

**СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА**

A 91

14-88-57

**А.А.Астапов*, Л.Н.Зайцев*, Г.П.Решетников,
В.И.Смирнов***

**ВОЗМОЖНОСТЬ РАБОТЫ
ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОЙ СВЕРХПРОВОДЯЩЕЙ
КЕРАМИКИ $YBa_2Cu_3O_7$
В КРИОТРОНАХ ПРИ ОБЛУЧЕНИИ**

*Московский инженерно-физический институт

ВВЕДЕНИЕ

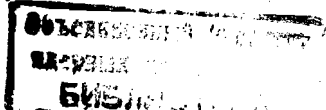
Несмотря на огромные успехи за последние 15 лет в области технической сверхпроводимости, все еще открытым остается вопрос о возможности создания сверхпроводниковых индуктивных накопителей энергии /СПИН/. Свойства сверхпроводящих^{1/}, особенно для азотных температур^{2,3/}, открывают возможность использования СПИНов^{4/}, например, для выравнивания суточного графика потребления электроэнергии в стране /рабочий ток ~ 1 МА, энергоемкость ~ 10^{14} Дж/^{5/}, для обеспечения питанием бортовых систем космических объектов на теневом участке орбиты /рабочий ток ~ 0,5 кА, энергия 100 кВт·ч/^{6/}. Открытие высокотемпературной сверхпроводимости /ВТС/ может перевернуть традиционные представления о приоритетах в энергетике вообще. Имеется в виду создание солнечных электростанций /как наземных, так и космических/, способных конкурировать с термоядерными установками.

Основным элементом преобразователя тока в СПИНах является управляемый сверхпроводниковый вентиль^{7/} или криотрон^{8/}, в котором используется нелинейность вольт-амперной характеристики /ВАХ/ вблизи температуры T_c фазового перехода из сверхпроводящего в нормальное состояние. Криотроны для ЭВМ имеют токи $0,05 \pm 0,08$ А при мощности рассеивания 10^{-4} Вт, криотроны в сверхпроводниковых преобразователях для ускорителей заряженных частиц - $10^3 \pm 10^4$ А и 10 Вт, сверхмощные криотроны - 10^6 А и $5 \cdot 10^7$ Вт.

В настоящей работе дается оценка радиационной стойкости ВТС-керамики при "умеренных" дозах, а также рассматривается возможность модификации параметров ВТС с помощью облучения.

УСЛОВИЯ ОБЛУЧЕНИЯ

Дозы, обусловленные источниками естественного^{9/} и искусственного^{10, 11/} происхождения, показаны на рис.1: 1,2 - в ускорителе ядер /типа нуклотрон^{12/} внутри и вне гелиевого криостата соответственно; 4,5 - в центре внутреннего радиационного пояса Земли и от корпускулярного излучения Солнца при межпланетном полете соответственно; 3 - в центре искусственного радиационного пояса.



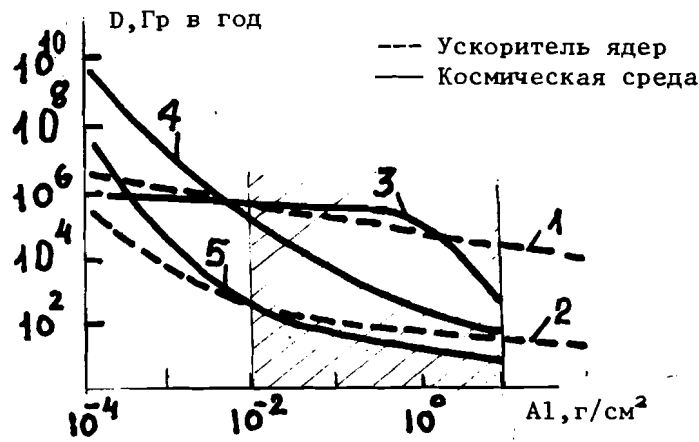


Рис. 1

Вблизи ускорителей ядер и в космосе компонентный состав поля смешанного излучения можно представить так:

$$ij \rightarrow e^{\pm}(p^+, d, \alpha, \dots, A_{\text{макс}} Z^+)_{\text{перв}} \rightarrow e, n, \gamma, \pi^{\pm}, \dots, (p, d, \alpha, \dots, A_{\text{фр}})_{\text{втор}}$$

Искусственный радиационный пояс, в основном, содержит электроны низких энергий < 1 МэВ. Флюенс или только доза не могут однозначно характеризовать поврежденное состояние вещества. Необходим комплекс характеристик: тип частиц (ij), флюенс Φ , доза D, мощность дозы D, энергетический спектр $\phi(E)$ и линейная передача энергии ЛПЭ^{12/}.

