

ВЛИЯНИЕ ИОННОГО ОБЛУЧЕНИЯ НА СТРУКТУРНЫЕ ПАРАМЕТРЫ СВЕРХПРОВОДЯЩЕГО СЛОЯ ВТСП КОМПОЗИТОВ

© 2023 г. Д. А. Абин^{а, *}, И. А. Руднев^{а, b}, А. С. Стариковский^а,
С. В. Покровский^{а, b}, С. В. Веселова^{а, b}, М. А. Осипов^а, Р. Г. Батулин^b,
А. Г. Киямов^b, П. А. Федин^с, К. Е. Прянишников^с, Т. В. Кулевой^с

^аНациональный исследовательский ядерный университет “МИФИ”, Москва, 115409 Россия

^бКазанский (Приволжский) федеральный университет, Казань, 420008 Россия

^сНациональный исследовательский центр “Курчатовский институт”, Москва, 123182 Россия

*E-mail: Dima_abin@mail.ru

Поступила в редакцию 10.07.2023 г.

После доработки 25.07.2023 г.

Принята к публикации 25.07.2023 г.

Исследовано влияние облучения ионами Cu^+ с энергией $E = 6.3$ эВ на кристаллическую структуру и критические характеристики высокотемпературных сверхпроводников на основе меди в режиме создания радиационных дефектов. Показана деградация сверхпроводящих свойств, рост параметров решетки и величины относительных напряжений, обусловленных беспорядком, вдоль оси c с увеличением флюенса вплоть до полного исчезновения сверхпроводящих свойств при флюенсе $F = 1.5 \cdot 10^{14}$ см⁻².

Ключевые слова: ВТСП ленты, критический ток, критическая температура, облучение ионами, радиационное разупорядочение, структура ВТСП

DOI: 10.56304/S2079562923010013

ВВЕДЕНИЕ

Высокотемпературные сверхпроводящие (ВТСП) материалы и, в частности, сверхпроводящие ленточные композиты на их основе, представляющие собой тонкий слой ВТСП, нанесенный на металлическую подложку и покрытый различными защитными слоями [1] обладают высокими значениями критического тока, благодаря чему они находят применение в области электроэнергетики, позволяя создавать высокоэффективные линии электропередачи, моторы и генераторы. В силу того, что ВТСП-композиты также обладают высокими значениями плотности критического тока в сильных магнитных полях, это делает их привлекательными для создания сверхпроводящих магнитных систем (СМС). Использование СМС в ускорителях и токамаках, где сверхпроводники могут подвергаться длительному воздействию радиационного излучения, очень перспективно для создания сильных магнитных полей.

В настоящее время в мире наметилась тенденция создания Мегасайнс установок нового поколения (токамаки, синхротроны, ускорители заряженных частиц) с использованием высокотемпературных сверхпроводящих композитов. Среди токамаков можно выделить компактный термоядерный реактор ARC, разрабатывающийся в

Массачусетском технологическом институте (MIT) и токамак с реакторными технологиями TRT, разрабатываемый учреждением ГК Росатом “Проектный центр ИТЭР”. Выдающиеся характеристики разрабатываемых установок обеспечиваются в том числе за счет использования сверхпроводящей магнитной системы (СМС) из ВТСП композитов. Удержание плазмы в таких установках будет осуществляется сильными магнитными полями (до 8 Тл), которые возможно создать в заданной геометрии установки только с использованием СМС на ВТСП композитах. Транспортные токовые и магнитные свойства ВТСП композитов, входящих в состав обмоток СМС, сильно чувствительны к типу и концентрации дефектов в сверхпроводящем слое. В силу конструктивных особенностей токамаков, отсутствует возможность разместить полностью надежную радиационную защиту между плазмой и обмотками СМС. Таким образом ВТСП композит находится в радиационном поле продуктов термоядерной реакции, в том числе нейтронов с энергией 14.6 МэВ. Что приводит к образованию дополнительных дефектов в сверхпроводящем слое ВТСП композита и, в перспективе, к деградации токонесущей способности. Таким образом, через некоторое время СМС токамака потребует частичной или полной замены ВТСП катушек.

В синхротронных и ускорительных установках магнитное поле используется для фокусировки пучка частиц, поворота пучка, а также для задания особой траектории пучка на прямолинейном участке с помощью вигглеров и ондуляторов, что приводит к генерации синхротронного излучения. Переход от постоянных магнитов и СМС на основе низкотемпературных сверхпроводников к СМС с обмотками из ВТСП композитов позволит увеличить магнитное поле, что приведет к лучшей фокусировке пучка и повысит качество синхротронного излучения. Однако, как и в токамаках, возникает проблема нахождения ВТСП композитов обмотки СМС в радиационном поле. Особенно это важно для ускорителей протонов.

