

ВЛИЯНИЕ ФОРМЫ ПОТЕНЦИАЛЬНОЙ ЯМЫ ДЕФЕКТОВ НА КРИТИЧЕСКИЙ ТОК И N-VALUE ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОГО СВЕРХПРОВОДНИКА

А. Н. Мороз, А. Н. Максимова, С. В. Покровский, В. А. Кашурников

Методом Монте-Карло исследовано влияние формы потенциальной ямы дефектов на пиннинг вихрей Абрикосова и транспортные свойства высокотемпературного сверхпроводника. Показано, что изменение эффективной ширины дефекта существенно влияет на критический ток и показатель n -value вольт-амперной характеристики. С ростом ширины дефекта от сотых долей до десятков длин когерентности критический ток ступенчато увеличивается до насыщения, а n -value меняется немонотонно из-за роста подвижности вихрей на уширенных дефектах. Анализ вихревых конфигураций выявил оптимальный диапазон ширины ямы (от одной до десяти длин когерентности), обеспечивающий максимальные транспортные характеристики материала.

Ключевые слова: ВТСП, пиннинг, вихри Абрикосова, критический ток, n -value.

Введение. В высокотемпературных сверхпроводниках (ВТСП) управление движением вихрей Абрикосова является важной задачей. С одной стороны, неконтролируемое движение вихрей вызывает диссипативные потери и приводит к переходу сверхпроводника в резистивное состояние. С другой – направленное движение вихрей лежит в основе работы сверхпроводящих кубитов, сенсоров и переключателей. Для управления вихрями в ВТСП искусственно вводят дефекты (центры пиннинга), которые повышают критический ток или создают потенциал, способствующий движению вихрей только в определенном направлении. На транспортные свойства ВТСП влияет не только концентрация дефектов, но и их размер и форма. Разные конфигурации дефектов приводят к разным механизмам пиннинга – от одиночного до коллективного, а изменения в вих-

ревой системе (напр., фазовые переходы) влияют на форму и наклон вольт-амперных характеристик (ВАХ).

В работе [1] изучалась динамика вихрей в тонкой пленке низкотемпературного сверхпроводника с током. Авторы проследили за траекториями одиночных вихрей и измерили силу их взаимодействия с дефектами. Было показано, что реальные наноразмерные дефекты не могут быть описаны одним модельным потенциалом, и пиннинг в материале невозможно рассматривать как систему независимых удаленных дефектов. Вихрь взаимодействует с кластерами из нескольких дефектов, находящихся на расстоянии порядка длины когерентности ξ друг от друга. Авторы работы показали, что дефекты могут иметь асимметричный профиль, анизотропию свойств, резкие края (с которых происходит срыв вихря под действием тепловых флуктуаций), составную форму или даже многоямный потенциал. При этом размер дефектов может меняться от долей ξ до сотен нанометров. В работе [2] проводилось исследование скоростей и режимов течения вихревой решетки в сверхпроводнике с разреженным сильным пиннингом. Дефекты имели вид параболических потенциальных ям радиусом порядка ξ . Авторы продемонстрировали особенности динамического и статического пиннинга на таких дефектах, а также возможность перехода к слабому пиннингу.

В периодическом асимметричном потенциале (потенциале типа “стиральной доски”) наблюдается эффект храповика или трещотки (“ratchet effect”), проявляющийся в направленном дрейфе вихрей при пропускании через ВТСП переменного тока или под действием осциллирующего магнитного поля [3]. В работе [4] эффект достигался за счет наноразмерных треугольников из никеля, а в [5] – за счет асимметричных дефектов в виде бумерангов. В работе [6] были показаны существенно разные по форме ВАХ в образцах с дефектами прямоугольной и цилиндрической формы.