Сравнение кривых 1,2 с кривыми 3-5 на рис.1 убедительно свидетельствует, что ускоритель ядер представляет уникальную возможность для имитации полей при радиационных исследованиях. Однако набрать дозы 10^6-10^7 Гр в рассеянном поле ускорителей нереально. Учитывая, что космические объекты должны надежно функционировать на орбите до 10 лет /солнечные электростанции - до 30 лет^{13/}, имитационные эксперименты надо проводить на пучках ускорителей, соответственно их трансформируя. Затрихованная область на рис.1 показывает реальные защиты и дозы в космических объектах.

В нашем эксперименте облучения производились в геометрии, показанной на рис.2а. Пучок протонов с энергией $E_p = 8,09$ ГэВ имел примерно гауссовское распределение: $\sigma_y = 0,738$ см, $\sigma_x = 0,383$ см и эффективную площадь $1,5$ см². Координаты центра пучка определялись по вторичным частицам с помощью точечной мишени и телескопа из 3-х сцинтилляционных счетчиков, распо-

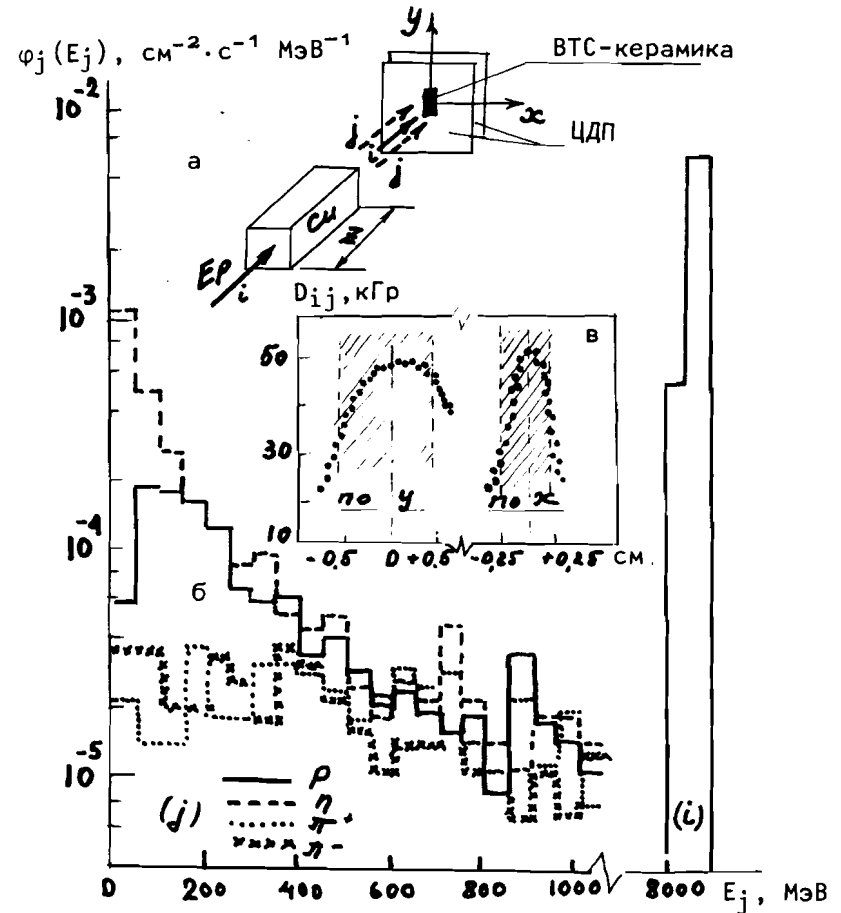


Рис. 2

ложенных под углом ~ 70° к пучку. Погрешность в установке толстой мишени, кассеты с образцами и цветовыми пленочными детекторами /ЦДП/ не превышала $\pm 0,5$ мм. Флюенс первичных частиц определялся по монитору интегрального потока /интенсивности/ и по счетчику циклов.

Доза в ЦДП измерялась* для каждого образца независимо от флюенса по изменению оптической плотности пленки микроспектрометром на длине волны 530 нм. Пленка ЦДП-4-2 толщиной

*Измерения выполнены С.В.Черновым.