Исследования по изучению влияния нейтронов на сверхпроводящие свойства ВТСП-композитов начали проводиться для объемных образцов сверхпроводящей керамики сразу с момента открытия ее сверхпроводящих свойств [2–4]. Более поздние исследования, осуществленные на тонких монокристаллических пленках [5, 6] показали, что воздействие излучения создает в таких структурах центры пиннинга и сильно влияет на сверхпроводящие характеристики, чем в случае облучения низкотемпературных сверхпроводников. После появления сверхпроводящих лент второго поколения они так же быстро стали объектом исследований. Так, облучение ВТСП-лент быстрыми нейтронами с флюенсом, близким к ожидаемому в ИТЭРс (10^{22} м^{-2}) [7, 8] показало, что в зависимости от величины и направления вектора напряженности магнитного поля величина критического тока может как увеличиться, так и упасть. Кроме того, в [8] отмечается, что при температурах кипения жидкого азота при таком флюенсе характеристики лент деградируют и нуждаются в радиационной защите.

Влияние величины флюенса на критические характеристики сверхпроводящих лент представляют большой интерес для применений ВТСП. Критическая температура сверхпроводящей керамики могла показывать небольшой рост на малых флюенсах [9, 10], однако с повышением флюенса наблюдается линейный спад критической температуры как для объемных образцов [11], так и для сверхпроводящих лент [12]. В то же время, критический ток ведет себя не так однозначно. Падение критического тока лент после облучения наблюдается в широком диапазоне величины флюенса [13, 14], однако в зависимости от типа пиннинга исходных лент при одних и тех же параметрах облучения может наблюдаться так же и улучшение токовых характеристик. В зависимости от количества и вида искусственных центров пиннинга в ВТСП лентах их характеристики могут начать деградировать при разных величинах флюенса, а также и вовсе показать рост при высоких значениях полей [15, 16]. Следует отметить, что при превыше-

нии некоторого значения флюенса ($\sim 2.3 \cdot 10^{22} \text{ м}^{-2}$) [12] доминирует механизм пиннинга, вызванный облучением, вне зависимости от изначальных характеристик центров пиннинга в лентах. Таким образом, для определения влияния радиационного воздействия на характеристики сверхпроводника необходимо изучать дефекты, возникающие в результате облучения. Однако нейтроны не являются единственным возможным источником создания искусственных центров пиннинга в результате радиационного воздействия. При помощи облучения протонами [17], электронами [18], гамма-квантами [19] и тяжелыми ионами [20] можно добиться схожего эффекта. В [21, 22] было показано, что облучение протонами приводит к возникновению точечных дефектов, в то время как облучение тяжелыми ионами приводит к созданию колончатых дефектов. Облучение ионами различных элементов представляется перспективным методом имитации процессов, происходящих в сверхпроводнике при нейтронном облучении.

Для имитации накопления дефектов в конструкционных материалах широко используют ионное облучение. В отличие от прямого облучения нейтронами на исследовательском ядерном реакторе, при имитационном облучении пучком ионов низких и средних энергий требуется гораздо меньше (на несколько порядков) времени для набора нужного флюенса, обеспечивающего дефектообразование, эквивалентное нейтронному облучению. Также после облучения ионами отсутствует радиационная активность образцов, что позволяет проводить исследования гораздо быстрее. Ионы низких энергий при распространении в твердом теле испытывают, в основном, упругие ядерные торможения (рассеяния по механизму твердых шаров), сопровождающиеся выбиванием атомов из узлов кристаллической решетки в том случае, если величина передаваемой энергии превышает пороговую энергию смещения для данного сорта атомов. Схожие процессы, приводящие к выбиванию атомов из узлов кристаллической решетки, происходят и при нейтронном облучении.

Облучение сверхпроводящих лент может проводиться ионами различных элементов, например, такими как кислород [23–25], цирконий [26], свинец [27]. Отдельный ряд исследований посвящен изучению влияния облучения ионами инертных газов (Kr, Ar, Xe) [28–33] и показывает незначительный рост критического тока при малых флюенсах с последующим монотонным уменьшением вплоть до полной потери сверхпроводящих свойств уже при флюенсах порядка 10^{17} м^{-2} . В зависимости от подобранного режима облучения и энергий в исследованиях добивались роста критических характеристик сверхпроводников, однако такие типы облучения не в полной мере симулируют процессы, происходящие при облучении нейтронами с высо-

