

Анизотропия критического тока и пиннинг вихрей Абрикосова в магнитном сверхпроводнике $\text{EuCsFe}_4\text{As}_4$

А. Ю. Дегтяренко⁺¹, В. А. Власенко⁺, Т. Е. Кузьмичева⁺, К. С. Перваков⁺, С. Ю. Гаврилкин⁺,
А. Ю. Цветков⁺, С. А. Кузьмичев^{+*}

⁺ Центр высокотемпературной сверхпроводимости и квантовых материалов им. В. Л. Гинзбурга ФИАН, 119991 Москва, Россия

^{*} Физический факультет, МГУ имени М. В. Ломоносова, 119991 Москва, Россия

Поступила в редакцию 10 октября 2023 г.

После переработки 27 октября 2023 г.

Принята к публикации 29 октября 2023 г.

В данной работе впервые проведены систематические исследования плотности критического тока J_c в двух ориентациях магнитного поля $B\|ab$ и $B\|c$ в монокристалле сверхпроводящего пниктида $\text{EuCsFe}_4\text{As}_4$, имеющего магнитный порядок ниже T_c и относящегося к семейству 1144. Определена анизотропия J_c и ее температурная зависимость. Показатели степенной зависимости α кривых $J_c(B)$ в полях от 0.1 до 1 Тл хорошо согласуются с теоретическими предсказаниями для сильного пиннинга вихрей Абрикосова, что также подтверждается значениями силы пиннинга, оцененными с помощью модели Дью-Хьюза.

DOI: 10.31857/S1234567823230106, EDN: zzublb

1. Введение. С момента открытия высокотемпературных сверхпроводников на основе железа произошел значительный прогресс от фундаментальных исследований до практического применения [1–5]. Основным преимуществом железосодержащих сверхпроводников является сочетание уникальных свойств, прежде всего – это высокие значения верхнего критического поля, достигающие 100 Тл [6, 7], плотности критического тока, превышающей 10^6 А/см², и относительно высокой температуры сверхпроводящего перехода, до $T_c \approx 57.5$ К [8–11]. На данный момент наиболее изучены системы 11, 1111, 122 [12–16].

В 2016 году двумя независимыми группами были синтезированы и охарактеризованы поликристаллические образцы двух родственных соединений: $\text{EuRbFe}_4\text{As}_4$ и $\text{EuCsFe}_4\text{As}_4$, принадлежащих новому семейству 1144 [17, 18]. Характерной особенностью соединений $\text{EuAFe}_4\text{As}_4$ (A – щелочной металл, Rb, Cs) является магнитное упорядочение в плоскостях Eu^{2+} , возникающее при температурах $T_m \approx 15$ К $< T_c$, в результате которого имеет место сосуществование сверхпроводимости и магнитного упорядочения [19, 20]. Кристаллическая структура системы $\text{AeAFe}_4\text{As}_4$ (Ae – щелочноземельный элемент Ca, Sr, Ba, или редкоземельный элемент Eu) с пространственной группой симметрии $P4/mmm$ представляет собой сросток двух соединений AeFe_2As_2

($I4/mmm$) и AFe_2As_2 ($I4/mmm$) [17, 18]. В такой системе при кристаллизации фазы 1144 необходимо выполнение двух условий [21]: во-первых, это согласование по параметрам решетки двух соединений AeFe_2As_2 и AFe_2As_2 , из которых образуется $\text{AeAFe}_4\text{As}_4$, во-вторых разность ионных радиусов Δr должна быть достаточно большой ($\Delta r = r_{Ak+} - r_{Ae2+} > 0.35 \text{ \AA}$), чтобы предотвратить образование твердого раствора состава 122. В работе [22] согласно расчету на основе теории функционала плотности показано, что энергия образования фазы 1144 составляет всего несколько десятков мэВ на формульную единицу. Это свидетельствует о том, что соединения 1144 находятся на границе фазовой неустойчивости. При росте сверхпроводящая фаза 1144 конкурирует с фазами 122, образующимися в виде планарных дефектов [23, 24].

Соединение $\text{EuRbFe}_4\text{As}_4$, с момента его открытия, достаточно подробно исследовано [6, 25–30], в то время как данные о свойствах $\text{EuCsFe}_4\text{As}_4$ практически отсутствуют: получены только предварительные сведения о магнитной и щелевой структуре [31–34]. До сих пор не определены значения многих физических параметров этого материала, таких как лондонская глубина проникновения λ_L , длина когерентности ξ_0 , первое B_{c1} и второе B_{c2} критические поля, параметр Гинзбурга–Ландау κ .

