

02,05,13,12

Увеличение критического тока сверхпроводящих композитов при имплантации ионов железа

© И.А. Руднев^{1,2}, А.И. Подливаев^{1,3}, Д.А. Абин¹, С.В. Покровский^{1,2}, А.С. Стариковский¹, Р.Г. Батулин², П.А. Федин⁴, К.Е. Прянишников^{1,4}, Т.В. Кулевой⁴

¹ Национальный исследовательский ядерный университет „МИФИ“, Москва, Россия

² Казанский (Приволжский) федеральный университет, Казань, Россия

³ Научно-исследовательский институт проблем развития научно-образовательного потенциала молодежи, Москва, Россия

⁴ Национальный исследовательский центр „Курчатовский институт“, Москва, Россия

E-mail: IARudnev@mephi.ru

Поступила в Редакцию 30 ноября 2022 г.

В окончательной редакции 30 ноября 2022 г.

Принята к публикации 6 декабря 2022 г.

Представлены результаты исследования влияния ионного облучения (ионы Fe^{2+} $E = 5.6 \text{ MeV}$) в режимах создания радиационных дефектов и имплантации на критический ток высокотемпературных сверхпроводящих (ВТСП) композитов. Проведен анализ как интегрального критического тока, полученного из измерений суммарной намагниченности образцов, так и локального критического тока, определенного из данных сканирующей холловской магнитометрии. Показано, что при одинаковом флюэнсе ионов $\Phi = 2 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ повышение критического тока J_c наблюдается в режиме имплантации ионов, в то время как в режиме радиационных дефектов наблюдается небольшое падение J_c . Данное обстоятельство указывает на усиление пиннинга за счет дополнительного магнитного взаимодействия вихрей Абрикосова с магнитными ионами, имплантированными в ВТСП слой.

Ключевые слова: высокотемпературный сверхпроводник, облучение, радиационные дефекты, критический ток, намагниченность.

DOI: 10.21883/FIT.2023.03.54735.540

1. Введение

Современные ВТСП-композиты второго поколения, представляющие собой тонкий $\sim 1\text{--}2 \mu\text{m}$ слой ВТСП, нанесенный с использованием набора промежуточных буферных слоев на металлическую подложку [1], находят все большее применение в различных электротехнических и электроэнергетических устройствах. Так, ВТСП-композиты обладают высокими значениями плотности критического тока в сильных магнитных полях, что делает их перспективным материалом для использования в сверхпроводящих магнитных установках класса МЕГА-сайнс (большой адронный коллайдер БАК, ускоритель НИКА, проект ИТЭР и др.). Также ВТСП-композиты используются в других приложениях, которые требуют высоких значений плотности критического тока J_c , например, в бесконтактных подшипниках на основе комбинации постоянных магнитов и сверхпроводящих магнитных систем, что позволяет избежать трибологических проблем при криогенных температурах [2,3]. Так, в работах [4–7] была показана возможность эффективной замены постоянных магнитов стопкой ВТСП-лент, намагничивание которых возможно кратковременным воздействием внешнего магнитного

поля, после чего остаточная намагниченность в стопках сохраняется длительный промежуток времени. В работе [8] показана возможность создания масштабируемого подшипника с использованием ВТСП-лент.

Несмотря на значительные успехи в создании ВТСП-композитов с высоким значением и высокой однородностью критического тока по длине единого куска [9], в различных лабораториях не прекращаются исследования, направленные на поиск возможностей дальнейшего повышения критического тока. Одним из таких способов является введение в сверхпроводящую матрицу нановключений несверхпроводящей фазы, которые при определенных условиях выполняют роль дополнительных искусственных центров пиннинга и приводят к повышению критического тока. Наночастицы должны отвечать двум основным критериям: во-первых, они не должны существенно уменьшать критическую температуру T_c , во-вторых, их характерный размер должен быть сопоставим с длиной когерентности. Чаще всего в этом качестве используются оксиды четырехвалентных металлов $M = \text{Zr}, \text{Hf}, \text{Ce}, \text{Ti}$ и Sn . Они образуют островки фаз перовскита BaMO_3 в матрице ReBCO [10,11] (Re — атомы редкоземельных элементов). Наиболее распространено использование станатов и цирконатов

бария. В частности, в работах [12,13] было показано, что наночастицы BaZrO_3 имеют высокие перспективы как кандидаты в инертные центры пиннинга. Исследования по созданию искусственных центров пиннинга на основе нанодобавок проводились для ВТСП-пленок, полученных различными методами: импульсного лазерного напыления [14,15,16], металлоорганического осаждения жидких прекурсоров [17,18], осаждения металлоорганических соединений из газообразной фазы [10,11,19–23]. Наряду с монокристаллами, рассматривался способ создания структур с комбинацией точечных и колончатых дефектов [24]. Хорошо известной комбинацией этих искусственных центров пиннинга являются BaZrO_3 и Y_2O_3 [25,26], а также BaSnO_3 [27].

В результате исследований было показано, что включения BaZrO_3 в тонких пленках ВТСП собираются в коррелированные структуры в виде столбчатых дефектов, которые особенно хорошо работают как центры пиннинга в перпендикулярном магнитном поле [15,19–21]. Аналогичные работы были проделаны для BaSnO_3 . Показан рост критического тока в перпендикулярном поле, однако наблюдается его падение при поле, параллельном плоскости ленты [11,27]. В работах [20,21] подробно изучено влияние концентрации нановключений BaZrO_3 на магнитные и электрические транспортные свойства ВТСП-лент второго поколения, полученных МOCVD методом. Было показано, что оптимальное содержание BaZrO_3 составляет около 5% mol. Так, в работе [17] была предложена методика увеличения критического тока в ВТСП-лентах с нановключениями BaZrO_3 путем выдерживания образца при промежуточных температурах во время процесса кристаллизации методом MOD. Искусственные центры пиннинга на основе BaZrO_3 оказывают наибольшее влияние на свойства ВТСП при низких температурах и сильных магнитных полях [28]. Тем не менее, усиление эффекта пиннинга в ВТСП с добавкой BaZrO_3 заметно и при более высоких температурах [29]. Также известны работы по увеличению критического тока путем создания дефектов с помощью ультракороткого лазерного воздействия [30].

Альтернативным методом создания искусственных центров пиннинга являются радиационные воздействия. На практике используется облучение нейтронами [31–38], протонами [39], электронами [40], γ -квантами [41] и тяжелыми ионами [42]. Помимо возможности создания дополнительных центров пиннинга при малых концентрациях дефектов, радиационное воздействие привлекательно тем, что, используя ионное облучение с энергиями порядка 1–10 MeV, можно создать концентрации дефектов, существенно изменяющие критический ток и критическую температуру вплоть до полной потери сверхпроводимости. Так, в недавней работе [43] нами было продемонстрировано радикальное падение критической температуры и критического тока при облучении ВТСП-композитов ионами Cu с энергией $E = 6.3 \text{ MeV}$.

Однако радиационное воздействие не всегда оказывает деструктивное влияние на сверхпроводящие характеристики. Исследование воздействия облучения тяжелыми ионами инертных газов [44,45] показывают некоторый рост критического тока при низких флюенсах с последующим монотонным снижением вплоть до полного исчезновения сверхпроводящих свойств уже при флюенсе $\sim 10^{13} \text{ cm}^{-2}$. Как показывают исследования, радиационная стойкость ВТСП-лент по отношению к облучению $^{132}\text{Xe}^{27+}$ (167 MeV), $^{132}\text{Xe}^{27+}$ (80 MeV) и $^{84}\text{Kr}^{17+}$ (107 MeV) составляет $1 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$, $3.5 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ и $1 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ соответственно [46]. Также были проведены исследования с применением ионов кислорода [47–49], циркония [50], свинца [51]. Было показано, что при воздействии пучком ионов кислорода, в полях порядка 5 Т достигается повышение критического тока в 2 раза.

