

УДК 53.08:538.9

ВЛИЯНИЕ СТРУКТУРЫ ИОННЫХ ТРЕКОВ В УВСО НА СВЕРХПРОВОДЯЩИЕ СВОЙСТВА КОМПОЗИТНЫХ ПРОВОДОВ

© 2022 г. Е. И. Суворова^{а, *}, П. Н. Дегтяренко^б, А. В. Овчаров^с, А. Л. Васильев^{а, с}

^аИнститут кристаллографии им. А.В. Шубникова ФНИЦ “Кристаллография и фотоника” РАН, Москва, 119333 Россия

^бОбъединенный институт высоких температур РАН, Москва, 125412 Россия

^сНИЦ “Курчатовский институт”, Москва, 123182 Россия

*e-mail: suvorova@crys.ras.ru

Поступила в редакцию 14.05.2021 г.

После доработки 17.06.2021 г.

Принята к публикации 28.06.2021 г.

Представлены результаты исследования структуры радиационных дефектов – треков, созданных при облучении слоя $YBa_2Cu_3O_{6+\delta}$ толщиной 1 мкм в композитных лентах ионами Хе и Кг с энергией в интервале от 0.1 до 0.8 МэВ/нуклон. Показано, что облучение $YBa_2Cu_3O_{6+\delta}$ ионами разной энергии приводит к созданию непрерывных (самая высокая энергия ионов) и прерывистых ионных треков (созданы ионами с промежуточными значениями энергии) с аморфной структурой. Плотность материала внутри трека почти в два раза ниже, чем плотность необлученного кристалла $YBa_2Cu_3O_{6+\delta}$. Показано, что фрагменты прерывистых треков с формой, близкой к сферической, и диаметром порядка 5 нм наиболее эффективны для закрепления магнитных потоков и способствуют повышению плотности критического тока в магнитных полях с индукцией до 9 Тл в интервале температур от 4.2 до 77 К.

Ключевые слова: высокотемпературные сверхпроводники, критический ток, облучение, тяжелые энергетические ионы, радиационный дефект, трек, структура, просвечивающая электронная микроскопия, рентгеновская энергодисперсионная спектрометрия.

DOI: 10.31857/S1028096022020170

ВВЕДЕНИЕ

Фундаментальным свойством, которое делает сверхпроводники привлекательными для применения, является способность переносить ток без потерь. Отсутствие диссипации энергии обусловлено плотностями тока ниже критического значения J_c , что соответствует критическому току I_c для провода с определенным поперечным сечением. Одним из основных свойств, определяющих способность проводника с покрытием переносить ток, является закрепление магнитного потока [1]. Величина критического тока зависит от приложенного магнитного поля. При низких значениях индукции магнитного поля вихри находятся далеко друг от друга, что минимизирует их взаимодействия. В режиме “закрепления одного вихря” критический ток J_c не зависит от величины индукции магнитного поля. С ее увеличением вихревые взаимодействия увеличиваются, а J_c уменьшается. С повышением напряженности внешнего магнитного поля размеры каждого вихря и поток магнитного поля, который они проводят, не увеличиваются, но возрастает их количество и

уменьшается расстояние между ними. Для достижения высоких критических токов вихри должны быть закреплены в объеме сверхпроводников II рода на дефектах – центрах пиннинга – которые уменьшают энергию вихря. Чтобы получить максимальный ток J_c , необходимо создать оптимальные условия закрепления вихрей. Сила закрепления вихрей на дефектах зависит от их состава, размера и формы. Наиболее эффективными считаются дефекты, имеющие нанометровый размер, сравнимый с длиной когерентности.

Перечислим следующие типы дефектов, которые могут выступать в качестве центров закрепления: выделения вторичных фаз, двойниковые и межзеренные границы, дислокации, планарные, точечные примесные дефекты, дефекты, образованные при облучении заряженными частицами (треки).

Создание радиационных дефектов является наиболее контролируемым процессом по сравнению с легированием. Однако несмотря на преимущества (заданные размеры дефектов, однородное распределение по объему), до сих пор считается, что

облучение тяжелыми ионами представляет собой дорогостоящий и энергозатратный метод. Способам создания и исследованиям высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) с искусственными центрами пиннинга посвящены сотни работ, поэтому отметим здесь несколько обзоров на эту тему [2–4].