Таким образом, форма потенциала пиннинга играет ключевую роль в формировании транспортных свойств ВТСП. Понимание этого влияния упрощает прогнозирование характеристик сверхпроводящих материалов при проектировании устройств на их основе. Для решения подобных задач удобно использовать численное моделирование, например, метод Монте-Карло для вихревой системы. Он позволяет отслеживать траектории вихрей в произвольном потенциале пиннинга, в магнитном поле и транспортном токе. Настоящая работа посвящена изучению вольт-амперных характеристик ВТСП с дефектами разной формы и определению зависимости критического тока от формы потенциальной ямы дефектов с помощью данного метода.

Описание модели. В данной работе был рассмотрен слоистый сверхпроводник $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+x}$ (Bi-2212) со следующими параметрами: $\lambda = 180$ нм – глубина проникновения магнитного поля, $\xi = 2$ нм – длина когерентности, $T_c = 84$ К – критическая температура [7]. Моделирование вихревой системы в слоистом ВТСП основано на его представлении в виде совокупности взаимодействующих плоскостей, пронизываемых вихревыми нитями [8, 9]. Система из N вихрей описывается термодинамическим потенциалом Гиббса (1), который учитывает собственную энергию вихревой нити ε , а также взаимодействия плоских проекций вихрей – панкейков – внутри одного слоя и между плоскостями в пределах одной нити $U_{\text{inter-plane}}$. В рамках одной плоскости вихри взаимодействуют друг с другом $U_{\text{in-layer}}$, с центрами пиннинга U_{pin} и границами образца U_{bdr} , с внешним магнитным полем U_{mag} и транспортным током U_{cur} . Подробнее с формой каждого слагаемого в уравнении (1) можно ознакомиться в работах [8, 9]

$$G = N\varepsilon + \sum_{i < j} U_{\text{in-plane}}(r_{ij}) + \sum_{i < j} U_{\text{inter-plane}}(r_{ij}) + \sum_i (U_{\text{mag}}(x_i) + U_{\text{cur}}(x_i)) + \sum_{i,j} U_{\text{bdr}}(r_{ij}) + \sum_{i,j} U_{\text{pin}}(r_{ij}). \quad (1)$$

Слагаемое $U_{\text{inter-plane}}$ в данной работе не учитывалось, поскольку Bi-2212 обладает высокой анизотропией (с параметром ~ 100 [10]), из-за которой материал обладает слабой межплоскостной связью. При температурах $T \sim 0.1T_c$ в нем происходит “3D-2D переход”, при котором вихревые нити перепутываются, и корреляция между соседними слоями теряется. В результате можно учитывать только один сверхпроводящий слой и считать результат для него усредненным откликом всего образца. В данной работе температура расчета составляла 30 К, поэтому данное приближение справедливо.

Выражение (2) для слагаемого U_{pin} описывает локальную потенциальную яму глубиной α и эффективной шириной w . В данной работе глубина ямы дефекта α была фиксирована и равнялась 0.1 эВ, что, в условиях $T = 30$ К, обеспечивало устойчивый пиннинг вихрей на дефектах и не допускало срывов

$$U_{\text{pin}}(r_{ij}) = -\alpha \frac{\exp(-r_{ij}/2w)}{1 + r_{ij}/w}. \quad (2)$$

Образец имел вид пластины толщиной $\delta = 0.27$ нм, шириной $L_x = 5$ мкм и длиной $L_y = 3$ мкм. Вдоль оси y действовали периодические граничные условия, т. е. моделировалась длинная ВТСП-лента. Вдоль оси x границы жесткие, через них вихри проникали

в образец. Ток направлен вдоль оси y , внешнее магнитное поле $H = 0$. Магнитное поле тока H_I направлено вдоль оси z на левой границе образца и против z – на правой. Тогда в образец с противоположных краев проникают вихри разного знака, движутся к центру под действием силы Лоренца и аннигилируют друг с другом. Подсчет числа аннигиляций позволяет рассчитать транспортные потери Q , откуда получаем напряженность электрического поля E . Таким образом рассчитывается ВАХ, из которой по общепринятому критерию $E_c = 1$ мкВ/см определяется критическая плотность тока j_c . Также из ВАХ можно извлечь ее показатель степени n (в литературе часто называемый n -value) согласно эмпирическому закону $E = E_c(j/j_c)^n$. Для этого к рассчитанной ВАХ в диапазоне E ниже 5 мкВ/см (используемом в экспериментах [11]) подгоняется данная функция и определяются параметры j_c и n .