К настоящему моменту данные о динамике вихрей Абрикосова и характере пиннинга в образцах $\text{EuCsFe}_4\text{As}_4$ также отсутствуют. Малое количество

¹) e-mail: degtyarenkoayu@lebedev.ru

экспериментальных исследований $\text{EuCsFe}_4\text{As}_4$ вызвано недоступностью качественных монокристаллов в связи с более сложными условиями роста этого соединения по сравнению с другими соединениями семейства 1144 [23, 24]. Кроме того, чрезвычайно высокая активность Cs приводит к неустойчивости соединения $\text{EuCsFe}_4\text{As}_4$ в присутствии O_2 и H_2O в большей степени, чем для $\text{EuRbFe}_4\text{As}_4$.

Исходя из вышеописанного, целями настоящей работы являлись: исследование плотности критического тока монокристалла $\text{EuCsFe}_4\text{As}_4$ и изучение пиннинга вихрей Абрикосова.

2. Экспериментальная часть. В данной работе были исследованы образцы монокристаллов $\text{EuCsFe}_4\text{As}_4$, выращенные методом “self-flux” из расплава собственного компонента CsAs [34]. Предварительно были синтезированы прекурсоры EuAs, Fe_2As , CsAs из высокочистых элементов Eu (99.99%), Fe (99.98%), Cs (99.95%), As (99.9999%). Важно отметить, что при подготовке прекурсора CsAs, Cs необходимо брать с избытком для получения гомогенной фазы. Полученные прекурсоры EuAs, Fe_2As и взятый с избытком CsAs смешивали в стехиометрическом соотношении 1:2:[1 + y], соответственно, где $y = 2.2$; засыпали в корундовые тигли, заваривали в танталовом контейнере в атмосфере аргона высокой чистоты. Далее проводили длительную многоступенчатую термообработку: нагрев за 10 ч до 1200°C с последующей выдержкой 10 ч для гомогенизации расплава, медленное охлаждение со скоростью $2^\circ\text{C}/\text{ч}$ до 920°C и выдержкой при данной температуре 15 ч, затем охлаждение до комнатной температуры за 6 ч. После проведенного синтеза образцы извлекали в аргоновом перчаточном боксе для предотвращения взаимодействия с кислородом и водяными парами.

Как было показано нами ранее [34], использованный метод позволяет получать достаточно крупные (до 2.5 мм) монокристаллы с минимальным (следовым) содержанием несверхпроводящей фазы EuFe_2As_2 (122). Первичная характеристика методами рентгеновской дифракции, электронной микроскопии, резистивных и магнитных измерений показала наличие единственной сверхпроводящей фазы $\text{EuCsFe}_4\text{As}_4$ и высокую степень однородности ее свойств.

Измерения петель магнитного гистерезиса проводили с помощью вибрационного магнетометра на установке PPMS-9 (Quantum Design) при различных температурах и во внешнем магнитном поле до 9 Тл.

3. Результаты и обсуждение. Для исследования петель магнитной необратимости (гистерези-

са) $M(B)$ от общего объема синтезированного крупного монокристалла $\text{EuCsFe}_4\text{As}_4$ был вырезан образец в форме прямоугольной пластинки с размерами $1.1 \times 0.9 \times 0.08$ мм. Критическая температура $T_c \approx 36.7$ К была определена ранее в нашей работе [34] по данным транспортных $R(T)$ и магнитных измерений $\chi(T)$.

На рисунке 1 представлены изотермические измерения намагниченности $M(B)$ монокристалла $\text{EuCsFe}_4\text{As}_4$ и вставки увеличенных областей $M(B)$.