В настоящей работе мы изучаем, как дефекты, созданные при облучении тяжелыми ионами Kг и Хе с энергией меньше 1 МэВ/нуклон, влияют на транспортные свойства нанокompозитных проводников на основе $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+\delta}$ (YBCO).

МЕТОДЫ И МАТЕРИАЛЫ

Композитные ленты шириной 12 мм со слоистой структурой, представляющей собой последовательность 2 мкм Ag/1 мкм YBCO/200 нм буфер $\text{LaMnO}_3\text{--MgO--Y}_2\text{O}_3\text{--Al}_2\text{O}_3$ /100 мкм хастеллой (SuperPower®) облучали при комнатной температуре потоком ионов Kг и Хе порядка $2 \times 10^8 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ при комнатной температуре в циклотроне ИЦ-100 в лаборатории ядерных реакций ОИЯИ. Доза облучения составляла $(1\text{--}5) \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$, а энергия ионов Хе – 167, 77 и 46 МэВ, ионов Kг – 107, 45 и 23 МэВ. После прохождения 2 мкм покрывающей пленки Ag энергия ионов, падающих на поверхность следующего слоя YBCO, уменьшалась до значений 107, 34 и 17 МэВ для Хе, а для ионов Kг энергия составляла 62, 16 и 6 МэВ соответственно, что было рассчитано с использованием кода SRIM2013 [5]. В дальнейшем при обозначении энергии ионов будем использовать значения, вычисленные после прохождения ионами пленки Ag.

Измерения критической плотности тока в приложенном перпендикулярно плоской поверхности ленты (вдоль оси *c* YBCO) магнитном поле с индукцией в интервале 1–8 Тл и при различных температурах (4,2, 20, 35, 50, 65 и 77 К) были выполнены с использованием системы PPMS, Quantum Design Inc. Критическую плотность тока J_c определяли с помощью петель гистерезиса намагниченности с применением модифицированной модели Бина, учитывающей анизотропию критического тока в YBCO [6]. Температуру T_c перехода в сверхпроводящее состояние оценивали из температурной зависимости остаточного магнитного момента.

Структуру исходных и облученных образцов исследовали методами просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ) в тонких (менее 100 нм) образцах, вырезанных сфокусированным ионным пучком в микроскопе FEI Helios Nanolab 600i. ПЭМ, электронодифракционное исследование и химический микроанализ проводили в микроскопе FEI Tecnai Osiris с ускоряющим напряжением 200 кВ. Обработку и анализ ПЭМ-изображений с высоким разрешением (ВРЭМ) и

картин электронной дифракции осуществляли с помощью программы DigitalMicrograph (Gatan). Программу JEMS [7] использовали для интерпретации электронограмм и преобразований Фурье ВРЭМ-изображений. Химический микроанализ выполняли в режиме сканирующей просвечивающей электронной микроскопии (СПЭМ) методом рентгеновской энергодисперсионной спектроскопии, количественные данные получены с использованием программы ESPRIT (Bruker).

РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Высокоэнергетические ионы, проходя пленку сверхпроводника YBCO в композите, создают колончатые дефекты диаметром несколько нанометров – треки. Вычисления с помощью SRIM2013 показали, что ионы разной энергии проходили сквозь слой YBCO толщиной 1 мкм с передачей основной доли энергии электронам, т.е. интенсивность передачи энергии электронной системе, по крайней мере, на порядок (даже в случае ионов Kг с энергией 6 МэВ) превышала передачу энергии ядрам. Повышение температуры в локальных областях YBCO до температуры плавления приводит к образованию аморфных областей и является критерием образования трека и его видимости на ПЭМ-изображениях. Тормозная способность вещества характеризуется величиной удельных потерь энергии dE/dx падающих ионов. Показано, что пороговой энергией для создания аморфного дефекта в YBCO, видимого на ПЭМ-изображениях, была величина dE/dx в интервале 4.7–4.8 кэВ/нм [8].