В данной работе рассчитывалось три типа образцов с разными концентрациями случайных дефектов: 403, 608 и 792 дефектов на образец, что соответствует двумерным концентрациям $2.7 \cdot 10^9$ см $^{-2}$, $4.1 \cdot 10^9$ см $^{-2}$ и $5.3 \cdot 10^9$ см $^{-2}$. В каждом образце дефекты имели вид потенциальных ям, описываемых выражением (2), однако радиус их действия был ограничен 20 нм (что составляет около 10 ξ для Bi-2212). При этом мы меняли параметр w в пределах от 0.01 ξ до 100 ξ . В результате ограничения радиуса действия дефекта потенциальная яма меняла форму. На рис. 1 приведены примеры таких ям для разных значений эффективной ширины w . С увеличением параметра w дефект из точечного постепенно превращается в прямоугольный, а с уменьшением – в дельта-функцию.

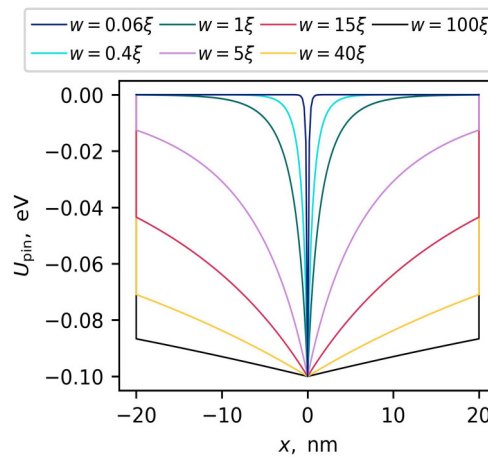


Рис. 1: Примеры потенциальных ям дефектов; w – эффективная ширина дефекта, описываемого выражением (2).

Результаты и их обсуждение. На рис. 2 приведены извлеченные из рассчитанных нами вольт-амперных характеристик зависимости критической плотности тока j_c от эффективной ширины дефекта w . Слева график приведен в линейном масштабе по оси w , а справа – в логарифмическом. Горизонтальная ось представлена в единицах ξ . Из рисунков видно, что характер роста j_c с увеличением w неодинаков на всем диапазоне значений, и его можно разделить на два ступенчатых участка. Первый участок соответствует значениям w до 1ξ . Сначала (до w порядка $0.3-0.4 \xi$) изменений в критическом токе с ростом w практически не наблюдается, однако затем виден подъем величины j_c , который продолжается примерно до $w = \xi$. В зависимости от концентрации дефектов в образце критический ток при этом увеличивается от 1.5 до 1.7 раз. Второй участок начинается с $w = \xi$, с почти горизонтальной зависимости, которая продолжается примерно до $w = 10 \xi$, после чего наблюдается второй скачок. Его амплитуда меняется в зависимости от концентрации дефектов в образце: для 403 дефектов (на рис. 2 обозначен синими кругами) скачок практически отсутствует (порядка нескольких процентов), а для 792 дефектов (красные квадраты) скачок имеет наибольшую амплитуду (около 2.1 раз). Во всех случаях после скачка снова наблюдается плато зависимости $j_c(w)$.

