследованный в данной работе образец обладает линейно упорядоченной вихревой структурой, что нехарактерно для железосодержащих сверхпроводников. Ранее наблюдаемые на монокристаллах $EuRbFe_4As_4$ вихревые решетки являлись неупорядоченными ввиду собственного (intrinsic) пиннинга [16]. На рисунке 4 показана решетка вихрей Абрикосова на поверхности монокристалла $EuRbFe_4As_4$, исследованного в работе [17], который был выращен методом твердофазной реакции [13] и не имел выраженных признаков фазы $EuFe_2As_2$. Упорядоченность в такой вихревой решетке отсутствует, что подтверждается Фурье образом.

Линейная структура вихрей Абрикосова наблюдалась ранее в сверхпроводящих кристаллах с двойникованием, в частности, в $YBa_2Cu_3O_x$ [18], где подобная упорядоченность была вызвана пиннингом вихрей на двойниковых границах, а также в сверхпроводящих борокарбидах [19], в которых пиннинг

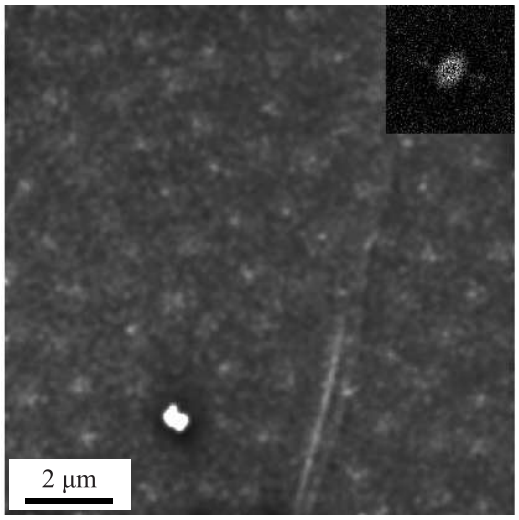

Рис. 4. Решетка вихрей Абрикосова на монокристалле $EuRbFe_4As_4$ в отсутствие фазы $EuFe_2As_2$ при $T_D \approx \approx 8$ K, $H \approx 25$ Э и соответствующий Фурье-образ

был вызван сильными полями рассеяния на границах антиферромагнитных доменов, совпадающих с двойниковыми границами [20].

Двойниковой структуры в $EuRbFe_4As_4$ не наблюдалось, в отличие от $EuFe_2As_2$, где она выявлена при $T \leq T_{\text{twin}} \approx 190$ K с помощью нейтронных исследований в [21] и прямой визуализацией в работе [22]. Как упоминалось выше (рис. 1a), исходно в изученном кристалле было обнаружено сосуществование фаз 1144 и 122, а последующее снятие поверхностного слоя привело к полному удалению сверхпроводящей фазы 1144, что подтверждалось отсутствием диамагнитного уменьшения магнитной восприимчивости вблизи температуры 40 K. Таким образом было определено, что сверхпроводящая фаза 1144 располагалась только в приповерхностном слое толщиной ~ 15 мкм над фазой 122 и испытывала влияние двойников фазы 122, о чем свидетельствовала упорядоченность вихрей вдоль направления $<100>_T$, совпадающего с направлением двойниковых границ в фазе 122, а также соответствие расстояния между цепочками вихрей и расстояния между двойновыми границами, определенного в [22].

Определение точного механизма пиннинга вихрей в фазе 1144, обусловленного двойниковыми границами в фазе 122, требует дополнительных исследований, но можно сделать следующее предположение. По-видимому, двойникование фазы 122 приводит к механической деформации тонкого слоя фазы 1144, выросшего на фазе 122. Поскольку участки фазы 1144, расположенные над соседними двойниковыми доменами, деформируются во взаимно-

перпендикулярных направлениях (в соответствии с направлениями осей a и b ромбической фазы 122), то над двойниковой границей, как и в фазе 122, должны возникать сильные напряжения. В таком случае именно в области двойниковых границ магнитное поле будет легко проникать в сверхпроводник. В результате напряжения могут образоваться реальные двойниковые границы с подавленным параметром порядка, как в случае с YBaCuO [23]. Последнее предположение требует дальнейшего изучения с привлечением низкотемпературной рентгенографии. В качестве альтернативного механизма упорядочения вихрей рассматривалось влияние магнитных полей рассеяния на двойниковых границах, как в случае борокарбидов [20], однако при декорировании плоскости ab кристалла $EuFe_2As_2$ в перпендикулярных полях без сверхпроводящей фазы двойниковые границы не визуализировались ни методом декорирования, ни магнито-оптическим методом [22], в отличие от работы [20], где исследовались $ErNi_2B_2C$ и $TbNi_2B_2C$. Это позволяет предположить, что поля рассеяния на двойниковых границах $EuFe_2As_2$ очень малы и недостаточны для заметного пиннинга вихрей.