Электронная микроскопия структуры треков в облученных образцах

В зависимости от энергии ионов трек может быть непрерывным или прерывистым. Непрерывные (или почти непрерывные) треки были получены в пленке YBCO только после прохождения ионов Хе с энергией 101 МэВ при пороге тормозной энергии ионов не менее 25 кэВ/нм. На рис. 1 показаны ПЭМ-изображения поперечного сечения и ВРЭМ в плоскости композитной ленты. Треки диаметром ≈ 5 нм имеют аморфную структуру. ВРЭМ-изображение и его фурье-преобразование получены вдоль направления [001] YBCO. Радиационные дефекты, имеющие форму, близкую к сферической, и расположенные вдоль траекторий ионов Хе, входящих в YBCO с энергией 17 МэВ, показаны на рис. 2а. Следует отметить, что сферические дефекты, создаваемые низкоэнергетическими ионами, могут быть выявлены только в тонких ПЭМ-образцах. Необходимо учитывать, что расстояния между треками находятся в интервале 10–100 нм, а средние расстояния составляют около 40 нм для образцов с

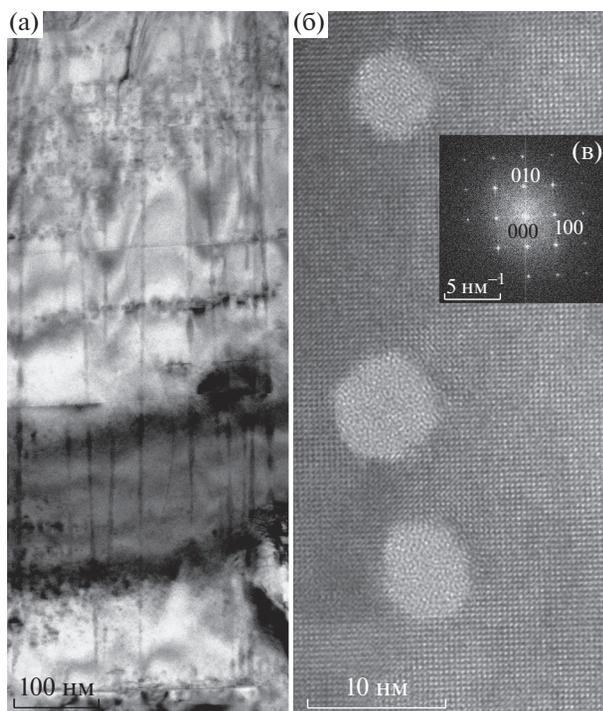


Рис. 1. Слой YBCO: а – поперечное сечение с почти непрерывными треками после облучения ионами Хе с энергией 101 МэВ; б – ВРЭМ-изображение в плоскости композитной ленты с треками с аморфной структурой; в – фурье-преобразование ВРЭМ-изображения вдоль направления [001].

дозой облучения $1 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и 20–25 нм при дозе облучения $5 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Поэтому для установления истинных размеров треков толщина образца – поперечного сечения при исследовании методом ПЭМ – не должна превышать 25 нм. Если образец имеет большую толщину, то изображения треков налагаются друг на друга. ВРЭМ-изображения со сформированным фазовым контрастом более пригодны для количественных оценок. Радиационные дефекты, являющиеся фрагментами прерывистых треков, показанные на ВРЭМ-изображении в плане (рис. 2б), имеют разупорядоченную (аморфную) структуру. Однако дефекты слева в центре и внизу демонстрируют атомные плоскости, которые принадлежат матричному кристаллу YBCO и располагаются внизу и/или сверху фрагмента прерывистого трека иона. Дефект утоплен внутри матричного кристалла, а присутствие атомных плоскостей на ВРЭМ-изображении не свидетельствует о рекристаллизации. В [9] сделано предположение, что подобные дефекты могут быть либо пустотами, заполненными газом, либо разупорядоченными областями с более низкой, чем матричный кристалл, плотностью. Чтобы это подтвердить, было проведено моделирование ВРЭМ-изображений с заданными электрооптическими параметрами и извест-