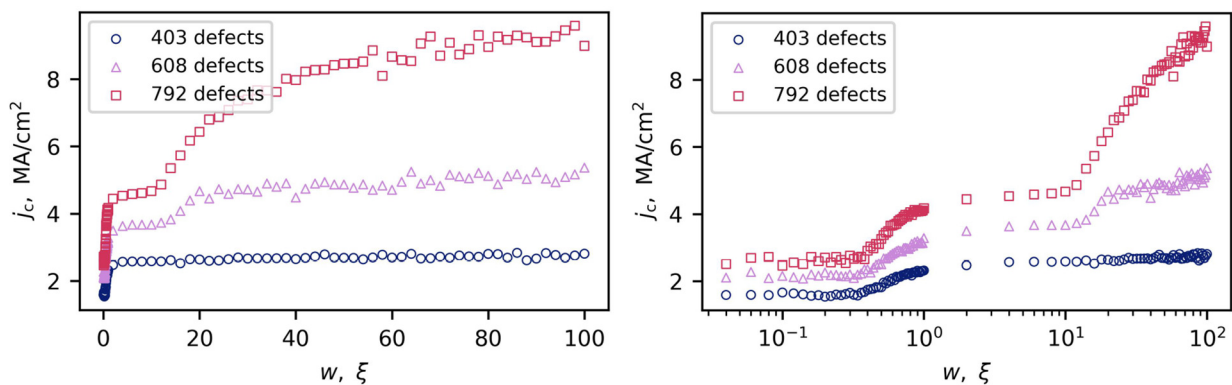


Рис. 2: Зависимости критической плотности тока от формы потенциальной ямы дефектов для образцов с разной концентрацией пиннинга. График представлен в двух масштабах по горизонтальной оси: линейном (слева) и логарифмическом (справа).

Не менее любопытные зависимости получены для n -value; они представлены на рис. 3. Аналогично предыдущему графику результаты приведены в двух масштабах по горизонтальной оси для удобства анализа. Первый участок зависимости (для $w < \xi$) коррелирует с предыдущим рисунком: примерно до $0.3-0.4 \xi$ существенных изменений n не наблюдается; при этом он имеет довольно малые значения – не выше 5–7. Далее,

примерно до $w = 1 \xi$ виден резкий рост n -value, амплитуда которого составляет от 15 до 20 в зависимости от концентрации дефектов. На следующем участке для значений w от 1 до 10ξ параметр n продолжает расти (в отличие от критического тока на предыдущем рисунке) и достигает максимума в 17–25 около $w = 6,7 \xi$. Затем n -value начинает падать, достигая минимума вблизи $w = 20 \xi$, и перестает меняться – как в зависимости от параметра w , так и от концентрации дефектов в образце. Поскольку для практических применений ВТСП высокое значение параметра n -value (обычно составляющее примерно 20–30 для промышленных лент YBCO) не менее важно, чем величина j_c , из полученных нами результатов можно сделать вывод, что оптимальной шириной дефекта является промежуток от 1 до 10ξ .

Для того чтобы понять причины подобного изменения транспортных характеристик ВТСП при изменении формы дефектов, обратимся к вихревым конфигурациям рассчитанных нами образцов. На рис. 4 слева приведены вольт-амперные характеристики образцов с 792 дефектами шириной 0.36ξ (сверху) и 1ξ (снизу), на обоих изображениях приведены извлеченные из них значения критической плотности тока и n -value. Справа представлены вихревые конфигурации соответствующих образцов, полученные в момент наступления критического тока и усредненные за время расчета этой точки на ВАХ. Коричневые круги обозначают дефекты (не в масштабе с размерами образца), синие и красные круги – вихри и антивихри. Густота закрашивания области на графике соответствует вероятности найти в ней (анти)вихрь: чем темнее цвет и меньше область закрашивания, тем более локализован был (анти)вихрь в ней в течение расчета. Приведенные конфигурации соответствуют крайним точкам первого скачка зависимости $j_c(w)$ на рис. 2. Видно, что с ростом w от 0.36 до 1ξ , критическая плотность тока изменилась с 2.9 до 4.3 MA/cm².