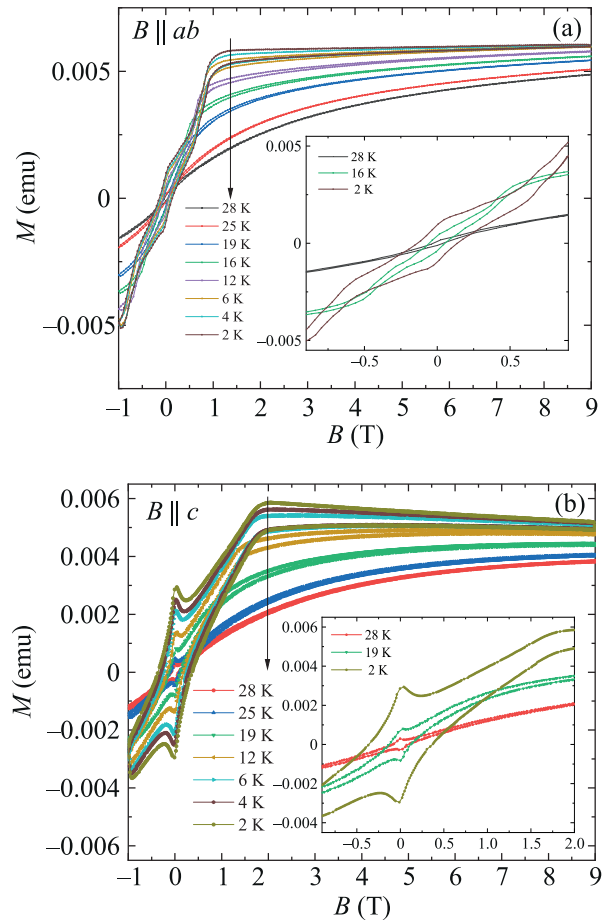


Рис. 1. (Цветной онлайн) Петли магнитной необратимости для монокристалла $\text{EuCsFe}_4\text{As}_4$ в зависимости от магнитного поля при $B \parallel ab$, вставка – увеличенная область центральной части петель при 2, 16 и 28 К (а) и $B \parallel c$ (б) в диапазоне температур от 2 до 28 К, вставка – увеличенная область центральной части петель при 2, 19 и 28 К (б)

Петли магнитной необратимости $M(B)$ были получены в полях до 9 Тл в диапазоне температур $T = 2-28$ К при направлениях внешнего магнитного поля $B \parallel ab$ и $B \parallel c$, соответственно. Скорость развертки поля составляла $100 \text{ Э}/\text{с}$. Характерный излом на петлях гистерезиса связан с магнитным

упорядочением атомов европия [19, 20]. Магнитное упорядочение и сверхпроводимость пространственно разнесены и слабо влияют друг на друга [26]. Экспериментально было показано, что магнитное упорядочение атомов европия незначительно влияет на величину момента петли магнитной необратимости в полях до 0.4 Тл на родственном соединении $\text{EuRbFe}_4\text{As}_4$ [35]. Следовательно, можно пренебречь этим вкладом в общую силу пиннинга вихрей Абрикосова.

В то же время вклад от магнитного перехода фазы 122 при $T \approx 19$ К пренебрежимо мал по сравнению с величиной сигнала от сверхпроводящей фазы, поэтому практически не искажает ширину петли, что дает возможность не учитывать его в дальнейших расчетах [34].

Используя модель критического состояния Бина для “жестких” сверхпроводников II рода, критический ток был рассчитан согласно формуле [36]:

$$J_c = \frac{20\Delta M}{\left(a\left(1 - \frac{a}{3b}\right)\right)}, \quad (1)$$

где $\Delta M = M_{\text{дн}} - M_{\text{ур}}$, $M_{\text{дн}}$ и $M_{\text{ур}}$ – намагниченность образца, измеренная при увеличении и уменьшении магнитного поля. Величины a и b ($b > a$) определяют геометрические размеры прямоугольного образца, при приложенном внешнем магнитном поле перпендикулярно плоскости ab . Критический ток в направлении поля $B \parallel ab$ был оценен в приближении $J_c^{ab} \approx J_c^c$ [37]. Рассчитанные значения $J_c(B)$ при различных температурах, согласно формуле (1), были перестроены в двойном логарифмическом масштабе, как показано на рис. 2а, б, для дальнейшего анализа.

В приложенном внешнем магнитном поле $B \parallel c$ плотность критического тока J_c при температуре 2 К достигает 3.4×10^4 А/см², а для $B \parallel ab$ $J_c \approx 4.9 \times 10^5$ А/см², как видно из рис. 2а, б.