150 мкм, плотностью $1,23 \text{ г/см}^3$ имеет диапазон регистрирования дозы от 10^2 до $2 \cdot 10^3$ Гр, пленка ЦДП-Ф-2 толщиной 75 мкм плотностью $1,35 \text{ г/см}^3$ - от 10^3 до $5 \cdot 10^4$ Гр. Установлена возможность использования пленок-дозиметров в широком диапазоне ЛПЭ излучения поля ^{14/}, однако пока D_{ij} определяется в "терминах" дозы γ -излучения образцового источника ^{60}Co в материале ЦДП. Погрешность в этом случае не превышает 12%. На рис.2в представлены распределения $D_{ij}(x, y)$.

Измерения γ -излучения наведенной активности образца D1 проводились гамма-спектрометром с Ge(Li)-детектором, имеющим чувствительный объем $\sim 40 \text{ см}^3$. Разрешение спектрометра составило 2,9 кэВ по γ -линии с $E_\gamma = 1332 \text{ кэВ}$. Для расстояния 1 см от источника и времени выдержки 24 ч получена мощность дозы $0,51 \pm 0,1 \cdot 10^{-2} \text{ мкГр/с}$, соответствующая средней энергии спектра γ -излучения $557 \pm 5 \text{ кэВ}$. Величина мощности дозы, измеренная серийным дозиметрическим прибором, составила $0,8 \text{ мкГр/с}$. $0,87 \cdot 10^{-2} = 0,7 \cdot 10^{-2} \text{ мкГр/с}$. Допустимая мощность дозы для рук составляет $4,2 \cdot 10^{-2} \text{ мкГр/с}$. Таким образом, через 24 ч после облучения с образцами вполне можно работать.

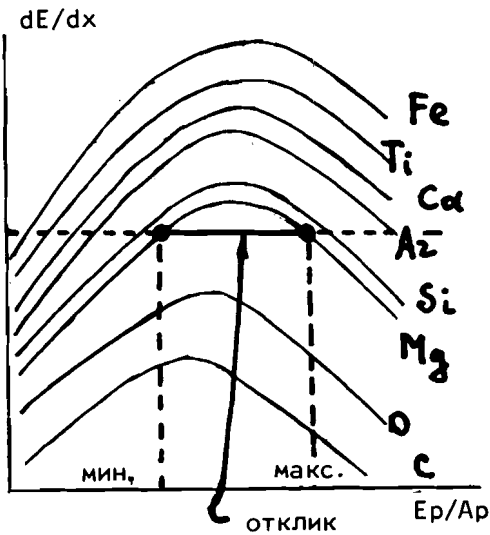


Рис.3

На рис.2б показаны дифференциальные спектры первичных (i) и вторичных (j) частиц в центре облучаемого образца, рассчитанные методом Монте-Карло по программе SUPER*. Статистическая погрешность результатов $10 \pm 40\%$. Для случая цилиндрической мишени $\phi_j(E_j)$ близки к показанным на рис.2б.

Анализ показал, что облучение протонами с энергией $\sim 8 \text{ ГэВ}$ не совсем удовлетворительно имитирует степень дефектообразования. Одной из основных причин сбоев бортовых ЭВМ являются тяжелые ядра галактических космических лучей $\sim 44\%$ вклад в эффект дает Fe/. На рис.3 видно, напри-

* Ильинов А.С. и др. - В сб.: Библиотека программ для расчета взаимодействия частиц высоких энергий с однородными и неоднородными средами. М.: ИЯИ АН СССР, 1985, с.30.

мер, что ядра углерода не могут вызвать сбои, а для ядер Mg, Ar, Ti, Ca и Fe верхний предел опасности соответственно равен 0,24; 1,04; 2,00 и 3,6 ГэВ ^{15/}. Таким образом, наиболее целесообразно облучение ядрами в аналогичной геометрии как в импульсном, так и интегральном режимах.

ПЕРКОЛЯЦИОННЫЕ СВЕРХПРОВОДНИКИ

Материал для криотронов должен иметь высокое удельное сопротивление ρ в нормальном состоянии и большие плотности критического тока j_c , поскольку его эффективность определяется соотношением $\rho j_c^2 \geq 10^9 \text{ Вт/см}^3$ /табл.1/.

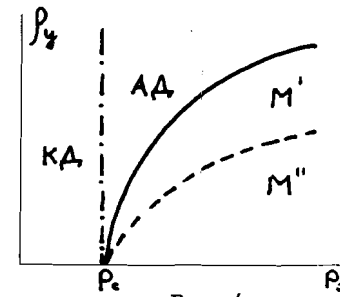


Рис.4

Керамика $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ относится к перколяционным проводникам ^{2,3,16/}. Схематическая диаграмма перехода "металл - изолятор" показана на рис.4. Сопротивление единичного контакта между металлическими гранулами ρ_y зависит от объемной доли металла p_x . Существуют три области: КД - классический диэлектрик; АД - область андерсоновского локализационного перехода; М - металлическая область.