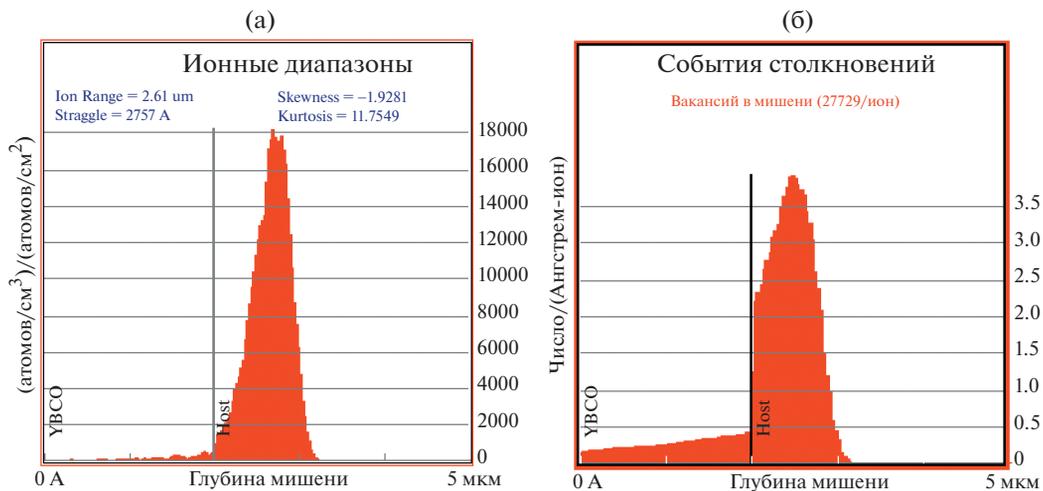


Рис. 1. Профили радиационного повреждения по толщине образца при облучении ионами Cu^+ $E = 6.3$ МэВ: (а) распределение ионов Cu^+ внутри образца; (б) распределение плотности вакансий внутри образца.

ким флюенсом. Подобные процессы лучше отражает облучение ионами с большим значением энергии, например ионами меди с энергией более чем 6 МэВ, что уже в свою очередь приводит к падению критических температуры и тока ВТСП лент [34].

Большая часть исследований проводилась при низких флюенсах радиационного воздействия и была мотивирована улучшением характеристик сверхпроводников. Исследования, направленные на определение устойчивости сверхпроводящих лент радиационному воздействию немногочисленны и в основном касаются облучения быстрыми нейтронами.

МЕТОДИКА ИССЛЕДОВАНИЯ

Образцы для исследований

В качестве образцов для исследований были использованы ленточные ВТСП композиты второго поколения, промышленно выпускаемые компанией С-Инновации. Композиты представляют собой тонкий (порядка 1–2 мкм) слой ВТСП $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$, нанесенный на гибкую подложку из сплава Hastelloy С-276, толщиной 60 мкм с использованием нескольких буферных слоев. Как правило, ВТСП закрывается тонким защитным слоем серебра и весь композит покрывается слоем меди. В нашем случае слои меди и серебра удалялись химическими методами без повреждения слоя ВТСП. Открытый слой ВТСП был необходим для соблюдения режимов облучения ионами заданных энергий, а также проведения рентгеноструктурных и синхротронных исследований. Ранее коллективом авторов статьи было показано влияние слоев меди и серебра на режим образования дефектов [35]. Облучение через открытый слой серебра толщиной 0.5–2 мкм приводит не

только к созданию вакансий в ВТСП структуре, но и к имплантации ионов.

Критическая температура исходных образцов ВТСП композитов составляет $T_c \sim 91\text{--}92$ К, критический ток $-I_c \sim 150$ А при ширине ленты 4 мм при температуре кипения жидкого азота (77 К) в собственном магнитном поле.

Радиационное разупорядочение

Радиационное разупорядочение структуры ВТСП слоя выполнялось с помощью облучения ионами: Cu^+ с энергией 101 кэВ на нуклон. Соответственно энергия облучения была $E = 6.3$ МэВ. Сеансы облучения были выполнены на ускорителе ТИПр-1 в Институте теоретической и экспериментальной физики НИЦ “Курчатовский институт”. Методика облучения более подробно описана в статье [36]. Импульсный ток пучка ионов на площади образца в этом режиме облучения составлял 20 мкА с плотностью тока 12 мкА/см². Средняя скорость набора флюенса равна $3.2 \cdot 10^{13}$ ионов/см² за один час. Температура облучения – 300 К.

Режимы радиационных воздействий были предварительно рассчитаны с помощью комплекса программ SRIM (Stopping and Range of Ions in Matter [36]). На рис. 1 представлен расчет профиля имплантации ионов меди (а) и дефектообразования (б) для ВТСП слоя толщиной 2 мкм. Расчеты показывают слабую имплантацию ионов и близкий к однородному профилю радиационных дефектов на толщине ВТСП слоя.

Исследование структурных характеристик

Рентгеноструктурный анализ исходных и облученных образцов выполнялся методом порош-