В работе [23] рассчитывался потенциал пиннинга вихрей на одиночной двойниковой границе кристаллов $YBa_2Cu_3O_x$ с подавленным параметром порядка, исходя из уменьшения межвихревого расстояния на двойниковой границе a_b по сравнению с межвихревым расстоянием в объеме двойника a_v. Оценка потенциала пиннинга для этой области может быть сделана по формуле из работы [23]:

$$\mathrm{U}_p = \frac{\Phi_0^2}{8\sqrt{2}\pi^{3/2}\lambda^2} \times$$

$$\times \left[\left(\frac{a_b}{\lambda}\right)^{1/2} \exp\left(-\frac{a_b}{\lambda}\right) - \frac{3}{2}\left(\frac{a_v}{\lambda}\right) \exp\left(-\frac{a_v}{\lambda}\right)\right],$$

где Φ_0 – квант магнитного потока, λ – глубина проникновения магнитного поля, a_b и a_v – межвихревые расстояния на двойниковой границе и в объеме двойника соответственно. Со следующими допущениями можно оценить потенциал пиннинга в нашем случае: за a_b считать межвихревое расстояние в цепочках с малым шагом, а за a_v – межвихревое расстояние в цепочках с большим шагом (рис. 2c). Исходя из литературных данных [24] и наших оценок видимого диаметра изображения вихрей (рис. 3) для $EuRbFe_4As_4$ и BSCCO с известной глубиной проникновения [25], глубина проникновения для $EuRbFe_4As_4$ принималась равной 130 нм. Такая оценка дает значение $\mathrm{U}_p \sim 3 \cdot 10^{-8}$ эрг/см в поле 15 Э, что по порядку сходится с потенциалом пиннинга в $YBa_2Cu_3O_x$.

Таким образом, методом низкотемпературного декорирования магнитными наночастицами была визуализирована решетка вихрей Абрикосова в неоднородном кристалле железосодержащего сверхпроводника, который представлял собой квазиэпитаксиальную пленку сверхпроводящей фазы $EuRbFe_4As_4$ толщиной ~ 15 мкм на подложке несверхпроводящей родительской фазы $EuFe_2As_2$ с двойниками. В системе 1144 впервые было обнаружено упорядочение вихрей в цепочки, а направление цепочек совпало с направлением двойниковых границ фазы 122, что объясняется пиннингом в областях механического напряжения фазы 1144 над двойниковыми границами фазы 122. Наблюдаемое упорядочение вихрей над двойниковыми границами можно рассматривать как один из способов управления вихревой структурой, который может найти техническое приложение, например, при производстве сверхпроводящих лент для катушек магнитов из железосодержащих сверхпроводников [26]. Влияние подложки представляет самостоятельный интерес, поскольку для крупномасштабного применения высокотемпературных сверхпроводников используются эпитаксиальные тонкопленочные структуры на монокристаллических подложках [27].

Авторы выражают благодарность Е. Ю. Постновой за работу на электронном микроскопе, С. С. Хасанову за обсуждение результатов, Л. Г. Исаевой, В. Н. Шилову и А. Н. Россоленко за техническую поддержку.

Финансирование работы. Рост кристаллов выполнен в рамках гранта Российского научного фонда #23-12-00307 с использованием оборудования Центра коллективного пользования Физического института им. П. Н. Лебедева Российской академии наук.

Конфликт интересов. Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

1. S. Zapf and M. Dressel, Rep. Prog. Phys. **80**, 016501 (2017).
2. M. P. Smylie, K. Willa, J.-K. Bao, K. Ryan, Z. Islam, H. Claus, Y. Simsek, Z. Diao, A. Rydh, A. E. Koshelev, W.-K. Kwok, D. Y. Chung, M. G. Kanatzidis, and U. Welp, Phys. Rev. B **98**, 104503 (2018).
3. Zh. Devizorova and A. Buzdin, Phys. Rev. B **100**, 104523 (2019).
4. K. Iida, Y. Nagai, S. Ishida et al. (Collaboration), Phys. Rev. B **100**, 104506 (2019).
5. T. K. Kim, K. S. Pervakov, D. V. Evtushinsky et al. (Collaboration), Phys. Rev. B **103**, 174517 (2021).