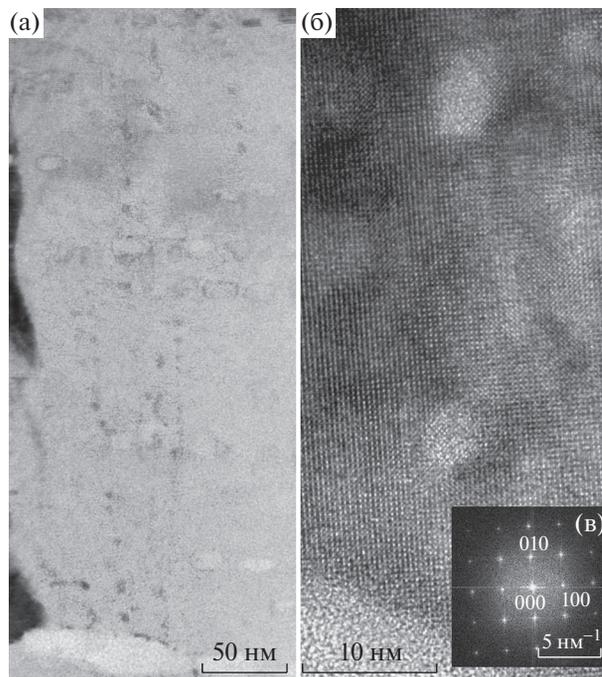


Рис. 2. Слой YBCO: а – поперечное сечение с прерывистыми треками после облучения ионами Хе с энергией 17 МэВ; б – ВРЭМ-изображение в плоскости композитной ленты с треками с аморфной структурой (видны атомные плоскости, принадлежащие матричному кристаллу YBCO и ограничивающие дефект сверху и/или снизу); в – Фурье-преобразование ВРЭМ-изображения вдоль направления [001].

ными свойствами образца (толщиной, ориентацией относительно пучка, наклоном). Сравнение моделированных изображений необлученного кристалла и радиационного дефекта с атомными плоскостями показало значительное уменьшение толщины образца в области дефекта, что может являться результатом уменьшения плотности.

С помощью рентгеновской энергодисперсионной спектроскопии было установлено, что плотность материала внутри трека понижена примерно в два раза. СПЭМ-изображение радиационных дефектов и распределения химических элементов Y, Ba, Cu, O и примеси Sm вдоль указанных направлений сканирования 1 и 2 представлены на рис. 3. Для проведения количественного анализа сравнивали интенсивность характеристических пиков от дефектных областей и неповрежденного кристалла. Количество всех элементов в треках ниже, чем в матрице. Отмечено, что концентрация Y уменьшается в меньшей степени, чем Ba и Cu. Понижение интенсивности, скорректированной на существующий фон в спектрах, прямо связано с уменьшением плотности материала внутри дефекта, которая оценивается примерно, как 3.6 г/см^3 , плотность необлученного материала YBCO составляет 6.3 г/см^3 .

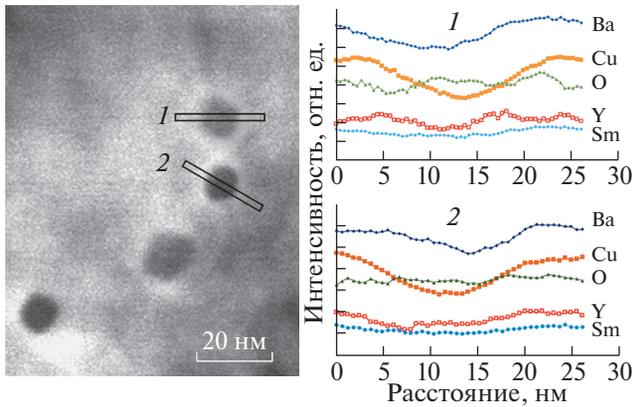


Рис. 3. Темнопольное СПЭМ-изображение с радиационными дефектами и распределение элементов Y, Ba, Cu, O и Sm вдоль направлений сканирования 1 и 2 через дефектные области.

Оценку плотности проводили внутри треков, занимающих всю толщину образца.

Измерения силы пиннинга и критического тока в магнитном поле

Для повышения плотности критического тока в YBCO необходимо было выбрать оптимальную дозу облучения материала. Слишком большие дозы, превышающие 10^{12} см^{-2} , приводят к объединению радиационных дефектов, потере сверхпроводящего объема и, соответственно, к деградации транспортных свойств и понижению температуры T_c перехода в сверхпроводящее состояние (рис. 4). В экспериментах использовали дозы в интервале $(1-5) \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$.