Однако, любой тип облучения создает в сверхпроводящем материале немагнитные дефекты. Вместе с тем, как теоретически, так и экспериментально было показано, что магнитные дефекты могут усиливать пиннинг за счет дополнительного электромагнитного взаимодействия вихрей Абрикосова с магнитным моментом дефекта [52–57].

В настоящей работе экспериментально изучается возможность радиационного создания неоднородного профиля плотности критического сверхпроводящего тока в ВТСП-ленте. Интерес к этой тематике обусловлен в первую очередь возможностью посредством облучения создавать как в отдельной ленте, так и в стопке ВТСП-лент несверхпроводящие области, которые могут стать центрами пиннинга вихрей Абрикосова и, как следствие, привести к повышению величины критического транспортного тока ленты. Преимущество радиационного воздействия на стопки ВТСП-лент обусловлено а) отсутствием образования трещин в хрупком слое керамического сверхпроводника, б) отсутствием повреждения защитного слоя ленты и, в) возможностью формирования в желаемой области коррелированного изменения сверхпроводящих характеристик всех ВТСП-лент, образующих стопку.

В первой части настоящей работы исследовано воздействие однородного облучения ВТСП-ленты ионами железа на критический ток и критическую температуру сверхпроводника. Исследование будет проводиться магнитометрическими методами позволяющими определить полную намагниченность образца при различных дозах облучения и в широком интервале температур. Приводятся впервые полученные результаты влияния имплантированных ионов Fe^{2+} , обладающих магнитным моментом, на критический ток ВТСП-композитов. Мы покажем, что имплантированные ионы железа увеличивают критический ток ВТСП-композитов, в то время как радиационные дефекты в аналогичном флюенсе не приводят к заметному росту величины J_c . Это обстоятельство указывает на появление дополнительного пиннинга за счет магнитной природы ионов.

Во второй части работы пространственное распределение плотности сверхпроводящих токов будет проводиться методами сканирующей холловской магнетрии при температуре жидкого азота для различного характера неоднородного облучения.

2. Эксперимент

2.1. Образцы для облучения

В качестве образцов использованы ленточные ВТСП-композиты второго поколения, промышленно выпускаемые компанией С-Инновации. Композиты представляют собой тонкий (порядка $1-2\ \mu\text{m}$) слой ВТСП $\text{GdBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$, нанесенный на гибкую подложку из сплава Hastelloy C-276, толщиной $60\ \mu\text{m}$ с использованием нескольких буферных слоев. Как правило, ВТСП закрывается слоем серебра и весь композит покрывается медью. Критическая температура образцов ВТСП-лент составляет $T_c \sim 90\ \text{K}$, критический ток — $I_c \sim 150\ \text{A}$ при ширине ленты $4\ \text{mm}$. В наших исследованиях использованы ленты как без серебряного покрытия, так и ленты с покрытием серебром толщиной $1.5\ \mu\text{m}$. Параметры этих лент близки к соответствующим характеристикам лент, которые изучались в работах [58,59]. Омеднение облучаемой области композита во всех случаях удалялось.

2.2. Расчет режимов дефектообразования

Вследствие высокой стоимости единицы времени работы ускорителя режимы радиационных воздействий были предварительно рассчитаны с помощью комплекса программ SRIM (Stopping and Range of Ions in Matter [60]). Облучение ВТСП-композитов предполагалось проводить ионами Fe^{2+} с энергией $E = 5.6\ \text{MeV}$. Результаты расчетов радиационного повреждения облучаемой области для образца с толщиной серебряного слоя $1.5\ \mu\text{m}$ и без покрытия серебром приведены на рис. 1.

Из рис. 1 видно, что в случае наличия серебряного покрытия имеется имплантация ионов железа в ВТСП-слой, в то время как отсутствие покрытия из серебра приводит к имплантации ионов железа в подложку, создавая в слое ВТСП лишь радиационные дефекты.

Детальное экспериментальное определение концентрации радиационных дефектов в вертикальном направлении требует специальных трудоемких методов [59] и не является предметом настоящей работы. В данной работе мы только отмечаем наличие имплантированных ионов и радиационных вакансий в сверхпроводящем слое при выбранном типе облучения, а также определяем изменение характеристик сверхпроводника под действием этих дефектов.

2.3. Ионное облучение

Облучение ВТСП-композитов ионами Fe^{2+} с энергией $E = 5.6\ \text{MeV}$ ($101\ \text{keV}$ на нуклон) было проведено на ускорителе ТИПр-1 в Институте теоретической и экспериментальной физики НИЦ „Курчатовский институт“. Импульсный ток пучка ионов Fe^{2+} на площади образца в этом режиме облучения составляет $20\ \mu\text{A}$ с плотностью тока $12\ \mu\text{A}/\text{cm}^2$. Средняя скорость набора флюенса равна $3.2 \cdot 10^{13}\ \text{ions}/\text{cm}^2$ за один час. Одновременно облучалось несколько образцов. Часть образцов имела открытый ВТСП-слой, что позволяло ионам беспрепятственно воздействовать на структуру ВТСП, создавая радиационные дефекты (рис. 2). Другие образцы имели ВТСП-слой, покрытый серебром толщиной $1.5\ \mu\text{m}$ (толщина слоя серебра проверялась на атомно-силовом микроскопе NTEGRA). В предыдущем разделе было показано, что использование слоя серебра как замедлителя ионов приводило к имплантации ионов Fe в ВТСП-слой.

Одна из проблем при данном формате проведения облучения заключается в необходимости контроля фронтальной однородности радиационного повреждения облучаемой области. Методика соответствующего контроля представлена ниже в разделе 3.2.

2.4. Измерение намагниченности и расчет критического тока

Измерение исходных (до облучения) образцов ВТСП-лент и образцов ВТСП лент, подвергнутых радиационному воздействию, проводилось на установке PPMS-9. Для измерений образцы вырезались в виде круга диаметром $3\ \text{mm}$. Качество реза проверялось с помощью магнитооптической визуализации (подробнее см. [43]). Измерения локального распределения критического тока выполнялись методом сканирующей холловской магнетрии.

3. Экспериментальные результаты и их обсуждение

3.1. Интегральные измерения намагниченности

На рис. 3 представлены кривые намагниченности для исходного образца, а также образцов, облученных в режиме имплантации и в режиме создания радиационных дефектов. Пересчет критического тока из кривых намагниченности демонстрирует увеличение J_c в режиме имплантации и уменьшение его в режиме структурных радиационных дефектов (рис. 4). Увеличение критического тока зависит от значения внешнего приложенного поля. Так, в отсутствие поля рост критического тока составил приблизительно 30%, а в диапазоне полей $1-2\ \text{T}$ увеличение составило почти 100%.