На рисунке 3 приведены полученные по данным рис. 2 температурные зависимости плотности критического тока для двух направлений поля при $B = 0$. Хорошо видно, что обе зависимости имеют значительный прогиб. Если попытаться аппроксимировать их по аналогии с температурной зависимостью собственной (немагнитной) плотности критического тока, т.е. исходя из изменения концентрации куперовских пар с температурой $J_c^{\text{SF}}(T) \propto \Delta(T) \tanh[\Delta(T)/(2k_B T)]$ (где Δ – амплитуда сверхпроводящего параметра порядка, k_B – постоянная Больцмана), то однозонное приближение дает оценку характеристического отношения для эффективной сверхпроводящей щели Δ^{eff} : $2\Delta^{\text{eff}}(0)/k_B T_c \approx 0.7 \ll 3.5$. Поскольку оцененное таким образом

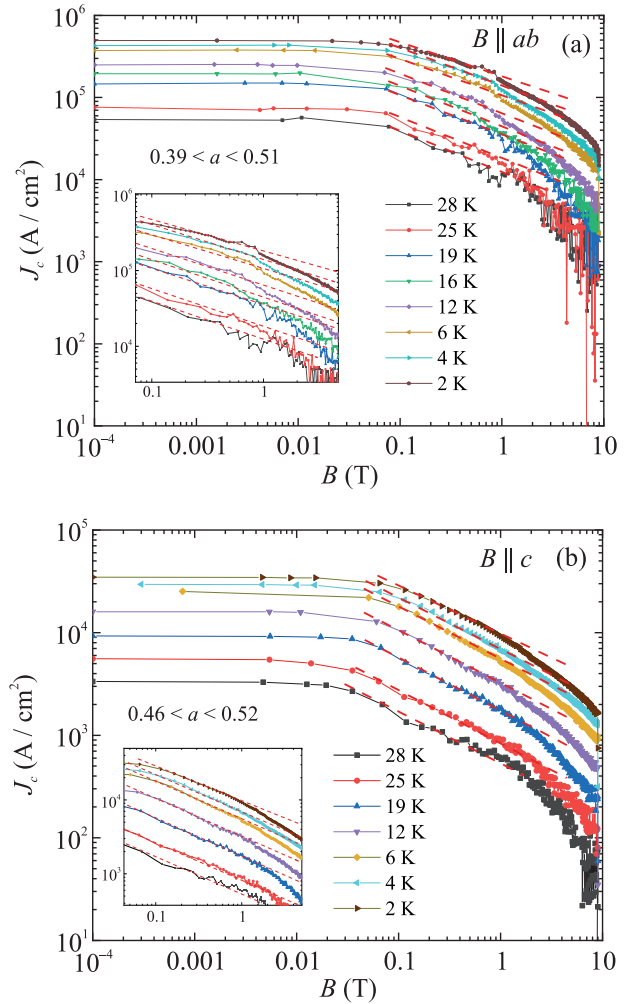


Рис. 2. (Цветной онлайн) Зависимости плотности критического тока от приложенного магнитного поля при различных температурах для монокристалла $\text{EuCsFe}_4\text{As}_4$ при $B \parallel ab$ (а) и $B \parallel c$ (б). На вставках представлены увеличенные области наклона $J_c(B, T)$, по которым проводилось определение показателя степени α

значение заметно ниже предела слабой связи теории Бардина–Купера–Шриффера (БКШ) 3.53, можно сделать вывод о том, что полученная зависимость $J_c(T)$ определяется изменением не концентрации куперовских пар, а силы пиннинга от температуры.

Анизотропия плотности критического тока при $T \ll T_c$ составляет $J_c^{B \parallel ab}/J_c^{B \parallel c} \approx 14$ и слабо увеличивается с температурой до 16, как показано на вставке к рис. 3. Схожее значение было получено в работе [37] для родственного соединения $\text{CaKFe}_4\text{As}_4$, относящегося к семейству 1144, но не имеющего дальнего магнитного порядка ниже T_c .

Известно, что пиннинг вихрей Абрикосова в железосодержащих сверхпроводниках может быть описан теорией коллективного пиннинга [38–40]. В ка-

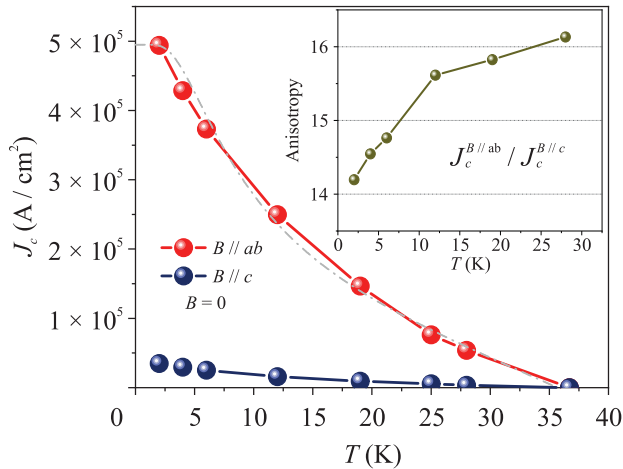


Рис. 3. (Цветной онлайн) Зависимости плотности критического тока от температуры при $B = 0$ для двух ориентаций $B||ab$ и $B||c$, полученные по данным рис. 2. Штрихпунктирной линией для сравнения показана аппроксимация однозонной БКШ-образной моделью. На вставке приведена температурная зависимость анизотропии критического тока $J_c^{B||ab} / J_c^{B||c}$