Общепринято считать лучшими центрами закрепления магнитных линий такие дефекты, которые обеспечивают наибольший потенциал пиннинга U_{rip} . В случае ионных треков в ВТСП наибольшим потенциалом должны обладать длинные, проходящие через всю пленку YBCO цилиндрические дефекты, причем потенциал такого дефекта также растет с увеличением его диаметра [10–12].

Основная формула, выражающая потенциал пиннинга модельного цилиндрического дефекта U_0 через его радиус r_0 , имеет вид:

$$U_0 \approx \frac{1}{2} \epsilon_0 \ln \left[1 + \frac{r_0}{(\sqrt{2} \xi_{ab})^2} \right],$$

где $\epsilon_0 = (\phi_0/4\pi\lambda_{ab})^2$, $\lambda_{ab} \approx 150 \text{ нм}$ – длина проникновения в YBCO в плоскости ab , $\xi_{ab} \approx 2 \text{ нм}$ – длина когерентности YBCO в плоскости ab , $\phi_0 = \hbar c/2e$ – единичный квантовый поток (флюксонид). Величина критического тока будет пропорциональна силе пиннинга:

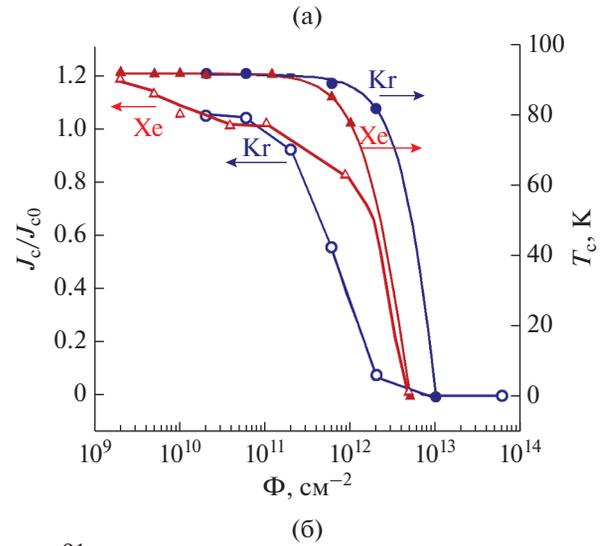


Рис. 4. Зависимость отношения плотности критического тока J_c тока образцов, облученных ионами Kr (62 МэВ) и Xe (101 МэВ), к J_{c0} в исходных образцах от дозы облучения Φ (а). Падение температуры перехода с увеличением энергии ионов Xe (доза $\approx 10^{11} \text{ см}^{-2}$) (б).

$$J_c(0) \approx \frac{cU_0}{\phi_0 \xi_{ab}} \quad (T = 0).$$

Формула значительно усложняется, если учитываются температурные флуктуации при ненулевой температуре, взаимодействия магнитных потоков, находящихся на разных расстояниях друг от друга и закрепленных на разных дефектах. Однако, как утверждается в [13, 14], использование дефектов-треков большого диаметра, в пределе стремящегося к размеру всей ВТСП-области, для достижения высокого критического тока J_c приводит к нулевому току. Центр пиннинга большого размера закрепляет только один флюксонид, что становится бесполезным при приложенных высоких магнитных полях, когда необходимо заменить самый сильный потенциал пиннинга на большое количество центров. Поэтому применение такой формулы оправданно, если размер дефекта сравним с длиной когерентности. Таким образом, ионные треки, имеющие диаметр порядка 5 нм, являются подходящими центрами пиннинга.

Далее встает вопрос о том, какова должна быть длина этих треков. Теоретический анализ и моделирование в основном рассматривали эту проблему через учет взаимодействия магнитных потоков при закреплении на дефектах разной природы и конфигурации [15, 16]. С одной стороны, основной задачей настоящей работы было получение надежных экспериментальных данных, которые могли бы подтвердить положения о том, что многочисленные маленькие центры пиннинга могут быть более эффективными по сравнению с треками большой длины и проходящими через весь слой YBCO в композитной ленте. С другой стороны, снижение затрат при облучении высокоэнергетическими ионами с возможностью повышения производительности повышает шансы на коммерческий успех. Такой потенциал может быть реализован, если используются ионы более низкой энергии, а облучение будет включено в технологическую цепочку до покрытия ВТСП слоев защитными пленками серебра и меди при производстве сверхпроводящих кабелей.