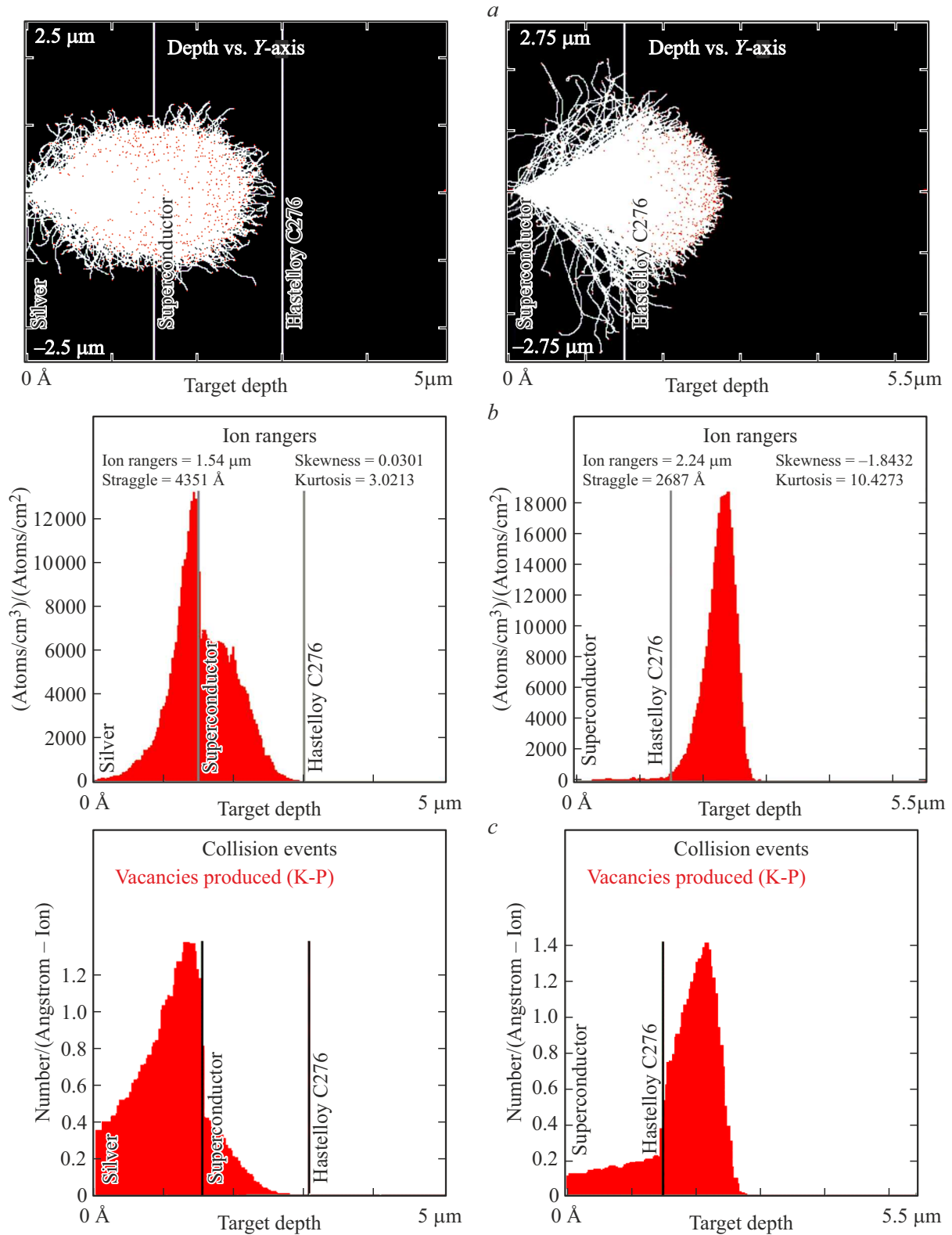


Рис. 1. Профили радиационного повреждения в вертикальном направлении образца с серебряным слоем толщиной 1.5 μm (колонка слева) и без серебряного слоя (колонка справа). Траектория пролёта ионов Fe через слои ленты (a). Распределение ионов Fe внутри образца (b). Распределение плотности вакансий внутри образца (c).

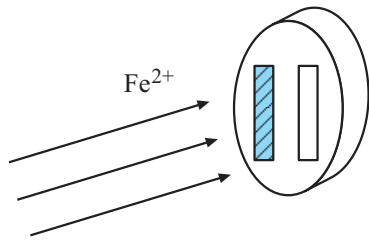


Рис. 2. Схема облучения образцов через маску. Заштрихованная область — образец с серебряным покрытием, незаштрихованная область — образец без серебряного покрытия. Оба образца облучались одновременно с одинаковым флюенсом.

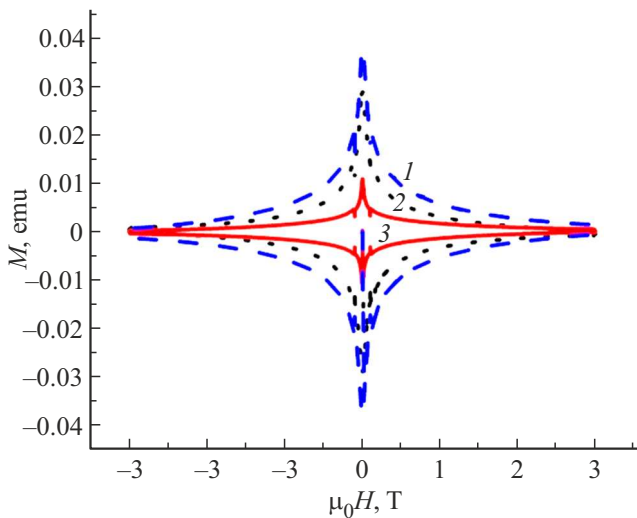


Рис. 3. Кривые намагниченности, для образцов при температуре $T = 77$ К: 1 — образец, облученный через серебряный слой (в режиме имплантации) с флюенсом $\Phi = 2 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$, 2 — образец исходной ленты без модификаций, 3 — образец, с непосредственно облученным сверхпроводящим слоем (в режиме создания радиационных дефектов) с флюенсом $\Phi = 2 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$.

3.2. Локальные измерения критического тока

Представленные выше гистерезисные петли намагниченности облученных ВТСП-образцов дают интегральные характеристики сверхпроводящих токов. Для более детального изучения токонесущих характеристик облученных ВТСП-лент, а также для контроля фронтальной однородности облучения, нами применялась сканирующая холловская магнитометрия полученных образцов. Все изучаемые образцы были изготовлены из одного исходного фрагмента промышленной ленты на основе $\text{GdBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$, производства фирмы С-Инновации. Ширина ленты составляла 4 мм. Структура изучаемой ленты аналогична лентам, изучаемым в предыдущем разделе.