Обратимся к верхней вихревой конфигурации ($w = 0.36 \xi$). На рисунке видно, что вблизи границ образца справа и слева присутствует много закрепленных на дефектах вихрей, однако в центре почти все дефекты свободны. Отметим также, что на рисунке очень мало областей, в которых бы вихри находились в промежутках между дефектами, а там, где это наблюдается (напр., в нижней части образца между отметками -2 и -1 мкм по оси x), закрашены бледным цветом. Это означает, что в промежутках между дефектами вихри в течение расчета не задерживались. Заметны также бледные голубые и розовые точки в нижней центральной части образца – это “отголоски” траекторий вихрей, которые, двигаясь с краев пластины под действием силы Лоренца, беспрепятственно достигали центра образца, практически не замечали узких потенциальных ям

дефектов и быстро аннигилировали с antivихрями. В результате критическая плотность тока образца была снижена.

В случае дефектов шириной, равной длине когерентности (на рис. 4 снизу), ситуация меняется. Теперь в образце много закрепленных на дефектах вихрей, а слева и справа в промежутках между дефектами есть области, в которых вихри находились в большом количестве длительное время. В этот раз ширины потенциальной ямы дефекта оказывается достаточно для того, чтобы вихри могли на нем закрепиться или эффективно удерживаться в междефектных областях за счет отталкивания от других закрепленных на дефектах вихрей. Подобная картина вполне характерна для точечных дефектов, размер которых примерно совпадает с размером нормального кора вихря.

Рассмотрим теперь вихревые конфигурации образцов с 608 дефектами шириной 10 и 20 ξ (крайние точки второго скачка j_c средней кривой на рис. 2), приведенные на рис. 5. Конструкция рисунка аналогична предыдущему: слева приведены ВАХ образцов, а справа – вихревые картины, полученные в точках $j = j_c$. В этом случае с повышением эффективной ширины дефекта с 10 до 20 ξ (для $w = 20 \xi$, правая нижняя панель) области локализации вихрей в промежутках между дефектами уменьшились или исчезли, в то время как вихревые “пятна”, отвечающие локализации вихрей на дефектах, стали заметно шире. Последнее говорит о том, что вихри стали гораздо более подвижны на дефектах: у них появилась возможность смещаться относительно минимума потенциальной ямы на большие расстояния, чем в случае узких дефектов, без существенного повышения энергии вихря. В этом можно убедиться, если, например,

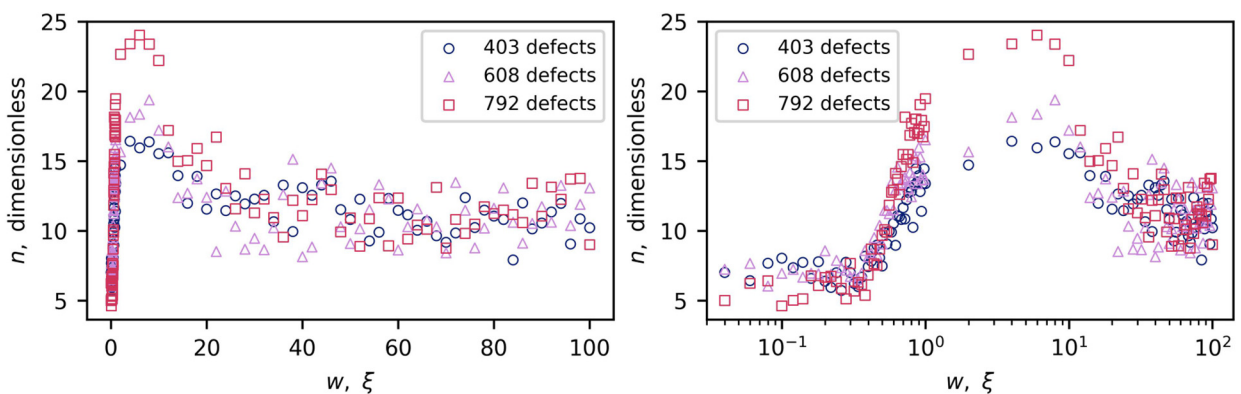


Рис. 3: Зависимости показателя степени ВАХ от формы потенциальной ямы дефектов для образцов с разной концентрацией пиннинга. График представлен в двух масштабах по горизонтальной оси: линейном (слева) и логарифмическом (справа).