честве центров пиннинга могут выступать точечные дефекты, планарные дефекты, двойниковые границы, граница между сверхпроводящей и нормальной фазой [41]. Величина плотности критического тока связана с плотностью и типом центров пиннинга в сверхпроводнике. Согласно модели, предложенной в работе [42], наблюдаемое плато на кривых $J_c(B, T)$, построенное в двойном логарифмическом масштабе в малых полях ($B < 0.1$ Т), связано с эффектом Мейснера ($B < B_{c1}$) и так называемым одновихревым режимом, при котором взаимодействие между вихрями пренебрежимо мало вследствие их малой плотности (удаленности друг от друга). С последующим увеличением плотности вихрей Абрикосова зависимость плотности критического тока от поля ведет себя по степенному закону $J_c(B) \propto B^{-\alpha}$, определяющему тип и силу пиннинга. Показатель степени α зависит от геометрии и количества центров пиннинга, например для наноразмерных дефектов она составляет $\alpha \approx 1/2 - 5/8$ [40, 43]. При наличии нескольких типов дефектов показатель степени α также может уменьшаться при значительном увеличении силы пиннинга [43].

Таким образом, полученная нами при обеих ориентациях поля степенная зависимость вида $J_c \propto B^{-\alpha}$ ($\alpha \approx 1/2 - 5/8$), при температурах $T \geq (1/2)T_c$ (см. рис. 2 а, б) характерна для сильного пиннинга вихрей Абрикосова [40, 43]. В то же время при уменьшении температуры до 2 К, значения показателя степени α уменьшаются от 0.51 до 0.39 для $B||ab$ и 0.52 до 0.46 в

случае $B||c$, как показано на вставках рис. 2а, б. Аналогичное поведение α наблюдалось в родственном соединении CaK-1144 , где при увеличении плотности наноразмерных центров пиннинга увеличивалась и сила пиннинга [37]. В случае $B||c$, степенной характер полевой зависимости плотности критического тока и величина показателя α в исследуемом образце изменяется в интервале температур от 2 до 28 К слабо, что соответствует описанной выше модели $J_c \propto B^{-\alpha}$ ($\alpha \approx 1/2 - 5/8$) [44], поэтому в данной ориентации поля количество или вклад различных центров пиннинга значительно не изменяется с температурой.

Учитывая, что при $B||ab$ показатель α достигает более низких значений с понижением температуры, чем в ориентации поля $B||c$, можно сделать вывод о том, что в образце имеются центры пиннинга различной природы (планарные дефекты и наноразмерные включения) [23, 37], которые вносят дополнительный вклад в общий пиннинг вихрей при низких температурах в $\text{EuCsFe}_4\text{As}_4$. Данное предположение качественно подтверждается значительно большей плотностью критического тока $J_c^{B||ab}$ по сравнению с $J_c^{B||c}$. Аналогичные величины показателя степени α наблюдались ранее на железосодержащих сверхпроводниках других семейств, для которых нехарактерно фазовое расслоение [45].

Для исследования типа пиннинга данные зависимости плотности критического тока от приложенного поля перестраивались в координатах нормированной силы пиннинга $f_p = F_p / F_{p\max}$ (где $F_p = J_c \times B$) от нормированного магнитного поля $h = B / B_{\text{irr}}$, где B_{irr} – магнитное поле необратимости, рис. 4а, б. Полученные кривые $f_p(h)$ хорошо совпадают, т.е. наблюдается закон подобия (скейлинг). Согласно модели Дью–Хьюза [46], для аппроксимации полученных зависимостей $f_p(h)$ возможно использовать функциональную зависимость вида $f_p(h) \sim h^p \times (1 - h)^q$ [46]. В ориентации поля $B||c$ данные аппроксимируются функцией $f_p(h) \times h^{0.57}(1 - h)^{1.5}$, с положением максимума $h_p \approx 0.28$, где $h_p = p / (p + q)$ для $H||ab$, $f_p(h) \sim h^{0.56}(1 - h)^{1.6}$ и $h_p \approx 0.26$, соответственно.