Локальное облучение ленты формирует в ней неоднородный профиль дефектов, изменяющих сверхпроводящие характеристики ВТСП-образца. Для определения

влияния облучения необходима информация об исходной неоднородности ленты, обусловленной несовершенством технологии ее производства. Для определения неоднородности плотности критического тока необлученной ленты, с помощью холловской магнитометрии определялось поле двумерных сверхпроводящих токов, наведенных внешним магнитным полем. В качестве образцов были взяты два фрагмента ленты. Каждый фрагмент имел длину 35 мм. Образцы охлаждались до температуры жидкого азота, намагничивались постоянными магнитами на основе NdFeB и, после удаления магнитов, сканирующей холловской магнитометрией определялось

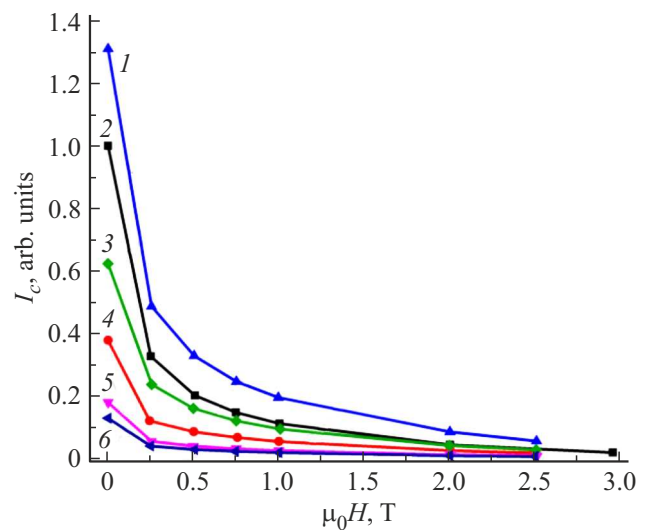


Рис. 4. Зависимость нормированного критического тока от величины внешнего магнитного поля для различных образцов при $T = 77$ К; 1 — образец, облученный через серебряный слой с флюенсом $\Phi = 2 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$, 2 — образец исходной ленты без модификаций, 3 — образец, облученный через серебряный слой с флюенсом $\Phi = 3 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$, 4 — образец с открытым сверхпроводящим слоем, облученный с флюенсом $\Phi = 2 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$, 5 — образец с открытым сверхпроводящим слоем, облученный с флюенсом $\Phi = 3 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$, 6 — образец с открытым сверхпроводящим слоем, облученный с флюенсом $\Phi = 5 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$.

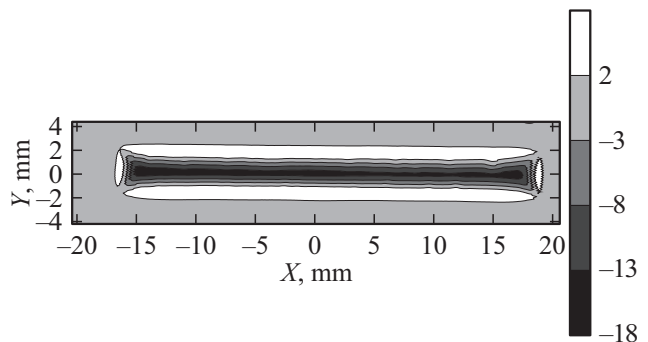


Рис. 5. Линии уровней профиля остаточной магнитной индукции B_z (mT) в плоскости (X, Y) . Расстояние между линиями — 5 мТ. Образец ленты № 1.

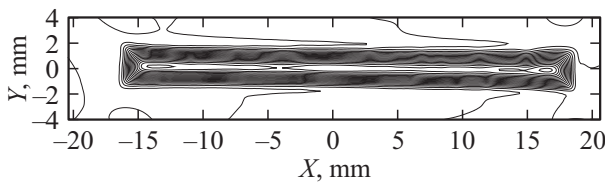


Рис. 6. Линии токов в плоскости (X, Y) . Одна линия соответствует току 2 А. Образец ленты № 1.

остаточное магнитное поле. Метод сканирующей магнитометрии убедительно зарекомендовал себя как эффективный способ оценки токонесущих характеристик сверхпроводников (см., например, работы [61–63] и литературу в них). На основе данных магнитометрии решение обратной задачи Био–Савара–Лапласа, а также применение модели критического состояния сверхпроводников [64,65] позволяют определить критический ток сверхпроводника в областях, где критическое состояние достигнуто. Закон Био–Савара–Лапласа определяет связь между токами с плотностью $j(r)$, распределенными в области V и вектором индукции магнитного поля, создаваемого этими токами.

$$B(r) = \frac{\mu_0}{4\pi} \int_V \frac{j(r')(r - r')d^3r'}{|r - r'|^3}. \quad (1)$$

Под решением обратной задачи Био–Савара–Лапласа подразумевается определение величины $j(r)$ из интегрального уравнения (1) при известной из данных сканирующей магнитометрии величины индукции магнитного поля $B(r)$.

На рис. 5 представлена нормальная компонента $B_z(X, Y)$ остаточного магнитного поля одного из необлученных образцов (далее обозначаемого как образец 1). Измерение проводилось в плоскости (X, Y) датчиком Холла с шагом сканирования, равным 0.1 mm на высоте 0.3 mm от поверхности образца. На этом рисунке видно, что поле вдали от краев ленты практически однородно. Признаки каких-либо дефектов отсутствуют. Оценить уровень неоднородности критического тока без дополнительной обработки данных, представленных на рис. 5 сложно.

Определение дисперсии величины плотности критического тока может быть проведено решением обратной задачи Био–Савара–Лапласа (1). На рис. 6 представлены линии токов образца, полученных в результате решения обратной задачи.

На этом рисунке вблизи левого и правого края ленты отчетливо видны границы токовых доменов (излом токовых линий), которые характерны для намагниченных сверхпроводящих образцов прямоугольной формы (см., например, обзор [62] и литературу в нем). Для количественной оценки дисперсии величины остаточного тока на рис. 7 представлено значение модуля наведенного тока как функции координаты X вдоль линии $Y = const$.

Для образца 1 представлены данные вдоль двух линий, симметричных относительно центральной линии ленты, и отклоняющихся от центральной линии на +1 и –1 mm соответственно. Также на рис. 7 красной жирной линией представлена аналогичная зависимость для образца 2 при отклонении от центральной линии на +1 mm. Образец 2 вырезан из той же ленты, что и образец 1. Образец 2 обладал наименьшей амплитудой остаточного магнитного поля по сравнению с прочими образцами, взятыми из этой ленты.

Сопоставление данных рис. 7 показывает, что локальные (на характерных длинах ~ 20 mm) отклонения плотности критического тока от среднего значения составляют величину $\sim 4\%$. На больших расстояниях среднее значение этой величины может адиабатически изменяться не более, чем на 10%.

Также на основе исходной ленты были изготовлены образцы № 3 и № 4, которые были подвергнуты облучению ионами железа с энергией 5.6 MeV. Фронтальный вид образца 3 представлен на рис. 8.

На рис. 9 представлена нормальная компонента $B_z(X, Y)$ остаточного магнитного поля облученного образца 3.

На рис. 9 виден слабо выраженный светлый контур в облученной области, однако количественное определение изменения сверхпроводящих характеристик образца на основании визуального восприятия этого рисунка вряд ли возможно. Восстановленные на основе решения уравнения (1) линии сверхпроводящих токов представлены на рис. 10. Плотность наведенного тока пропорциональна густоте токов, и на рисунке 10 заметно сгущение

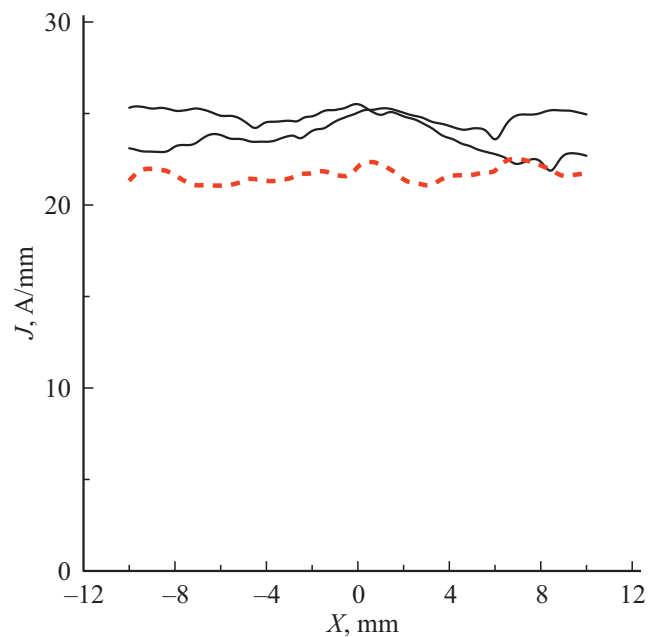


Рис. 7. Плотность наведенного тока $J(X)$ вдоль линий $Y = \pm 1$ mm для образца ленты № 1 (сплошные черные линии) и вдоль линии $Y = +1$ mm для образца ленты № 2 (жирная пунктирная красная линия).