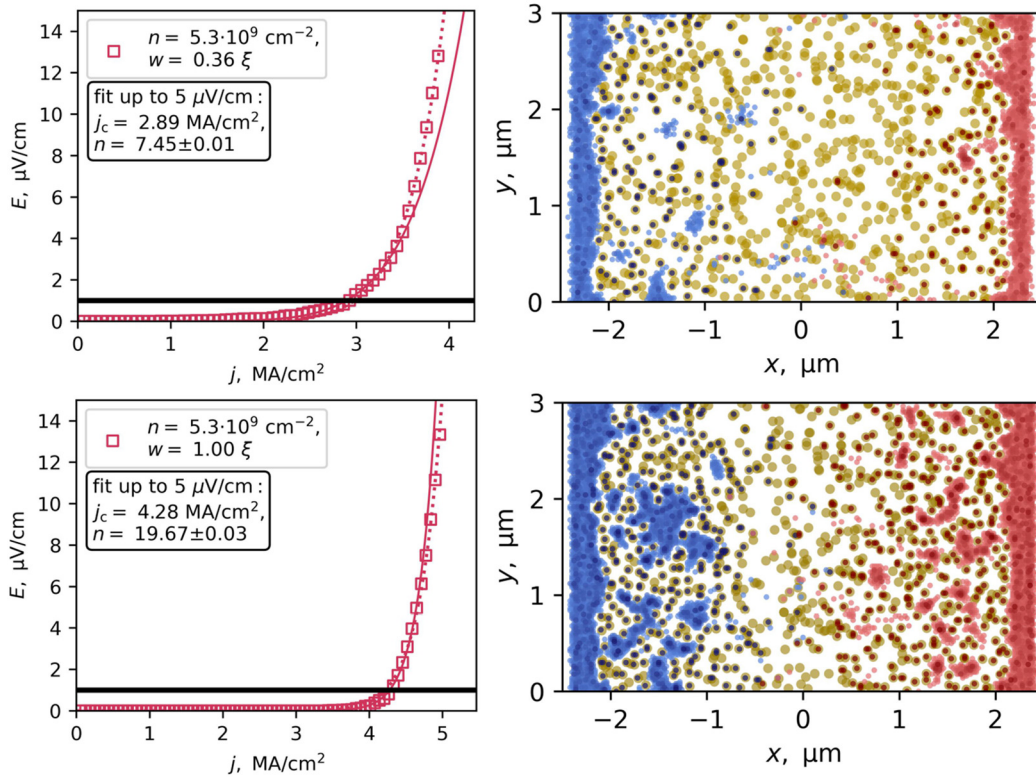


Рис. 4: ВАХ образцов с 792 дефектами малой ширины (слева) и усредненные вихревые конфигурации в момент наступления критического тока (справа). Синим и красным цветом обозначены вихри и антивихри, коричневым – дефекты.

сравнить потенциальные ямы дефектов с $w = 5 \xi$ и 15ξ на рис. 1. Большая подвижность вихрей на дефектах означает, что закрепленные вихри могут за счет своего “колебания” на центре пиннинга эффективно уменьшать размеры междефектной области, в результате чего свободным вихрям становится гораздо сложнее в нее проникнуть или выйти из нее. Таким образом, создается дополнительное ограничение для движения вихревой решетки, и эффективность пиннинга в образце растет, что приводит к росту критического тока. Кроме того, согласно рис. 1 для выбранной нами глубины потенциальной ямы дефекта в 0.1 эВ, при температуре 30 К и $w = 10 - 20 \xi$ для Bi-2212 энергия пиннинга вихря по модулю совпадает или превышает характерную энергию межвихревого взаимодействия $U_v \sim 0.027 \text{ эВ}$ – даже на краю ямы. Иными словами, вихрь устойчиво закреплен на дефекте, даже если сместится на его край. Этой же особенностью можно объяснить горизонтальный участок зависимости $j_c(w)$ в промежутке $w = 1 - 10 \xi$ на рис. 2. В этой области абсолютное значение энергии вихря на краю дефекта оказы-

вается меньше U_v , поэтому увеличение эффективной ширины дефекта не приводит к существенному изменению критического тока.