Степенные коэффициенты p и q , согласно модели Дью–Хьюза, указывают на возможную комбинацию двумерного пиннинга ($p = 0.5, q = 2, h_p = 0.33$) и объемного пиннинга на магнитных дефектах ($p = 0.5, q = 2, h_p = 0.2$). Полученные значения хорошо согласуются с наблюдаемыми планарными дефектами в родственном соединении $\text{EuRbFe}_4\text{As}_4$ [23] и возможными магнитными включениями с атомами европия [24]. Схожие показатели степени наблюдались на других железосодержащих сверхпроводниках с редкоземельными магнитными атомами [47].

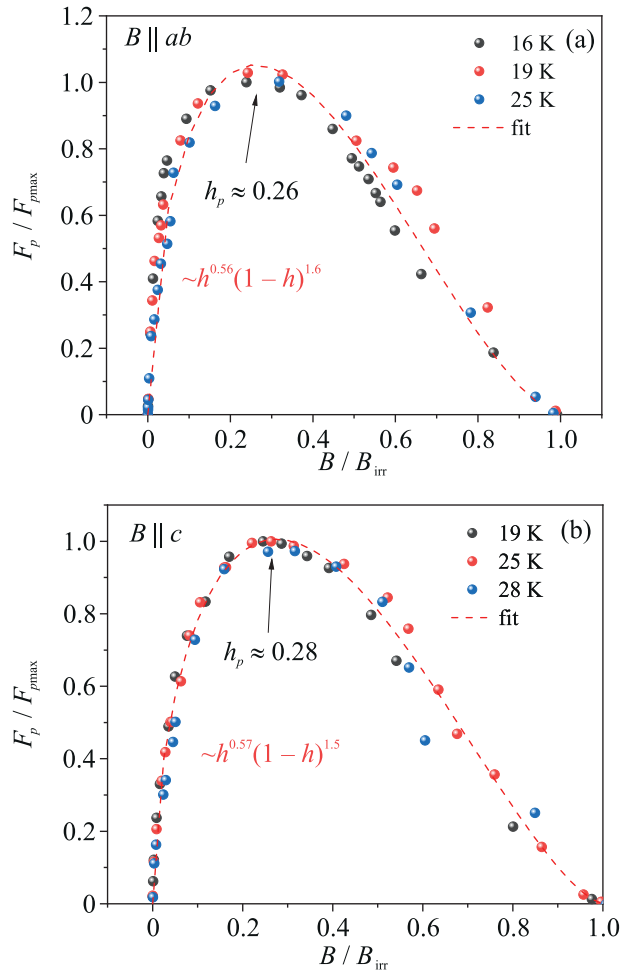


Рис. 4. (Цветной онлайн) Зависимость нормированной силы пиннинга от нормированного магнитного поля при $B \parallel ab$ (a) и $B \parallel c$ (b) для $\text{EuCsFe}_4\text{As}_4$

4. Выводы. С помощью измерения петель магнитной необратимости получены температурные и полевые зависимости плотности критического тока при двух ориентациях внешнего магнитного поля в монокристаллах сверхпроводника $\text{EuCsFe}_4\text{As}_4$. Определена анизотропия критического тока $J_c^{B \parallel ab} / J_c^{B \parallel c} \approx 14-16$ и показано ее слабое изменение с температурой. Установлено, что полевые зависимости носят степенной характер $J_c(B) \propto B^{-\alpha}$ в интервале от ~ 0.1 до 1 Тл. При ориентации поля $B \parallel c$ полученные величины показателя степени α принимают значения $0.46 < \alpha < 0.52$, что согласуется с теоретическими предсказаниями $J_c \propto B^{-\alpha}$ ($\alpha \approx 1/2 - 5/8$) и свидетельствует о сильном пиннинге вихрей Абрикосова. При ориентации поля $B \parallel ab$ ($0.39 < \alpha < 0.51$) реализуется смешанный тип пиннинга на точечных и планарных дефектах. Механизм пиннинга, оцененный в рамках модели

Дью-Хьюза, согласуется с данными степенных показателей α .

Авторы благодарят В. М. Пудалова и К. В. Мицена за полезные обсуждения. Работа выполнена при поддержке проекта Российского научного фонда # 22-22-00776. Измерения проведены с использованием оборудования Центра коллективного пользования ФИАН.