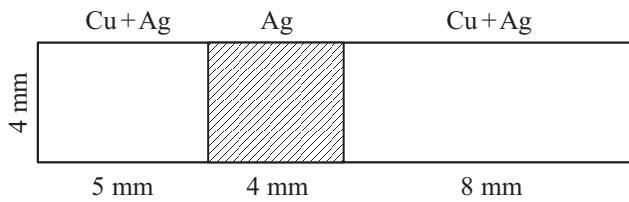


Рис. 8. Фронтальный вид образца 3. Области образца без штриховки имеют медное и серебряное защитные покрытия. На заштрихованной области удален защитный слой меди, но оставлен защитный слой серебра, и только эта область подвергается в дальнейшем облучению через маску ионами железа.

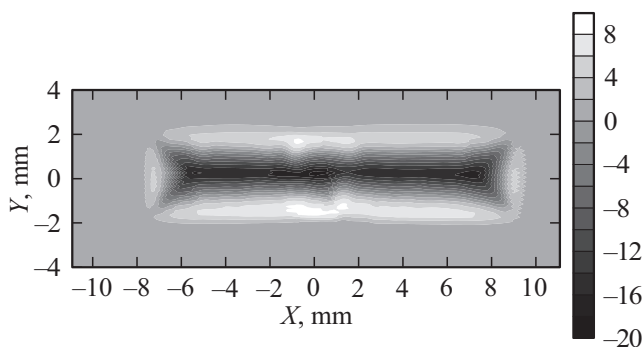


Рис. 9. Линии уровней профиля остаточной магнитной индукции B_z (мТл) в плоскости (X, Y) . Расстояние между линиями — 2 мТл. Образец ленты № 3. Середина облученного участка (4×4 мм) имеет координату $X \sim -0.5$ мм.

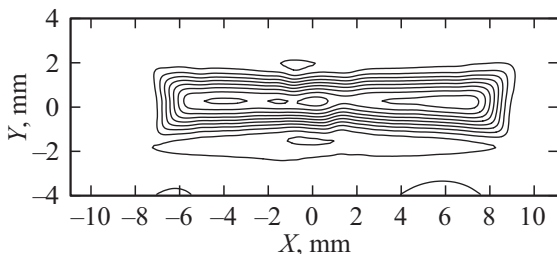


Рис. 10. Линии токов в плоскости (X, Y) . Одна линия соответствует току 4 А. Образец ленты № 3. Середина облученного участка (4×4 мм) имеет координату $X \sim -0.5$ мм.

ние линий токов в облучаемой области. Немонотонная зависимость интегрального критического тока от дозы облучения была представлена в предыдущем разделе, и сканирующая холловская магнитометрия подтверждает рост плотности критического тока при малых дозах облучения.

Повышение плотности критического тока связано с микроскопическими неоднородностями распределения радиационных дефектов, являющимися центрами пиннинга для вихрей Абрикосова в сверхпроводнике. На рис. 11 представлена плотность наведенного тока в образце № 3. Сопоставление данных, приведенных на

рис. 7 и 11 показывает, что пиковое значение плотности тока выше в облученном образце 3. Для проявления участков с повышенной плотностью на рис. 12 представлено контрастное изображение плотности тока.

На этом рисунке видно, что повышенные значения тока наблюдаются исключительно в области, которая подверглась облучению. Следует также отметить некоторую неоднородность, возникшую после облучения — нижняя область повышенного тока в зоне облучения имеет больший размер по сравнению с верхней, однако размер этой неоднородности невелик и может быть следствием несовершенства технологического процесса при производстве исходного участка ВТСП-ленты. При этом несомненно повышение критического тока в верхней и нижней зонах по сравнению с необлученной частью образца. Плотность наведенного тока $J(X)$ вдоль линий $Y = -0.6$ и 1.1 мм для образца ленты № 3 представлена на рис. 13. На этом рисунке видно, что вне зоны облучения средняя плотность тока соответствует приведенной на рис. 7 (~ 25 А/мм), а в облученной области эта величина лежит в интервале $26-32$ А/мм. Таким образом, стимулированное радиационным воздействием повышение плотности наведенного тока заметно

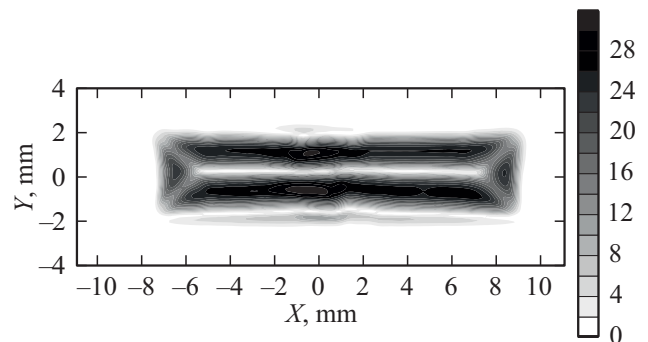


Рис. 11. Плотность наведенного двумерного тока (А/мм) в плоскости (X, Y) . Образец ленты № 3. Середина облученного участка (4×4 мм) имеет координату $X \sim -0.5$ мм.

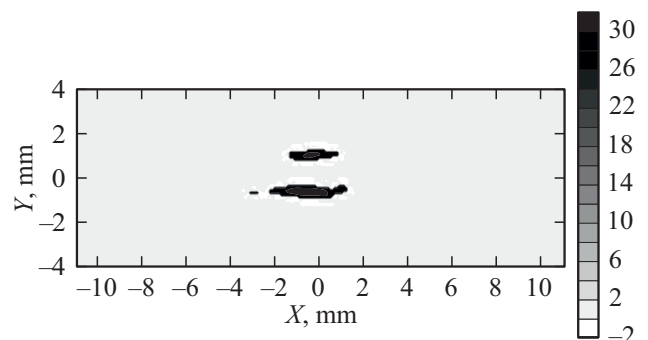


Рис. 12. Контрастное изображение плотности наведенного тока в плоскости (X, Y) . Изображены участки плоскости, где плотность тока находится в интервале $28 < J < 30$ А/мм. Образец ленты № 3. Середина облученного участка (4×4 мм) имеет координату $X \sim -0.5$ мм.

превышает дисперсию плотности тока в необлученных образцах 1 и 2.

На следующем облучаемом образце (№ 4) в облучаемых областях удалялось как медный, так и серебряный защитные слои. Ионы железа падали непосредственно на сверхпроводящую пленку. Форма облучаемого образца № 4 представлена на рис. 14.

На рис. 15 представлено распределение нормальной компоненты вектора остаточной магнитной индукции в плоскости (X, Y) .