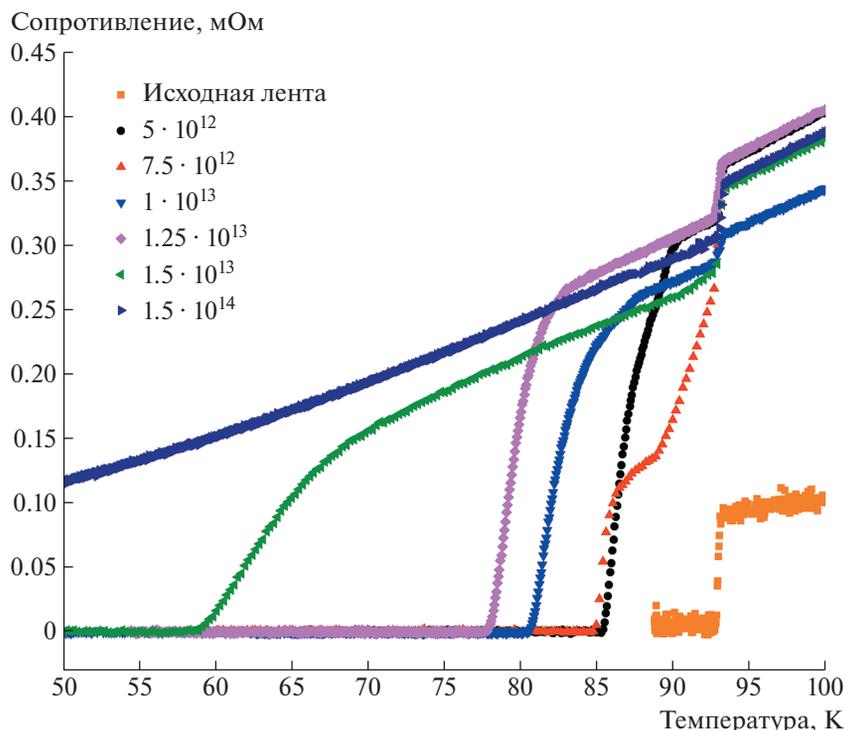


Рис. 2. Зависимости $R(T)$ при различных флюенсах в диапазоне температур 50–100 К. Облучение ионами Cu^+ $E = 6.3$ МэВ.

ковой дифракции при симметричном сканировании на рентгеновском дифрактометре Bruker D8 Advance с использованием медного $K\alpha$ ($k = 1.5418 \text{ \AA}$) излучения в геометрии Брэгга–Брентано со скоростью сканирования 0.002 град/с в диапазоне 2θ углов 5° – 100° и шагом 0.015° . [38, 39].

Измерение намагниченности, критического тока и критической температуры

Измерение намагниченности исходных (до облучения) образцов ВТСП лент и образцов ВТСП композитов, подвергнутых радиационному воздействию, проводилось на установке PPMS-9. Для измерений образцы вырезались в виде круга диаметром 3 мм. Качество реза проверялось с помощью техники магнитооптической визуализации [40–42]. Измерения локального распределения критического тока выполнялись методом сканирующей холловской магнитометрии [43, 44]. Измерение намагниченности выполнялось в диапазоне магнитных полей до 8 Тл при различных фиксированных температурах от 4 до 100 К. Обычно для сравнения разных воздействий выбирались следующие температуры измерений: 100, 77, 65, 50, 30, 20, 10, 4–5 К. Критический ток рассчитывался из кривых намагниченности как величина, пропорциональная размаху петли намагниченности при увеличении и уменьшении внешнего магнитного поля. Критическая температура T_c изме-

рялась по зависимостям электросопротивления от температуры $R(T)$.

ВЛИЯНИЕ РАЗУПОРЯДОЧЕНИЯ НА СТРУКТУРНЫЕ ПАРАМЕТРЫ И КРИТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ

Образцы ВТСП композитов облучались ионами меди в диапазоне флюенсов от $5 \cdot 10^{12}$ до $1.5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$. При каждом флюенсе измерялись зависимости электросопротивления от температуры $R(T)$ (из которых определялась критическая температура), петли намагниченности и структурные характеристики. На рис. 2 представлены зависимости $R(T)$ в диапазонах температур и 50–100 К для различных флюенсов облучения. Видно, что разупорядочение приводит к уширению сверхпроводящего перехода и его сдвигу в область низких температур, что отражает уменьшение критической температуры. При флюенсе $F = 1.5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ нуль сопротивления не наблюдается даже при $T = 4$ К, что указывает на отсутствие сверхпроводимости.

Как отмечалось, при каждом флюенсе были измерены кривые намагниченности $M(H)$ для различных температур. Всего было снято более 40 кривых, учитывая число флюенсов и температур, при которых производились измерения. Для примера на рис. 3 представлены характерные кривые намагниченности для трех флюенсов: $F = 5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$,