6. V. S. Stolyarov, K. S. Pervakov, A. S. Astrakhantseva, I. A. Golovchanskiy, D. V. Vyalikh, T. K. Kim, S. V. Eremeev, V. A. Vlasenko, V. M. Pudalov, A. A. Golubov, E. V. Chulkov, and D. Roditchev, J. Phys. Chem. Lett. **11**, 9393 (2020).
7. Т. К. Ким, К. С. Перваков, В. А. Власенко и др., УФН **192**, 790 (2022).
8. A. Yu. Degtyarenko, I. A. Karataev, A. V. Ovcharov, V. A. Vlasenko, and K. S. Pervakov, Nanomaterials **12** (21), 3801 (2022).
9. J.-K. Bao, K. Willa, M. P. Smylie, H. Chen, U. Welp, D. Y. Chung, and M. G. Kanatzidis, Cryst. Growth Des. **18**, 3517 (2018).
10. M. Tegel, M. Rotter, V. Weiß, F. Schappacher, R. Pottgen, and D. Johrendt, J. Phys.: Condens. Matter **20**, 452201 (2008).
11. M. A. Kuzovnikov, V. E. Antonov, V. I. Kulakov, V. D. Muzalevsky, N. S. Orlov, A. V. Palnichenko, and Yu. M. Shulga, Phys. Rev. Mater. **7**, 024803 (2023)
12. D.-X. Chen and V. Skumryev, Review of Scientific InstrumentsRev. Sci. Instrum. **81**, 025104 (2010).
13. Y. Liu, Y.-B. Liu, Z.-T. Tang, H. Jiang, Zh. Wang, A. Ablimit, W. Jiao, Q. Tao, Ch. Feng, Zh. Xu, and G.-H. Cao, Phys. Rev. B **93**, 214503 (2016).
14. S. Jiang, Y. Luo, Z. Ren, Z. Zhu, C. Wang, X. Xu, Q. Tao, G. Cao, and Zh. Xu, New J. Phys. **11**, 025007 (2009).
15. Л. Я. Винников, И. С. Вещунов, М. С. Сидельников, В. С. Столяров, Приборы и техника эксперимента **4**, 790 (2022).
16. Л. Я. Винников, А. Г. Трошина, И. С. Вещунов, Д. Аналитис, И. Фишер, Ю. Лиу, Ч. Т. Лин, Л. Фанг, Ю. Уэли, В. К. Квук, Письма в ЖЭТФ **96** (10), 728 (2012).
17. V. S. Stolyarov, A. Casano, M. A. Belyanchikov et al. (Collaboration), Phys. Rev. B **98**, 140506 (R) (2018).
18. L. Ya. Vinnikov, L. A. Gurevich, G. A. Yemelchenko et al. (Collaboration), Solid State Commun. **67**, 421 (1988).
19. L. Ya. Vinnikov, J. Anderegg, S. L. Bud'ko, P. C. Canfield, and V. G. Kogan, Phys. Rev. B **71**, 224513 (2005).
20. L. Ya. Vinnikov, I. S. Veshchunov, S. L. Bud'ko, P. C. Canfield, and V. G. Kogan, J. Phys.: Conf. Ser. **150**, 052279 (2009).
21. Y. Xiao, Y. Su, M. Meven, R. Mittal, C. M. N. Kumar, T. Chatterji, S. Price, J. Persson, N. Kumar, S. K. Dhar, A. Thamizhavel, and Th. Brueckel, Phys. Rev. B **80**, 174424 (2009).
22. L. S. Uspenskaya, M. S. Sidelnikov, K. S. Pervakov, V. A. Vlasenko, and L. Ya. Vinnikov, J. Surf. Invest.: X-Ray, Synchrotron Neutron Tech. **18**(1), 47 (2024).
23. Л. Я. Винников, И. В. Григорьева, Л. А. Гуревич, А. Е. Кошелев, Сверхпроводимость: физика, химия, техника **3**(7), 1434 (1990).
24. D. Collomb, S. J. Bending, A. E. Koshelev, M. P. Smylie, L. Farrar, J.-K. Bao, D. Y. Chung, M. G. Kanatzidis, W.-K. Kwok, and U. Welp, Phys. Rev. Lett. **126**, 157001 (2021).
25. G. Blatter, M. V. Feigel'man, V. B. Geshkenbein, A. I. Larkin, and V. M. Vinokur, Rev. Mod. Phys. **66**, 1125 (1994).
26. D. Wang, Zh. Zhang, X. Zhang, D. Jiang, Ch. Dong, H. Huang, W. Chen, Q. Xu, and Y. Ma, Supercond. Sci. Technol. **32**, 04LT01 (2019).
27. A. A. Thomas, I. A. Shipulin, S. Holleis, M. Eisterer, K. Nielsch, and R. Huhne, Supercond. Sci. Technol. **34**, 115013 (2021).