1. Y. Kamihara, T. Watanabe, M. Hirano, and H. Hosono, *J. Am. Chem. Soc.* **130**, 3296 (2008).
2. J. Paglione and R. L. Greene, *Nat. Phys.* **6**, 645 (2010).
3. H. Hosono, A. Yamamoto, H. Hiramatsu, and Y. Ma, *Mater. Today* **21**(3), 278 (2018).
4. C. Yao and Y. Ma, *Supercond. Sci. Technol.* **32**(2), 023002 (2019).
5. S. Pyon, T. Ito, and T. Tamegai, *J. Phys. Conf. Ser.* **2323**(1), 012020 (2022).
6. 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).
7. M. Bristow, W. Knafo, P. Reiss, W. Meier, P. C. Canfield, S. J. Blundell, and A. I. Coldea, *Phys. Rev. B* **101**, 134502 (2020).
8. G. Wu, Y. L. Xie, H. Chen, M. Zhong, R. H. Liu, B. C. Shi, Q. J. Li, X. F. Wang, T. Wu, and Y. J. Yan, *J. Phys. Condens. Matter.* **21**, 142203 (2009).
9. M. Fujioka, S. J. Denholme, M. Tanaka, H. Takeya, T. Yamaguchi, and Y. Takano, *Appl. Phys. Lett.* **105**, 10 (2014).
10. K. S. Pervakov, L. F. Kulikova, A. Y. Tsvetkov, and V. A. Vlasenko, *Bull. Lebedev Phys. Inst.* **49**(8), 242 (2022).
11. T. E. Kuzmicheva, S. A. Kuzmichev, M. G. Mikheev, Ya. G. Ponomarev, S. N. Tchesnokov, V. M. Pudalov, E. P. Khlybov, and N. D. Zhigadlo, *Phys.-Uspekhi* **57**, 819 (2014).
12. J. P. Sun, G. Z. Ye, P. Shahi, J. Q. Yan, K. Matsuura, H. Kontani, G. M. Zhang, Q. Zhou, B. C. Sales, T. Shibauchi, Y. Uwatoko, D. J. Singh, and J. G. Cheng, *Phys. Rev. Lett.* **118**, 147004 (2017).
13. B. Lei, J. H. Cui, Z. J. Xiang, C. Shang, N. Z. Wang, G. J. Ye, X. G. Luo, T. Wu, Z. Sun, and X. H. Chen, *Phys. Rev. Lett.* **116**, 077002 (2016).
14. F. Steckel, R. Beck, M. Roslova, M. Abdel-Hafiez, A. U. Wolter, I. Morozov, S. Wurmehl, C. Hess, and B. Büchner, *J. Supercond. Nov. Magn.* **28**, 1123 (2015).
15. T. Tamegai, T. Suwa, D. Miyawaki, S. Pyon, K. Takano, H. Kajitani, and N. Koizumi, *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **29**(5), 1 (2019).
16. V. A. Vlasenko, A. Y. Degtyarenko, A. I. Shilov, A. Y. Tsvetkov, L. F. Kulikova, A. S. Medvedev, and K. S. Pervakov, *Materials* **15**(23), 8438 (2022).