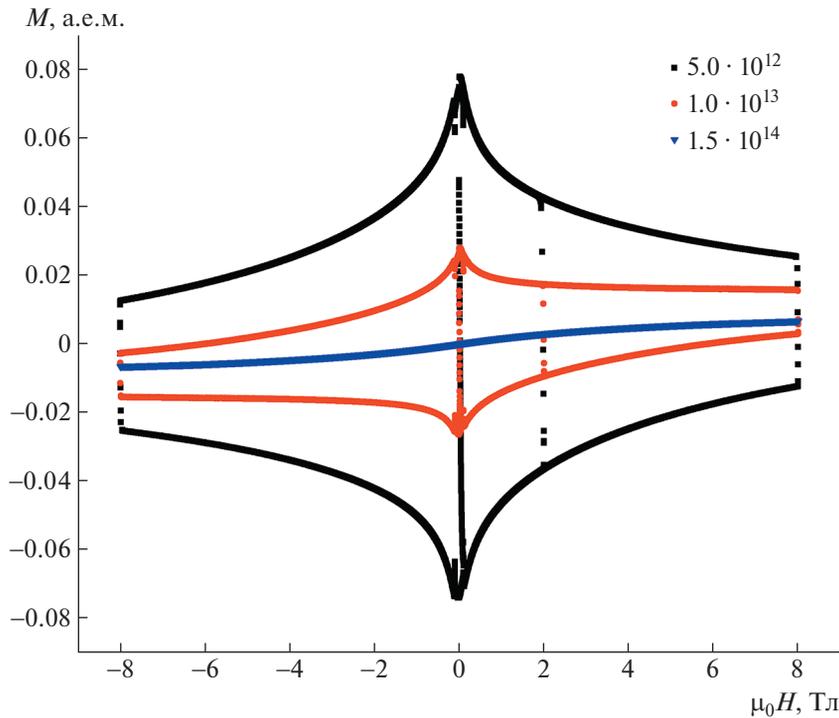


Рис. 3. Кривые намагниченности для двух флюенсов в диапазоне магнитного поля ± 8 Тл, $T = 20$ К. Облучение ионами Cu^+ $E = 6.3$ МэВ.

$F = 1 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$ и $F = 1.5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$ при $T = 20$ К. Кривые $M(H)$ демонстрируют существенное уменьшение критического тока при разупорядочении. Критический ток определяется из модели Бина как размах петли намагниченности при увеличении и уменьшении внешнего магнитного поля. На рис. 4 представлены зависимости критического тока от магнитного поля при $T = 20$ К для некоторых флюенсов.

Рисунок 5 демонстрирует набор дифрактограмм, измеренных как на исходном образце, так и после некоторых флюенсов, в том числе дифрактограмму образца с полной потерей сверхпроводящих свойств. По мере увеличения концентрации дефектов наблюдается разупорядочение структуры, которое выражается в уширении основных дифракционных пиков и уменьшении их интенсивности. На рис. 6 для сравнения представлены дифрактограммы исходного образца (черная кривая) и образца, облученного максимальным флюенсом $1.5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ (красная кривая). Видна существенная потеря структурного совершенства. Из кривых рентгеноструктурного анализа были определены следующие характеристики: параметры решетки вдоль оси c , напряжения, обусловленные дефектами кристаллической структуры по William-Hall, и относительные напряжения,

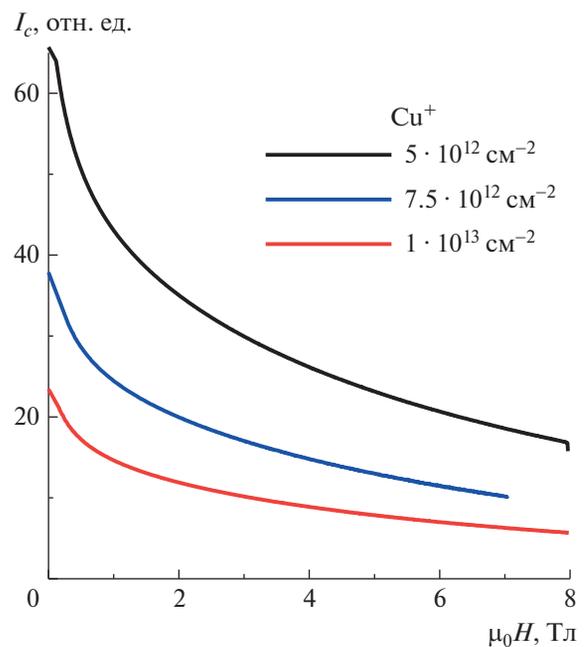


Рис. 4. Пример зависимостей критического тока от напряженности магнитного поля для различных флюенсов, $T = 20$ К. Облучение ионами Cu^+ $E = 6.3$ МэВ.