На рис. 5 показано изменение критической плотности тока J_c и силы пиннинга F_p при температурах 4.2, 20, 35, 50, 65 и 77 К в зависимости от индукции магнитного поля B для образцов, облученных ионами Хе с энергией 17, 34 и 101 МэВ. Как и ожидалось, наибольшие значения J_c получены при самой низкой температуре 4.2 К для всех образцов и приложенных магнитных полей с индукцией до 9 Тл.

Наибольшие значения F_p и J_c выявлены для YBCO, облученного ионами Хе с энергией 17 МэВ (≈ 0.13 МэВ/нуклон). По сравнению с исходным образцом F_p и J_c в облученном YBCO увеличиваются почти в два раза в поле с индукцией 8 Тл при всех температурах (рис. 5б, 5е). Примерно 27%-ное увеличение силы пиннинга в образце, облученном ионами Хе с энергией 101 МэВ, в поле с индукцией 8 Тл при температуре жидкого гелия приводит к такому же росту плотности критического тока (рис. 5г, 5з). Температурные флуктуации снижают эффект от создания почти непрерывных треков до 5% при 77 К. Такое же увеличение критического тока и силы пиннинга наблюдалось в YBCO после облучения ионами Кг с энергией 62 МэВ (0.75 МэВ/нуклон) при температуре 77 К в отсутствие приложенного магнитного поля.

Несколько неожиданные результаты были получены для YBCO, облученного ионами Хе с энергией 34 МэВ. Несмотря на некоторое увеличение F_p при всех температурах измерения и во всех магнитных полях, J_c не только не увеличи-

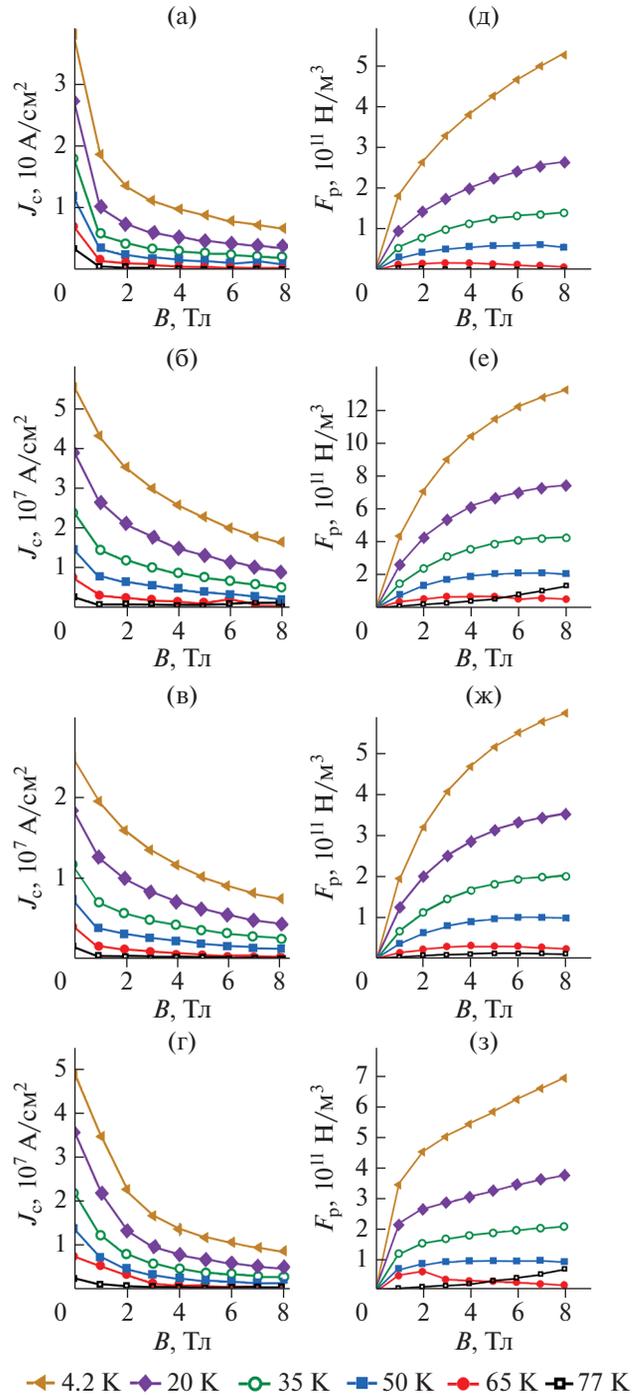


Рис. 5. Зависимость плотности критического тока J_c (а–г) и силы пиннинга (д–з) от индукции магнитного поля B при температурах 4.2, 20, 35, 50, 65 и 77 К для исходного образца (а, д) и образцов, облученных ионами Хе с энергией 17 (б, е), 34 (в, ж) и 101 МэВ (г, з).