На рис. 16 представлены линии наведенных токов в образце № 4. На этом рисунке в необлученных областях структура линий тока ожидаемо имеет вид замкнутых колец с ярко выраженной доменной структурой. Однако, характер токовых линий в облученной области является необычным.

На большей части левой и правой границ обеих облученных областей отсутствует продольная компонента тока J_x . Это следует из того, что приграничные линии тока в облученной области параллельны границе облучения. Подобный эффект может возникать в случае полного (более сильного, чем в среднем по облученной области) подавления сверхпроводимости в узкой полосе вдоль границ. Действительно, на рис. 17, на котором представлен модуль тока вдоль продольной линии $Y = -0.5$ mm отчетливо видно падение этой величины вблизи границ облучаемых областей ($X \sim -9, -5$ и $6, 10$ mm). Объяснение похожего эффекта приведено в работе [58] и заключается в следующем. В случае, когда плотность критического тока терпит разрыв на границе облученной и необлученной областей, компонента наведенного тока J_y также имеет скачок на этой границе. В этом случае из решения уравнения Био–Савара–Лапласа следует резкое повышение амплитуды магнитного поля в том числе и в граничной полосе облученной области. Высокое значение магнитного поля, обусловленного токами необлученной области, подавляет слабую сверхпроводимость в прилегающей облученной области.

Заметим, что подобные эффекты радиационного формирования концентраторов магнитного поля гипотетически могут быть использованы во многих технических приложениях, где требуется сильно неоднородное магнитное поле (системы с магнитной левитацией, фильтрация ферромагнитной пыли, обогащение руд ферромагнитных элементов и т.п.). Преимущество радиационного формирования неоднородного рельефа плотности критического тока перед химическим травлением или лазерным повреждением заключается в отсутствии механических повреждений защитного слоя и хрупкой ВТСП-пленки.

Несимметричность картины линий токов относительно центральной линии ленты в обеих облучаемых областях свидетельствует о слабой, но вполне диагностируемой неоднородности плотности в направлении оси Y . Одновременное проявление этой неоднородности в обеих облучаемых областях позволяет связать ее

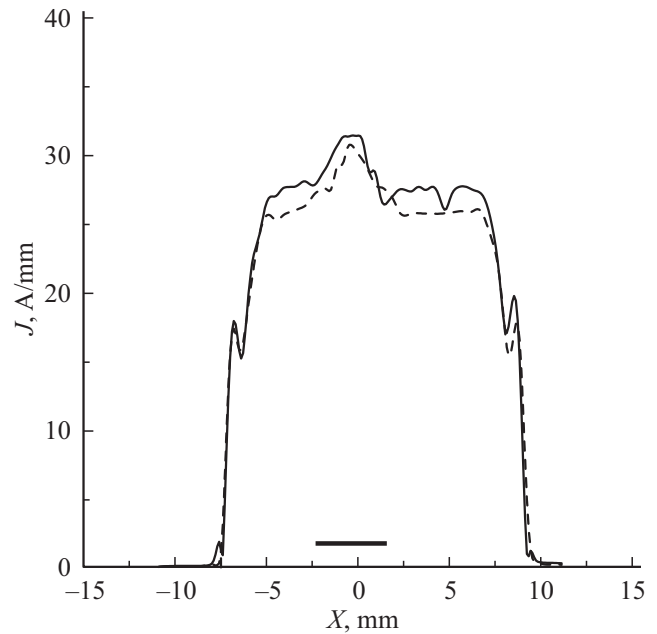


Рис. 13. Плотность наведенного тока $J(X)$ вдоль линий $Y = -0.6$ mm (сплошная линия) $Y = 1.1$ mm (пунктирная линия). Образец № 3. Жирным отрезком линии вблизи оси X отмечена область облучения.

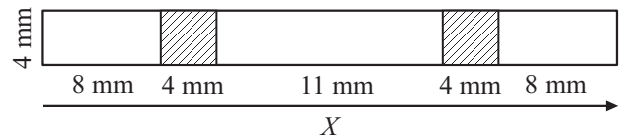


Рис. 14. Форма и размеры образца № 4. В заштрихованных областях удалены защитные слои. Облучение проводилось только в этих областях через соответствующую маску.

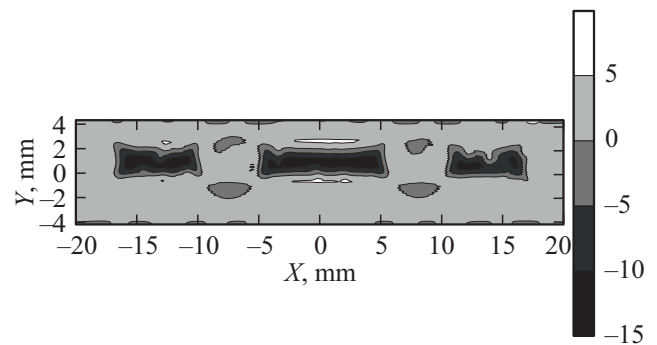


Рис. 15. Линии уровней профиля остаточной магнитной индукции B_z (mT) в плоскости (X, Y) . Расстояние между линиями — 5 mT. Образец ленты № 4.

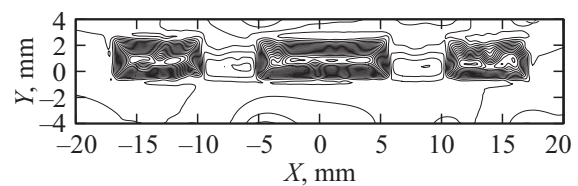


Рис. 16. Линии наведенных токов в образце № 4. Одна линия соответствует току 2 А.

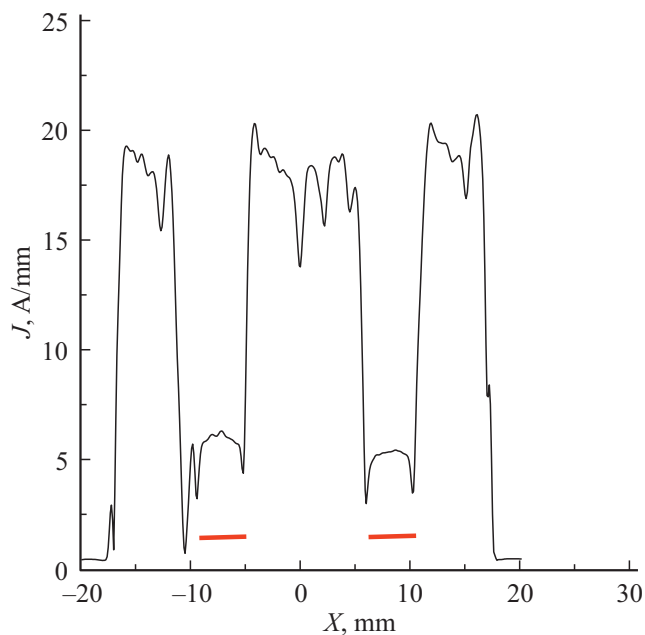


Рис. 17. Плотность наведенного тока $J(X)$ вдоль линии $Y = -0.5$ mm. Образец № 4. Жирными красными линиями вблизи оси X отмечены области облучения.

с переменной, плавно изменяющейся интенсивностью радиационного воздействия во фронтальном направлении Y .