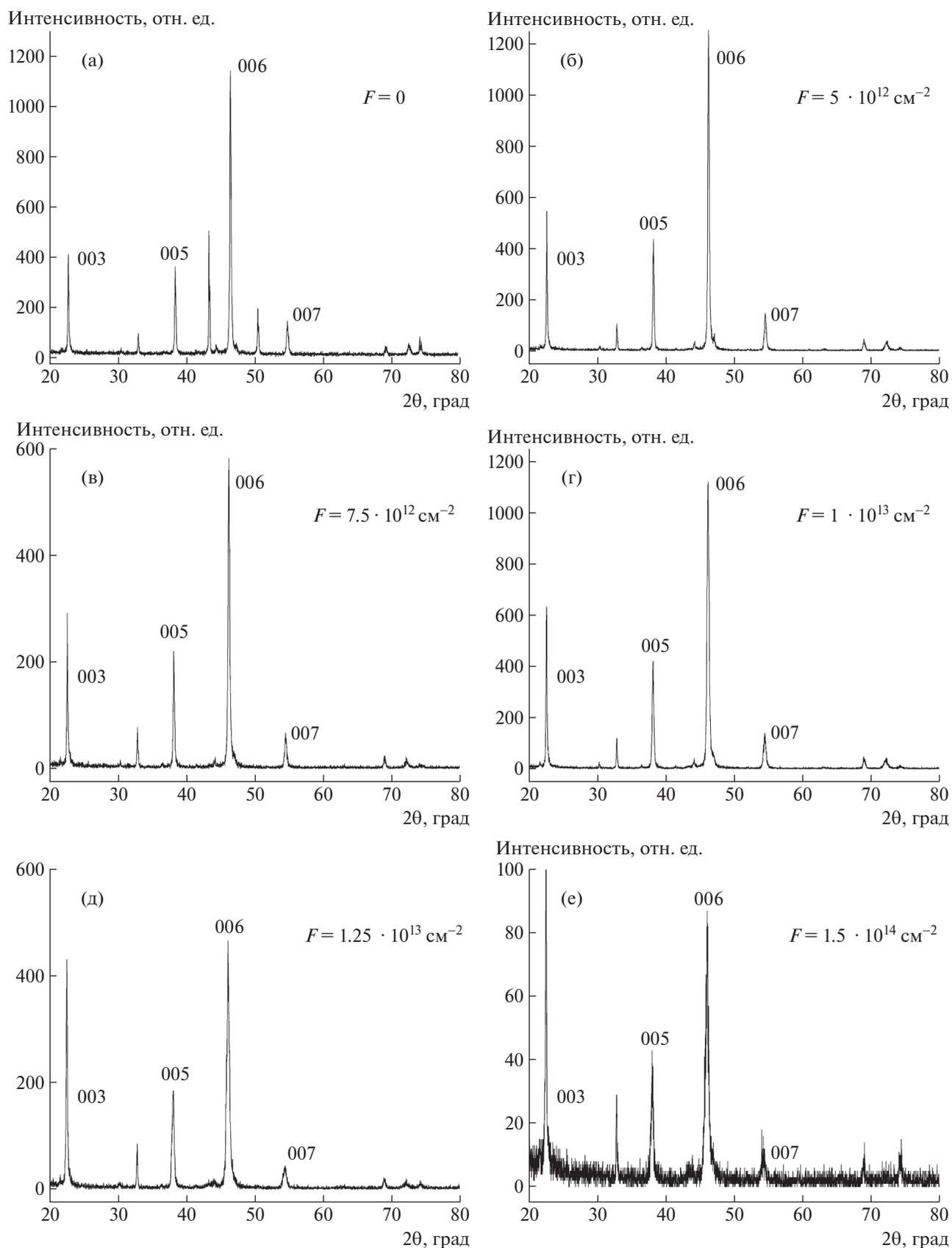


Рис. 5. Дифрактограммы исходного образца и образцов с радиационным разупорядочением. Флюенсы указаны на рисунках.

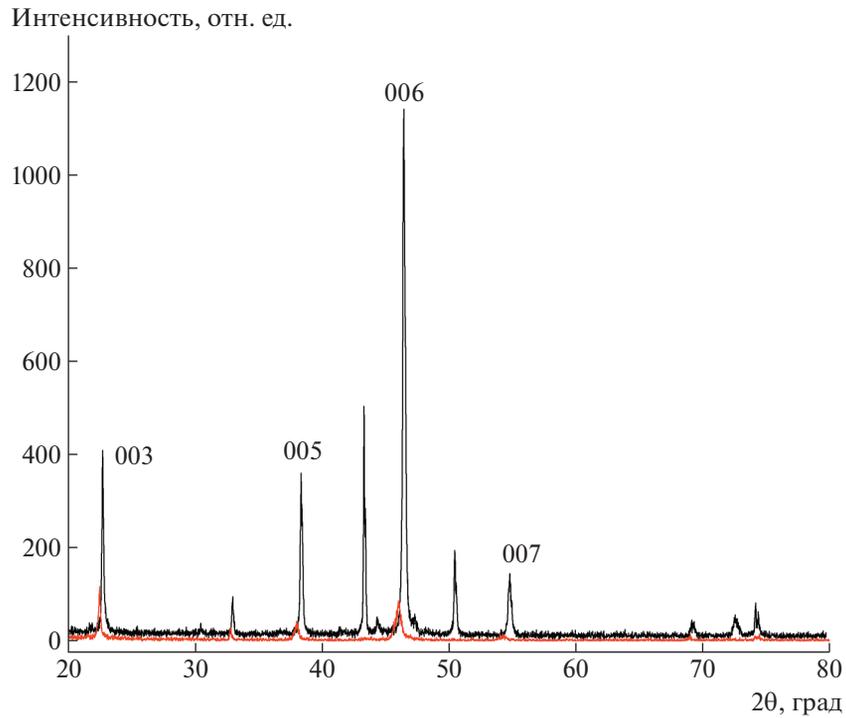


Рис. 6. Дифрактограммы исходного образца (черная кривая) и образца, облученного максимальным флюенсом $1.5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ (красная кривая)