лась, на даже несколько уменьшилась (рис. 5в, 5ж). В этом случае центрами пиннинга служили эллипсоидальные фрагменты длиной до 20 нм, в то время как прерывистые треки, созданные ионами Хе с энергией 17 МэВ, включали в себя

ряды многочисленных, почти сферических фрагментов диаметром 5 нм. Таким образом, потенциал пиннинга, пропорциональный размерам дефектов, не обязательно приводит к самому высокому току, что подтверждает положения, выдвинутые в [13, 14]. Флюксоиды могут быть эффективно закреплены на фрагментах прерывистых треков. В конечном счете это наблюдение говорит о том, что нет необходимости использовать ионы высокой энергии для получения повышенной критической плотности тока в умеренных магнитных полях. По оценкам, объем несверхпроводящего материала в YBCO после облучения ионами не превосходит 4% от всего объема [17].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Методами ПЭМ исследована структура радиационных дефектов – треков, созданных при облучении ионами Хе и Кг с энергией в интервале от 0.1 до 0.8 МэВ/нуклон. Показано, что пороговой энергией для создания аморфного дефекта в YBCO, видимого на ПЭМ-изображениях, является $dE/dx \approx 4.7\text{--}4.8$ кэВ/нм. Это значение тормозной энергии минимально для образования прерывистых треков, визуализируемых в микроскопе. Непрерывные (или почти непрерывные) треки в YBCO выявлены после облучения ионами Хе с номинальной энергией ≈ 101 МэВ и $dE/dx \approx 25$ кэВ/нм.

В результате измерений плотности критического тока J_c и силы пиннинга F_p наибольшие значения выявлены для YBCO, облученного ионами Хе с энергией 17 МэВ (0.13 МэВ/нуклон). По сравнению с исходным образцом F_p и J_c в облученном YBCO они увеличиваются почти в два раза в поле с индукцией 8 Тл при всех температурах (4.2–77 К). Центрами пиннинга в этом случае служат многочисленные, почти сферические фрагменты диаметром порядка 5 нм, составляющие прерывистые треки в YBCO.

БЛАГОДАРНОСТИ

Работа была поддержана Министерством науки и высшего образования Российской Федерации.

Авторы благодарят Скуратова В.А. и сотрудников лаборатории ядерных реакций за приготовление облученных образцов и Троицкого А.В. за проведение измерений критического тока в зависимости от дозы облучения.