Отметим еще одну особенность радиационного воздействия на облучаемый образец. На рис. 17 в необлученных частях наблюдается сильная дисперсия плотности тока, зависимость $J_c(X)$ — „шероховатая“, в то время как на облученных частях (отмеченных красной чертой вдоль оси X) эта зависимость достаточно гладкая, без резких, коротковолновых скачков. Подобная особенность позволяет предположить, что облучение ионами непропорционально сильно подавляет сверхпроводимость в тех областях, где плотность критического тока особенно велика и значительно слабее затрагивает исходно более дефектные участки с плохими сверхпроводящими характеристиками, вследствие чего происходит уменьшение „шероховатости“ кривой $J_c(X)$. Объяснение данной особенности требует отдельного детального рассмотрения, и в настоящей работе мы ограничиваемся только констатацией экспериментального факта — сглаживания исходных неоднородностей ВТСП-пленки вследствие ионного облучения.

4. Заключение

В настоящей работе впервые показана возможность увеличения критического тока ВТСП-композитов путем имплантации в сверхпроводящий слой ионов, обладающих магнитным моментом, при этом эффективность повышения плотности критического тока при имплантации

магнитных ионов выше, чем при создании немагнитных радиационных дефектов.

Показано, что сканирующая холловская магнитометрия обладает достаточной чувствительностью для определения неоднородности радиационного воздействия ускорителя ионов на участки сверхпроводниковой пленки с характерным размером в несколько миллиметров.

Установлено, что при сильном радиационном подавлении сверхпроводящих свойств ВТСП-ленты непропорционально сильно уменьшается плотность критического тока в областях, где исходно эта плотность была наиболее высока, а участки ВТСП низкого качества затрагиваются слабее.

Финансирование работы

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 20-08-00811 (И.А. Руднев, С.В. Покровский, С.А. Стариковский — экспериментальная часть работы), а также при финансовой поддержке РФФИ и Госкорпорации „Росатом“ в рамках научного проекта № 20-21-00085 (Д.А. Абин, А.И. Подливаев - теоретическая часть работы).

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] Токонесущие ленты второго поколения на основе высокотемпературных сверхпроводников / Под ред. А. Гояла. Изд-во ЛКИ, М. (2009). 432 с.
- [2] I. Valiente-Blanco, E. Diez-Jimenez, C. Cristache, M.A. Alvarez-Valenzuela, J.L. Perez-Diaz. Tribology Lett. June (2013). DOI: 10.1007/s11249-013-0204-0 <https://www.researchgate.net/publication/256277739>
- [3] F. Antoncik, M. Lojka, T. Hlasek, V. Bartunek, I. Valiente-Blanco, J.L. Perez-Diaz, O. Jankovsky. Supercond. Sci. Technol. **33**, 4, 045010 (2020).
- [4] I.A. Rudnev, A.I. Podlivaev. IEEE Trans. Appl. Supercond. **26**, 4, 8200104 (2016).
- [5] А.И. Подливаев, И.А. Руднев. ФТТ **63**, 10, 1514 (2021).
- [6] А.И. Подливаев, И.А. Руднев. ФТТ **64**, 2, 167 (2022).
- [7] A.I. Podlivaev, S.V. Pokrovskii, S.V. Veselova, I.V. Anishchenko, I.A. Rudnev. IEEE Trans. Appl. Supercond. **31**, 5, 4601505 (2021).
- [8] M. Osipov, I. Anishenko, A. Starikovskii, D. Abin, S. Pokrovskii, A. Podlivaev, I. Rudnev. Supercond. Sci. Technol. **34**, 3, 035033 (2021).
- [9] Компания „С-Инновации“ <https://www.s-innovations.ru>
- [10] O.V. Boytsova, S.V. Samoilenkov, A.V. Vasiliev, A.R. Kaul, A.V. Kalinov, I.F. Voloshin. ECS Transact. **25**, 1185 (2009).
- [11] S.V. Samoilenkov, A.R. Kaul, V.A. Amelichev, O.V. Boytsova. Supercond. Sci. Technol. **24**, 055003 (2011).
- [12] H. Zhou, B. Maiorov, S.A. Baily, P.C. Dowden, J.A. Kennison, L. Stan, T.G. Holesinger, Q.X. Jia, S.R. Foltyn, L. Civale. Supercond. Sci. Technol. **22**, 085013 (2009).