17. A. Iyo, K. Kawashima, T. Kinjo, T. Nishio, S. Ishida, H. Fujihisa, Y. Gotoh, K. Kihou, H. Eisaki, and Y. Yoshida, *J. Am. Chem. Soc.* **138**, 3410 (2016).
18. Y. Liu, Y. B. Liu, Z.-T. Tang, H. Jiang, Z. C. Wang, A. Ablimit, and G. H. Cao, *Phys. Rev. B* **93**, 214503 (2016).
19. K. Iida, Y. Nagai, and S. Ishida, *Phys. Rev. B* **100**(1), 014506 (2019).
20. Z. Devizorova and A. Buzdin, *Phys. Rev. B* **100**(10), 104523 (2019).
21. B. Q. Song, M. C. Nguyen, C. Z. Wang, and K. M. Ho, *Phys. Rev. B* **97**, 094105 (2018).
22. Z. C. Wang, S. Q. Wu, L. W. Jie, and G. H. Cao, *Nano Res.* **21**, 3716 (2021).
23. A. Y. Degtyarenko, I. A. Karateev, A. V. Ovcharov, V. A. Vlasenko, and K. S. Pervakov, *Nanomat.* **12**(21), 3801 (2022).
24. V. Vlasenko, K. Pervakov, and S. Gavrilkin, *Supercond. Sci. Technol.* **33**(8), 084009 (2020).
25. 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).
26. T. K. Kim, K. S. Pervakov, D. V. Evtushinsky et al. (Collaboration), *Phys. Rev. B* **103**(17), 174517 (2021).
27. M. Hemmida, N. Winterhalter-Stockler, D. Ehlers et al. (Collaboration), *Phys. Rev. B* **103**(19), 195112 (2021).
28. V. S. Stolyarov, A. Casano, M. A. Belyanchikov et al. (Collaboration), *Phys. Rev. B* **98**, 140506 (2018).
29. V. S. Stolyarov, K. S. Pervakov, A. S. Astrakhantseva, I. A. Golovchanskiy, D. V. Vyalikh, T. K. Kim, S. V. Ereemeev, V. A. Vlasenko, V. M. Pudalov, A. A. Golubov, E. V. Chulkov, and D. Roditchev, *J. Phys. Chem. Lett.* **11**, 9393 (2020).
30. J.-K. Bao, K. Willa, M. P. Smylie, H. Chen, U. Welp, D. Y. Chung, and M. G. Kanatzidis, *Cryst. Growth Des.* **18**(6), 3517 (2018).
31. Y. Liu, Y. B. Liu, Q. Chen, Z. T. Tang, W. H. Jiao, Q. Tao, Z. A. Xu, and G. H. Cao, *Sci. Bull.* **61**(15), 1213 (2016).
32. Y. B. Liu, Y. Liu, and G. H. Cao, *J. Phys. Cond. Mat.* **34**(9), 093001 (2021).
33. M. A. Albedah, F. Nejadstattari, Z. M. Stadnik, Y. Liu, and G. H. Cao, *J. Phys. Condens. Matter* **30**(15), 155803 (2018).
34. S. A. Kuzmichev, K. S. Pervakov, V. A. Vlasenko, A. Y. Degtyarenko, S. Y. Gavrilkin, and T. E. Kuzmicheva, *JETP Lett.* **116**(10), 723 (2022).
35. S. Ishida, D. Kagerbauer, S. Holleis, K. Iida, K. Munakata, A. Nakao, A. Iyo, H. Ogino, K. Kawashima, M. Eisterer, and H. Eisaki, *Proc. Natl. Acad. Sci.* **118**(37), e2101101118 (2021).
36. C. P. Bean, *Rev. Mod. Phys.* **36**, 31 (1964).
37. S. Ishida, A. Iyo, H. Ogino, H. Eisaki, N. Takeshita, K. Kawashima, K. Yanagisawa, Y. Kobayashi, K. Kimoto, H. Abe, M. Imai, J. Shimoyama, and M. Eisterer, *npj Quan. Mat.* **4**(1), 27 (2019).
38. A. I. Larkin, *ZhETF* **58**, 1466 (1970).
39. A. I. Larkin and Y. N. Ovchinnikov, *Phys. B+C* **126**(1), 187 (1984).
40. G. Blatter, M. V. Feigel'man, V. B. Geshkenbein, A. I. Larkin, and V. M. Vinokur, *Rev. Mod. Phys.* **66**(4), 1125 (1994).
41. C. J. van der Beek, M. Konczykowski, and R. Prozorov, *Supercond. Sci. Technol.* **25**(8), 084010 (2012).
42. R. Willa, A. E. Koshelev, I. A. A. Sadovskyy, and A. Glatz, *Supercond. Sci. Technol.* **31**(1), 014001 (2017).
43. N. Haberkorn, M. Xu, W. R. Meier, J. Schmidt, S. Suárez, S. L. Bud'ko, and P. C. Canfield, *Supercond. Sci. Technol.* **34**(3), 035013 (2021).
44. N. Haberkorn, M. Miura, B. Maiorov, G. F. Chen, W. Yu, and L. Civale, *Phys. Rev. B* **84**, 094522 (2011).
45. V. A. Vlasenko, O. A. Sobolevskiy, A. V. Sadakov, K. S. Pervakov, S. Y. Gavrilkin, A. V. Dik, and Y. F. Eltsev, *JETP Lett.* **107**, 119 (2018).
46. D. Dew-Hughes, *Phil. Mag.* **30**, 293 (1974).
47. Z. Guo, H. Gao, K. Kondo, T. Hatano, K. Iida, J. Hänisch, H. Ikuta, and S. Hata, *SACS Appl. Elect. Mat.* **3**(7), 3158 (2021).