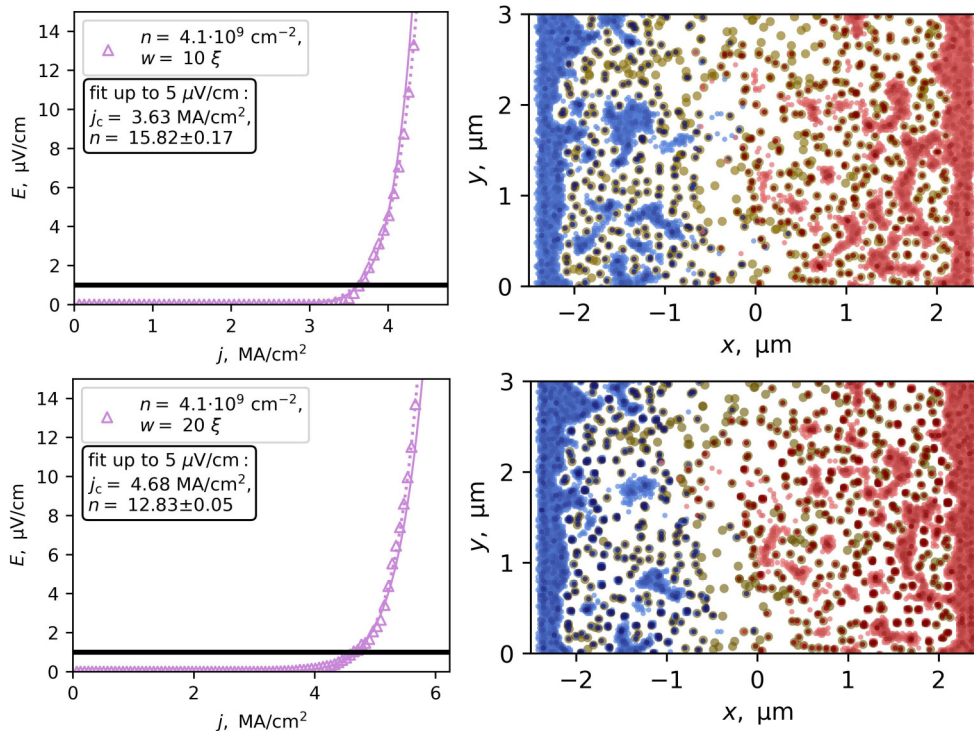


Рис. 5: ВАХ образцов с 608 дефектами средней ширины (слева) и усредненные вихревые конфигурации в момент наступления критического тока (справа).

С другой стороны, увеличение подвижности вихрей на дефектах приводит к тому, что для запертых вблизи границ или в междефектных областях вихрей единственной возможностью достичь центра образца остается “просачиваться” между колеблющимися на дефектах вихрями в момент времени, когда расстояние между ними увеличивается. Этот процесс происходит медленно, из-за чего энергетические потери в образце также будут накапливаться постепенно. Это означает, что переход образца в резистивное состояние будет происходить медленнее, и величина n -value будет падать. Таким образом можно объяснить падение параметра n на участке $w > 10 \xi$ на рис. 3.