Для описания перколяционных сверхпроводников вводится параметр ϵ ,

характеризующий отношение локализационной l и перколяционной l_p длин в точке фазового перехода T_c /пунктирная линия на рис.4/:

$$\epsilon = |l/l_p| = \rho_y^{\nu/(1-\nu)} (p_x - p_c)^{-1/\nu} \quad /1/$$

Здесь $\nu \sim 0,85$; ν_l - критический индекс /в теории локализации $\nu_l = 1/$. Изменением параметра p_x можно достичь больших сопротивлений в нормальном состоянии при сохранении сверхпроводимости:

$$\text{при } \epsilon < 1 \quad \sigma = \sigma_0 (1 - p_x)^t, \quad t \sim 1,5, \quad /2/$$

$$\text{при } \epsilon > 1 \quad \sigma = \sigma_0 / k_F l, \quad /3/$$

где σ_0 - обычная друдовская проводимость; $k_F = mV_F / V_F$ - потенциал Ферми/.

Таблица 1. Характеристики сверхпроводящих материалов для криотронов

Желательные параметры	PbS	NbTiZr	NbTi	NbN	SnMoS	BaPbBiO	YBaCuO
$\rho > 10^{-8}$ Ом/см	$2 \cdot 10^{-7}$	10^{-4}	$4 \cdot 10^{-5}$	$(0,5 \div 1^*) \cdot 10^{-3}$	10^{-3}	$6 \cdot 10^{-3}$	$10^{-3} \div 10^{-2}$
$j_c > 10^5$ А/см ²	10^4	$8 \cdot 10^4$	$5 \cdot 10^5$	$(0,5 \div 1^*) \cdot 10^6$	$5 \cdot 10^5$	$2,5 \cdot 10^5$	10^5 **
$\rho j_c^2 \geq 10^9$ Вт/см ³	20	10^4	10^5	10^9	$2 \cdot 10^8$	$7,5 \cdot 10^7$	10^8
$5 < T_c < 80$ К	7,2	10	9,8	$10,5 \div 9^*$	15,2	13,4	93
Переключение	Магнитным полем	Тепловым полем	ЭДС тока или внешним магнитным полем				

* После облучения /17. 18/.

** В пленках и первых образцах проволоки /ВИНТИ № 40, 1987/.

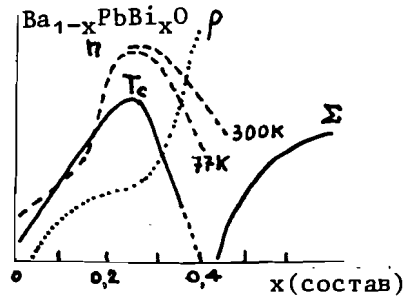


Рис. 5

состояний $N(E_F)$ за счет облучения нейтронами можно оценить по выражению /22/

$$N(E_F) = 3\gamma [2\pi k_B^2 (1-g)]^{-1}, \quad /4/$$

где k_B - постоянная Больцмана; коэффициент теплоемкости - $\gamma = 22 \cdot 10^{-5} (-dN_{c2}/dT)\rho^{-1}$; g - константа электрон-фононного взаимодействия.

При изменении T_c на ~ 10% $N(E_F)$ согласно /4/ уменьшается более чем в два раза. При некотором критическом значении $E_F \approx E_c$ /граница подвижности/ происходит андерсоновский переход, соответствующий минимальной "металлической проводимости" $\sigma_{\min} \sim 0,156 e^2 / Z h \sigma_F$ /21/, откуда можно оценить $\rho_{\text{крит}}$ (Φ), где Φ - флюенс /доза и т.п./.

В принципе такой переход при облучении может быть обусловлен не только андерсоновской локализацией. Согласно /16/ при достаточно большой концентрации биполяронов сверхпроводящая фаза переходит в зарядово-упорядоченное состояние с волной зарядовой плотности биполяронов. Поэтому облучение, по-видимому, должно быть адекватным дефициту кислорода, замене одних элементов другими и т.п.

ПРЕДВАРИТЕЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА

Синтез объемных керамических образцов проводился из стехиометрических смесей двукратным обжигом на воздухе с последующим прессованием и спеканием /см. табл.2/ /3/. К некоторым образцам серебряной пастой приклеивались четыре проволочки, а в других были прижимные омические контакты.