Конфликт интересов: авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Brandt E.H.* // Rep. Progress Phys. 1995. V. 58. P. 1465. <https://doi.org/10.1088/0034-4885/58/11/003>
2. *Foltyn S.R., Civale L., MacManus-Driscoll J.L., Jia Q.X., Maiorov B., Wang H., Maley M.* // Nature Mater. V. 2007. V. 6. P. 631. <https://doi.org/10.1038/nmat1989>
3. *Miura M., Maiorov B., Baily S.A., Haberkorn N., Willis J.O., Marken K., Izumi T., Shiohara Y., Civale L.* // Phys. Rev. B. 2011. V. 83. P. 184519. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.83.184519>
4. *Obradors X., Puig T., Palau A., Pomar A., Sandiumenge F., Mele P., Matsumoto K.* // Nanostructured Superconductors with Efficient Vortex Pinning / Ed. Andrews D.L. et al. Elsevier: Academic Press, 2011. P. 303. <https://doi.org/10.1016/B978-0-12-374396-1.00112-4>
5. *Ziegler J.F., Biersack J.P.* SRIM. 2013. <http://www.srim.org/SRIM/SRIMLEGL.htm>
6. *Gyorgy E.M., van Dover R.B., Jackson, K.A., Schneemeyer L.F., Waszczak J.V.* // Appl. Phys. Lett. 1989. V. 55. P. 283. <https://doi.org/10.1063/1.102387>
7. *Stadelmann P.* JEMS: Java Electron Microscopy. 2021. <https://www.jems-swiss.ch/>
8. *Suvorova E.I., Uvarov O.V., Ovcharov A.V., Karateev I.A., Vasiliev A.L., Skuratov V.A., Buffat P.A.* // Phil. Mag. 2018. V. 98. P. 3127. <https://doi.org/10.1080/14786435.2018.1521013>
9. *Suvorova E.I., Cantoni M., Buffat P.A., Didyk A. Yu., Antonova L.Kh., Troitskii A.V., Mikhailova G.N.* // Acta Mater. 2014. V. 75. P. 71. <https://doi.org/10.1016/j.actamat.2014.04.042>
10. *Nelson D.R., Vinokur V.M.* // Phys. Rev. B. 1993. V. 48. P. 13060. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.48.13060>
11. *Hébert S., Hardy V., Hervieu M., Villard G., Simon Ch., Provost J.* // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B. 1998. V. 146. P. 545. [https://doi.org/10.1016/S0168-583X\(98\)00493-5](https://doi.org/10.1016/S0168-583X(98)00493-5)
12. *Fuchs G., Studer F., Balanzat B., Groult D., Toulemonde M., Jousset J.* // Europhys. Lett. 1987. V. 3. P. 321. <https://doi.org/10.1209/0295-5075/3/3/012>
13. *Weinstein R., Gandini A., Sawh R.-P., Parks D., Mayes B.* // Physica C. 2003. V. 387. P. 391. [https://doi.org/10.1016/S0921-4534\(02\)02361-4](https://doi.org/10.1016/S0921-4534(02)02361-4)
14. *Weinstein R., Sawh R.-P., Parks D., Mayes B.* // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B. 2012. V. 272. P. 284. <https://doi.org/10.1016/j.nimb.2011.01.084>
15. *Ларкин А.И., Овчинников Ю.Н.* // ЖЭТФ. 1971. Т. 61. С. 1221.
16. *Matsumoto K., Mele P.* // Supercond. Sci. Technol. 2010. V. 23. P. 014001. <https://doi.org/10.1088/0953-2048/23/1/014001>
17. *Suvorova E.I., Degtyarenko P.N., Karateev I.A., Ovcharov A.V., Vasiliev A.L., Skuratov V.A., Buffat P.A.* // Appl. Phys. 2019. V. 126. P. 145106. <https://doi.org/10.1063/1.5120894>

Influence of the Structure of Ion Tracks in YBCO on the Superconducting Properties of Composite Wires

E. I. Suvorova^{1, *}, P. N. Degtyarenko², A. V. Ovcharov³, and A. L. Vasiliev^{1, 3}

¹*Shubnikov Institute of Crystallography, FSRC "Crystallography and Photonics" RAS, Moscow, 119333 Russia*

²*Joint Institute for High Temperatures of Russian Academy of Sciences, Moscow, 125412 Russia*

³*National Research Center "Kurchatov Institute", Moscow, 123182 Russia*

**e-mail: suvorova@crys.ras.ru*

The structure of radiation defects – tracks created by irradiating a 1 μm thick YBa₂Cu₃O_{6+δ} layer in composite tapes with Xe and Kr ions with energies in the range 0.1–0.8 MeV/nucleon – is investigated. It is shown that the irradiation of YBa₂Cu₃O_{6+δ} with ions of different energies leads to the creation of continuous (highest ion energies) and discontinuous ion tracks (created by ions with intermediate energies) with an amorphous structure. The density of the material inside the track is almost two times lower than the density of the unirradiated YBa₂Cu₃O_{6+δ} crystal. It is shown that fragments of discontinuous tracks with almost spherical shape and diameter of about 5 nm are most effective for fixing magnetic fluxes and contribute to an increase in the critical current density in magnetic fields with an induction up to 9 T in the temperature range 4.2–77 K.

Keywords: high-temperature superconductors, critical current, irradiation, heavy high energy ions, radiation defect, track, structure, transmission electron microscopy, X-ray energy dispersion spectrometry.