- [13] S.C. Wimbush, D. Walsh, S.R. Hall. *Phys. C-Supercond. Appl.* **470**, 373 (2010).
- [14] H. Kobayashi, S. Ishida, K. Takahashi, M. Konishi, A. Ibi, S. Miyata, Y. Yamada, Y. Shiohara, T. Kato, T. Hirayama. *Phys. C-Supercond. Appl.* **445**, 625 (2006).
- [15] K. Kaneko, K. Furuya, K. Yamada, S. Sadayama, J.S. Barnard, P.A. Midgley, T. Kato, T. Hirayama, M. Kiuchi, T. Matsushita, A. Ibi, Y. Yamada, T. Izumi, Y. Shiohara. *J. Appl. Phys.* **108**, 063901 (2010).
- [16] A.P. Menushenkov, A.A. Ivanov, O.V. Chernysheva, I.A. Rudnev, M.A. Osipov, A.R. Kaul, V.N. Chepikov, O. Mathon, V. Monteseguro, F. d'Acapito, A. Puri. *Supercond. Sci. Technol.* **35** 065006 (2022).
- [17] R. Teranishi, K. Konya, M. Inoue, Y. Sato, K. Kaneko, T. Izumi, S. Awaji. *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **28**, 5, (2018).
- [18] S.M. Choi, G.M. Shin, S.I. Yoo. *Phys. C-Supercond. Appl.* **485**, 154 (2013).
- [19] A.P. Menushenkov, V.G. Ivanov, V.N. Chepikov, R.R. Nygaard, A.V. Soldatenko, I.A. Rudnev, M.A. Osipov, N.A. Mineev, A.R. Kaul, O. Matho. *Supercond. Sci. Technol.* **30**, 8 (2017).
- [20] V.A. Maroni, A.J. Kropf. *Supercond. Sci. Technol.* **23**, 014020 (2010).
- [21] V. Selvamanickam, A. Guevara, Y. Zhang, I. Kesgin, Y. Xie, G. Carota, Y. Chen, J. Dackow, Y. Zhang, Y. Zuev, C. Cantoni, A. Goyal, J. Coulter, L. Civale. *Supercond. Sci. Technol.* **23**, 014014 (2010).
- [22] N.M. Hapipi, K. Chen, A.H. Shaari, M.M.A. Kechik, K.B. Tan, K.P. Lim, O.J. Lee. *J. Supercond. Nov. Magn.* **32**, 5, 1191 (2019).
- [23] P. Prayoonphokkharat, P. Amonpattaratkit, A. Watcharaporn. *Appl. Phys. A Mater. Sci. Proc.* **126**, 2, 1 (2020).
- [24] B. Maiorov, S. Baily, H. Zhou, O. Ugurlu, J. Kennison, P. Dowden, T. Holesinger, S. Foltyn, L. Civale. *Nature Mater.* **8**, 398 (2009).
- [25] M. Sebastian, C. Ebbing, W. Zhang, J. Huang, H. Wang, S. Chen, B. Gautum, J. Wu, T. Haugan. Comparison study of the flux pinning enhancement of YBCO superconductor with BZO and BZO + Y₂O₃ mixed phase additions. In *Proc. Int. Cryogenic Mater. Conf. (ICMC 2017)*. Madison, WI, USA (9–13 July, 2017). 012031 p.
- [26] M. Pižl, O. Jankovský, P. Ulbrich, N. Szabó, I. Hoskovicová, D. Sedmidubský, V. Bartunek. *J. Organomet. Chem.* **830**, 146 (2017).
- [27] V. Chepikov, N. Mineev, P. Degtyarenko, S. Lee, V. Petrykin, A. Ovcharov, A. Vasiliev, A. Kaul, V. Amelichev, A. Kamenev. *Supercond. Sci. Technol.* **30**, 124001 (2017).
- [28] F. Rizzo. *Supercond. Sci. Technol.* **33**, 2 (2020).
- [29] M. Kochat, R. Pratap, E. Galstyan, G. Majkic, V. Selvamanickam. *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **29**, 4 (2019).
- [30] S.V. Pokrovskii, O.B. Mavritskii, A.N. Egorov, N.A. Mineev, A.A. Timofeev, I.A. Rudnev. *Supercond. Sci. Technol.* **32**, 7, 075008, 2019/06/06 (2019).
- [31] J.S. Umezawa, G.W. Crabtree, J.Z. Liu, H.W. Weber, W.K. Kwok, L.H. Nunez, T.J. Moran, C.H. Sowers, H. Claus. *Phys. Rev. B* **36**, 7151 (1987).
- [32] M.C.H.W.W.M. Eisterer, R. Fuger, M. Chudy, F. Hengstberger, H.W. Weber. *Supercond. Sci. Technol.* **23**, 1, 014009 (2009).
- [33] M. Chudy, R. Fuger, M. Eisterer, H.W. Weber. *IEEE Transact. Appl. Supercond.* **21**, 3, 3162 (2011).
- [34] R. Prokopec, D.X. Fischer, H.W. Weber, M. Eisterer. *Supercond. Sci. Technol.* **28**, 1, 014005 (2014).
- [35] M. Jirsa, M. Rames, I. Duran, T. Melisek, P. Kovac, L. Viererbl. *Supercond. Sci. Technol.* **30**, 4, 045010 (2017).
- [36] K.J. Leonard, F.A. List III, T. Aytug, A.A. Gapud, J.W. Geringer. *Nucl. Mater. Energy* **9**, 251 (2016).
- [37] D.X. Fischer, R. Prokopec, J. Emhofer, M. Eisterer. *Supercond. Sci. Technol.* **31**, 4, 044006 (2018).
- [38] J. Emhofer, M. Eisterer, H.W. Weber. *Supercond. Sci. Technol.* **26**, 3, 035009 (2013).
- [39] B.M. Vlcek, H.K. Viswanathan, M.C. Frischherz, S. Fleshler, K. Vandervoort, J. Downey, U. Welp, M.A. Kirk, G.W. Crabtree. *Phys. Rev. B* **40**, 67 (1993).
- [40] J. Giapintzakis, W.C. Lee, J.P. Rice, D.M. Ginsberg, I.M. Robertson, M.A. Kirk, R. Wheeler. *Phys. Rev. B* **45**, 10677 (1992).
- [41] M.K. Hasan, J. Shobaki, I.A. Al-Omari, B.A. Albiss, M.A. Alakhras, K.A. Azez, A.K. El-Qisari, J.S. Kouvel. *Supercond. Sci. Technol.* **12**, 606 (1999).
- [42] L. Civale, A.D. Marwick, T.K. Worthington, M.A. Kirk, J.R. Thompson, L. Krusin-Elbaum, Y.R. Sun, J.R. Clem, F. Holtzber. *Phys. Rev. Lett.* **67**, 648 (1991).
- [43] I. Rudnev, D. Abin, S. Pokrovskii, I. Anishchenko, A. Starikovskii, M. Osipov, T. Kulevoy, P. Fedin, K. Pryanishnikov, R. Batulin, A. Kiiamov. *IEEE Transact. Appl. Supercond.* **32**, 4, 8000905, June (2022).
- [44] G. Mikhailova, L. Antonova, A. Troitskii, A. Didyk, V. Malginov, T. Demikhov, E. Suvorova. *Phys. Status Solidi C* **10**, 4, 677 (2013).
- [45] A.V. Troitskii, L.K. Antonova, T.E. Demikhov, V.A. Skuratov, V.K. Semina, G.N. Mikhailova. *Physica C* **572**, 1353631 (2020).
- [46] E.I. Suvorova, P.N. Degtyarenko, I.A. Karateev, A.V. Ovcharov, A.L. Vasiliev, V.A. Skuratov, Ph.A. Buffat. *J. Appl. Phys.* **126**, 145106 (2019).
- [47] N. Haberkorn, S. Suarez, P.D. Perez, H. Troiani, P. Granell, F. Golmar, S.H. Moon. *Physica C* **542**, 6, 11 (2017).
- [48] M. Leroux, K.J. Kihlstrom, S. Holleis, M.W. Rupich, S. Sathyamurthy, S. Fleshler, W.K. Kwok. *Appl. Phys. Lett.* **107**, 19, 192601 (2015).
- [49] S. Eley, M. Leroux, M.W. Rupich, D.J. Miller, H. Sheng, P.M. Niraula, L. Civale. *Supercond. Sci. Technol.* **30**, 1, 015010 (2016).
- [50] N. Haberkorn, S. Suarez, J.H. Lee, S.H. Moon, H. Lee. *Solid State Commun.* **289**, 51 (2019).
- [51] I.A. Sadovskyy, Y. Jia, M. Leroux, J. Kwon, H. Hu, L. Fang, W.K. Kwok. *Adv. Mater.* **28**, 23, 4593 (2016).
- [52] A. Hoffmann, L. Fumagalli, N. Jahedi, J.C. Sautner, J.E. Pearson, G. Mihajlović, & V. Metlushko. *Phys. Rev. B* **77**, 6, 060506 (2008).
- [53] J.E. Villegas, K.D. Smith, L. Huang, Y. Zhu, R. Morales, & I.K. Schuller. *Phys. Rev. B*, **77**, 13, 134510 (2008).
- [54] J.I. Martín, M. Vélez, J. Nogués, I.K. Schuller. *Phys. Rev. Lett.* **79**, 10, 1929 (1997).
- [55] M.M. Al-Qurainy, A. Jones, S. Rubanov, S.A. Fedoseev, I. Rudnev, A. Hamood, A.V. Pan. *Supercond. Sci. Technol.* **33**, 10, 105006 (2020).
- [56] I.A. Golovchanskiy, A.V. Pan, S.A. Fedoseev, M. Higgins. *Appl. Surf. Sci.* **311**, 549 (2014).

- [57] В.А. Кашурников, А.Н. Максимова, И.А. Руднев. ФТТ **56**, 5, 861 (2014).
- [58] А.И. Подливаев, И.А. Руднев. ФТТ **64**, 3, 319 (2022).
- [59] А.И. Подливаев, И.А. Руднев. ФТТ **63**, 6, 712 (2021).
- [60] P. Biersack, L.G. Haggmark. Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. B **74**, 257 (1980). WWW.srim.org.
- [61] S.J. Bending. Adv. Phys. **48**, 4, 449 (1999).
- [62] Ch. Jooss, J. Albrecht, H. Kuhn, S. Leonhardt, H. Kronmuller. Rep. Prog. Phys. **65**, 651 (2002).
- [63] J.R. Kirtley. Rep. Prog. Phys. **73**, 126501 (2010).
- [64] C.P. Bean. Phys. Rev. Lett. **6**, 250 (1962).
- [65] C.P. Bean. Rev. Mod. Phys. **36**, 31 (1964).

Редактор Т.Н. Василевская