Таким образом, форма потенциальной ямы дефекта играет существенную роль в формировании вольт-амперных характеристик и критического тока ВТСП и приводит к значительным изменениям в j_c и n . Продемонстрированные результаты коррелируют с результатами работ [6, 11]. В дальнейшем нами планируется исследование влияния формы и глубины потенциала пиннинга на транспортные свойства ВТСП во внешнем

магнитном поле при разных температурах. Мы ожидаем, что при изменении температуры будет происходить сдвиг скачков на зависимостях из рис. 2 и 3 в сторону меньших (с повышением T) или больших (с понижением T) значений параметра w , т. к. при этом будет меняться подвижность вихрей и характерные расстояния между ними. Во внешнем магнитном поле могут проявляться эффекты “бутылочного горлышка”, которые мы ранее наблюдали в системе с разупорядоченным пиннингом в работе [12].

Заключение. В настоящей работе методом Монте-Карло исследовано влияние формы дефектов на транспортные свойства высокотемпературного сверхпроводника со случайным пиннингом. Установлена зависимость критической плотности тока от эффективной ширины потенциальной ямы дефекта, характеризуемая чередующимися участками роста и насыщения. Для показателя степени вольт-амперных характеристик n -value аналогичная зависимость имеет немонотонный характер. Наблюдаемое поведение может быть объяснено возрастанием подвижности вихрей, закрепленных на дефектах с уширенной потенциальной ямой. Данный эффект обуславливает эффективное уменьшение междефектных расстояний, что приводит к повышению критического тока и снижению показателя степени n . Оптимальное компромиссное соотношение между высоким значением n и величиной критического тока реализуется при эффективной ширине дефектов в интервале от 1 до 10 длин когерентности сверхпроводника.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда, грант № 23-19-00394, <https://rscf.ru/project/23-19-00394/>

Л И Т Е Р А Т У Р А

- [1] L. Embon, Y. Anahory, A. Sufov, et al., Sci. Rep. **5**(1), 7598 (2015). DOI: 10.1038/srep07598.
- [2] A. U. Thomann, V. B. Geshkenbein, G. Blatter, Phys. Rev. B **96**(14), 144516 (2017). DOI: 10.1103/PhysRevB.96.144516.
- [3] C. S. Lee, B. Janko, I. Derenyi, A. L. Barabási, Nature **400** (6742), 337 (1999). DOI: 10.1038/22485.
- [4] Q. Lu, C. J. Olson Reichhardt, C. Reichhardt, Phys. Rev. B **75**(5), 054502 (2007). DOI: 10.1103/PhysRevB.75.054502.
- [5] B. Y. Zhu, F. Marchesoni, F. Nori, Phys. Rev. Lett. **92**(18), 180602 (2004). DOI: 10.1103/PhysRevLett.92.180602.

- [6] J. Sosnowski, M. Rabara, K. Demachi, K. Miya, *Supercond. Sci. Technol.* **13**(5), 558 (2000). DOI: 10.1088/0953-2048/13/5/326.
- [7] T. A. Rudnev, V. A. Kashurnikov, M. E. Gracheva, O. A. Nikitenko, *Physica C* **332**(1–4), 383 (2000). DOI: 10.1016/S0921-4534(99)00708-X.
- [8] A. Moroz, I. Rudnev, A. Stepanenko, et al., *J. Supercond. Nov. Magn.* **37**(2), 339 (2024). DOI: 10.1007/s10948-024-06693-x.
- [9] A. N. Maksimova, A. N. Moroz, I. A. Rudnev, et al., *Phys. Scr.* **99**(10), 105938 (2024). DOI: 10.1088/1402-4896/ad729e.
- [10] M. B. Gaifullin, Y. Matsuda, N. Chikumoto, et al., *Phys. Rev. Lett.* **84**, 2945 (2000). DOI: 10.1103/PhysRevLett.84.2945.
- [11] M. Breschi, A. Musso, P. L. Ribani, et al., *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **32**(4), 6600205 (2021). DOI: 10.1109/TASC.2021.3133827.

Поступила в редакцию 3 декабря 2025 г.

После доработки 5 декабря 2025 г.

Принята к публикации 29 декабря 2025 г.