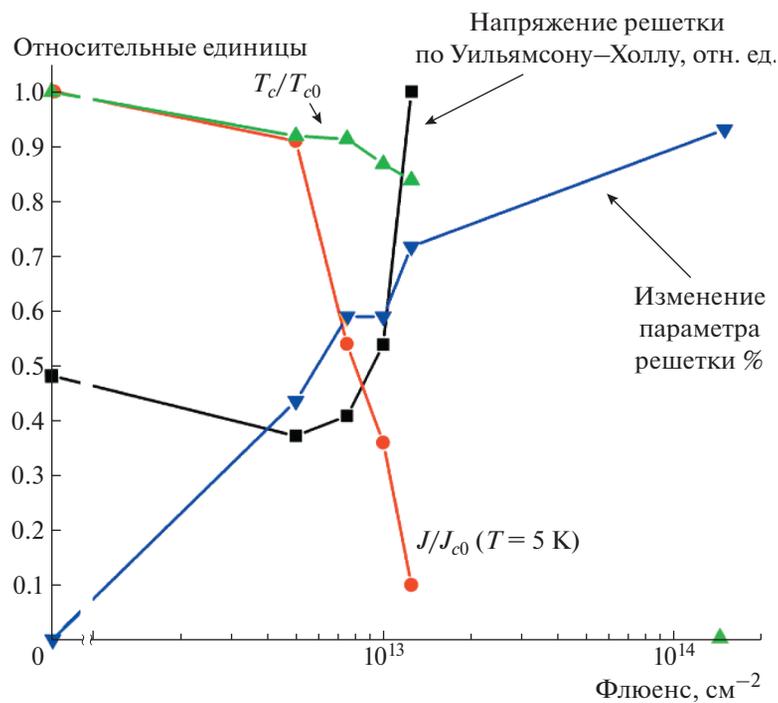


Рис. 7. Относительное изменение критической температуры – зеленые треугольники, относительное изменение критического тока – красные круги, изменение параметров решетки вдоль оси c [%] – синие треугольники и напряжение решетки по Уильямсону–Холлу [отн. ед.] – черные квадраты при увеличении флюенса облучения ионами Cu^+ .

обусловленные беспорядком (напряжения сжатия или растяжения) вдоль оси c .

На рис. 7 представлены корреляционные зависимости изменения критической температуры, критического тока, параметров решетки и внутренних напряжений при увеличении концентрации дефектов. Отчетливо видно, что при разупорядочении ВТСП наблюдается падение как критической температуры, так и критического тока.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Показана корреляция между изменениями структуры и величиной критических параметров для промышленной ВТСП ленты второго поколения, с открытым сверхпроводящим слоем. Увеличение флюенса облучения ионами Cu^+ с энергией $E = 6.3$ МэВ приводит к увеличению параметров решетки и росту относительных напряжений вдоль оси c . Полная деградация сверхпроводящих свойств происходит при флюенсе $F = 1.5 \cdot 10^{14}$ см^{-2} , что соответствует относительному напряжению, обусловленному беспорядком (напряжениями сжатия или растяжения) вдоль оси c свыше 0.009.

БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена при финансовой поддержке Российской Федерацией в лице Министерства науки и высшего образования Российской Федерации, Соглашение № 075-15-2021-1352.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ/REFERENCES

1. Токонесущие ленты второго поколения на основе высокотемпературных сверхпроводников. Под ред. А. Гояла. 2009. Москва: Изд-во ЛКИ.
2. *Umezawa A. et al.* // Phys. Rev. B. 1987. Т. 36 (13). P. 7151.
3. *Kirk M.A. et al.* // Philos. Mag. Lett. 1990. V. 62 (1). P. 41–49.
4. *Atobe K. et al.* // J. Nucl. Sci. Technol. 1988. Т. 25 (4). P. 410–412.
5. *Trappeniers L. et al.* // Phys. C. 1999. V. 313 (1–2). P. 1–10.
6. *Paulius L. et al.* // Phys. Rev. B. 1997. V. 56 (2). P. 913–924.
7. *Fuger R. et al.* // Phys. C (Amsterdam, Neth.). 2008. V. 468 (15–20). P. 1647–1651.
8. *Eisterer M. et al.* // Supercond. Sci. Technol. 2010. V. 23 (1). P. 014009.
9. *Konopleva R.F. et al.* // Phys. Solid State. 1998. V. 40. P. 1777–1782.
10. *Sandu V. et al.* // Roman. J. Phys. 2006. V. 51 (5/6). P. 611.
11. *Kulikov D.V. et al.* // Phys. C (Amsterdam, Neth.). 2001. V. 355 (3–4). P. 245–250.
12. *Fischer D.X. et al.* // Supercond. Sci. Technol. 2018. V. 31 (4). P. 044006.
13. *Prokopec R. et al.* // Supercond. Sci. Technol. 2015. V. 28 (1). P. 14005.
14. *Leonard K.J. et al.* // Nucl. Mater. Energy. 2016. V. 9. P. 251–255.
15. *Chudy M. et al.* // IEEE Trans. Appl. Supercond. 2011. V. 21 (3). P. 3162–3165.
16. *Jirsa M. et al.* // Supercond. Sci. Technol. 2017. V. 30 (4). P. 045010.
17. *Viswanathan H.K. et al.* Preprint ANL/MSD/PP-82087. 1994. Argonne, IL: Argonne Natl. Lab.
18. *Giapintzakis J. et al.* // Phys. Rev. B. 1992. V. 45 (18). P. 10677.
19. *Hasan M.K. et al.* // Supercond. Sci. Technol. 1999. V. 12 (9). P. 606.
20. *Civale L. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1991. V. 67 (5). P. 648.
21. *Civale L. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1990. V. 65 (9). P. 1164.
22. *Kirk M.A., Yan Y.* // Micron. 1999. V. 30 (5). P. 507–526.
23. *Haberkorn N. et al.* // Phys. C (Amsterdam, Neth.). 2017. V. 542. P. 6–11.
24. *Leroux M. et al.* // Appl. Phys. Lett. 2015. V. 107 (19). P. 192601.
25. *Eley S. et al.* // Supercond. Sci. Technol. 2016. V. 30 (1). P. 015010.
26. *Haberkorn N. et al.* // Solid State Commun. 2019. V. 289. P. 51–55.
27. *Sadovskyy I., Koshelev A., Glatz A.* // APS March Meeting Abstr. 2015. V. 2015. P. J11.012.
28. *Troitskii A.V. et al.* // J. Surf. Investig. 2016. V. 10 (2). P. 381–392.
29. *Suvorova E.I. et al.* // Acta Mater. 2014. V. 75. P. 71–79.
30. *Antonova L.K. et al.* // Phys. Met. Metallogr. 2013. V. 114 (2). P. 145–147.
31. *Antonova L. et al.* // Phys. Status Solidi Basic Res. 2019. V. 256 (5). P. 2–5.
32. *Троицкий А.В. и др.* // Перспективные материалы. 2021. № 3. С. 5–20.
33. *Troitskii A.V. et al.* // Phys. C (Amsterdam, Neth.). 2020. V. 572. P. 1353631.
34. *Rudnev I. et al.* // IEEE Trans. Appl. Supercond. 2022. V. 32 (4). P. 5.
35. *Руднев И.А., Подливаев А.И., Абин Д.А., Покровский С.В., Стариковский А.С., Батулин Р.Г., Федин П.А., Прянишников К.Е., Кулевой Т.В.* // Физика твердого тела. 2023. Т. 65 (3). С. 386–396.
36. *Федин П.А. и др.* // Ядерная физика и инжиниринг. 2023. Т. 14 (5). С. 498–503 [*Fedin P.A. et al.* // Phys. At. Nucl. 2022. V. 85 (Suppl. 2). P. S50–S54].
37. <http://srim.org/>.
38. *Амиров Р.Р. и др.* // Уч. записки Казанского унив. Сер. естеств. науки. 2023. Т. 165 (1). С. 5–22. <https://doi.org/10.26907/2542-064X.2023.1.5-22>
39. *Chauhan A., Chauhan P.* // J. Anal. Bioanal. Tech. 2014. V. 5 (5). P. 1–5.

40. Kamiya Y., Ishiyama A., Yagi M., Maruyama O., Ohkuma T. // IEEE Trans. Appl. Supercond. 2012. V. 22. P. 5801004.
41. Abraimov D., Gurevich A., Polyanskii A., Cai X.Y., Xu A., Pamidi S., Larbalestier D., Thieme C.L.H. // Supercond. Sci. Technol. 2008. V. 21. P. 082004.
42. Rudnev I., Osipov M. // J. Supercond. Nov. Magn. 2014. V. 27. P. 951–954.
43. Fuger R., Hengstberger F., Eisterer M., Weber H.W. // IEEE Trans. Appl. Supercond. 2007. V. 17 (2). P. 3753–3756.
44. Higashikawa K., Shiohara K. // IEEE Trans. Appl. Supercond. 2012. V. 22 (3). P. 5–8.

Influence of Ion Irradiation on the Structural Parameters of the Superconducting Layer of HTS Composites

D. A. Abin^{1,*}, I. A. Rudnev^{1,2}, A. S. Starikovskii¹, S. V. Pokrovskii^{1,2}, S. V. Veselova^{1,2}, M. A. Osipov¹, R. G. Batulin², A. G. Kiiamov², P. A. Fedin³, K. E. Pryanishnikov³, and T. V. Kulevoy³

¹National Research Nuclear University MEPHI (Moscow Engineering Physics Institute), Moscow, 115409 Russia

²Kazan (Volga Region) Federal University, Kazan, 420008 Russia

³National Research Centre “Kurchatov Institute”, Moscow, 123182 Russia

*e-mail: Dima_abin@mail.ru

Received July 10, 2023; revised July 25, 2023; accepted July 25, 2023

Abstract—The effect of irradiation with Cu⁺ ions with an energy of $E = 6.3$ eV on the crystal structure and critical characteristics of high-temperature copper-based superconductors in the regime of radiation defect formation has been studied. The degradation of the superconducting properties, the growth of the lattice parameters and the magnitude of the relative stresses due to disorder along the c axis with increasing fluence up to the complete disappearance of the superconducting properties at the fluence $F = 1.5 \times 10^{14}$ cm⁻² are shown.

Keywords: HTS tapes, critical current, critical temperature, ion irradiation, radiation disordering, HTS structure