Измерения $R(T)$ после облучения /рис.6/ проводились 4-контактным методом в режиме постоянного и переменного тока /1 мА/

На рис.5 видно, что T_c снижается задолго до появления диэлектрической щели Σ , причем концентрация носителей $n(x)$, коррелирующая с $T_c(x)$, по меньшей мере на порядок ниже, чем в хороших металлах. В разупорядоченных системах, например облученных халькогенидах /20, 21/, наблюдалось поведение T_c и N_{c2} , которое согласуется с теоретическими выводами /22, 16/.

Изменение плотности электронных

Таблица 2. Условия облучения образцов

Первичная частица	E_p , ГэВ	Φ , см ⁻²	Размеры мишени /рис.2/, см	Шифр образца*	D_{ij}^{max} , Гр	\bar{D}_{ij} , Гр/с	Контакты
	8,09	$4,5 \cdot 10^{14}$	2x2,5x5(Z)	Д1(Д1с)	10^5	0,281	Серебряная паста, $R_k \approx 2 \text{ Ом}$
Протон		$2 \cdot 10^{14}$	10(ϕ)x13(Z) /цилиндры/	Б2(Б2с) Д3(Д3с)	$4,8 \cdot 10^4$	14,5	Прижимные полозочки ныне $R_k \approx$ $\approx 0,6 \text{ Ом}$ $R_k \approx 0,9 \text{ Ом}$

* Облучались образцы $YBa_2Cu_3O_{7-x}$, изготовленные в ИМЕТ им.А.А.Вайкова и в ЛНФ ОИЯИ /Дубна/ /образец - свидетель с индексом "с" не облучался/.

После облучения $\rho(300)$ - образца Д3 увеличилось на 33%, а образца Б2 упало на 15%.

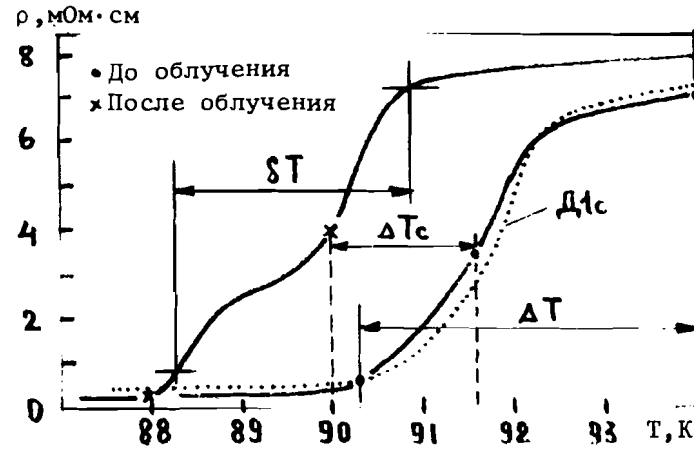


Рис. 6

одного и того же образца на двух независимых установках*. В одной из них использовался угольный термометр ТСУ ВНИИФТРИ, поэтому абсолютная погрешность $R(T)$ составляла $\pm 1 \text{ K}^{24/}$. В другой установке температура контролировалась медно-константановой термопарой. Абсолютная погрешность $\pm 1,5 \text{ K}$.

Относительные изменения δT , ΔT_c и $\Delta \rho$ /рис.6/, по-видимому, находятся в пределах погрешности данного эксперимента.

Мы не располагаем литературными данными по облучению $YBa_2Cu_3O_{7-x}$.

Для сравнения укажем, что облучение нейтронами $La_{1,85}Sr_{0,15}CuO_4$ при $\Phi_n = 1,3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-2}$, / $E > 0,1 \text{ МэВ}$ / приводит к уменьшению T_c на $2,7 \text{ K}^{23/}$, с другой стороны, облучение γ -квантами $Pb_{0,7}U_{0,3}Mo_6S_8$ при $\Phi_\gamma = 5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$ уменьшает T_c только на $0,07 \text{ K}^{21/}$.

На рис.7 показана степень размытия фазового перехода, вызванного специальной технологической обработкой^{25/}: а - изменение ширины перехода образца $x = 20$ /рис.5/ до и после обработки соответственно; 1 - диамагнитный отклик массивного образца $x = 0,25$; 2,3 - диамагнитные отклики порошков с размерами зерен соответственно 3 и 1 мкм. При высоких температурах

* Контрольные измерения были выполнены И.Величковым /Софийский университет, НРБ/ и В.В.Сиколенко /ОИЯИ/. Результаты обрабатывались С.Л.Зайцевым /ИТЭФ, Москва/.

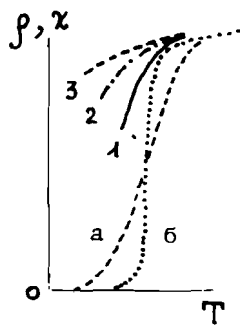


Рис. 7

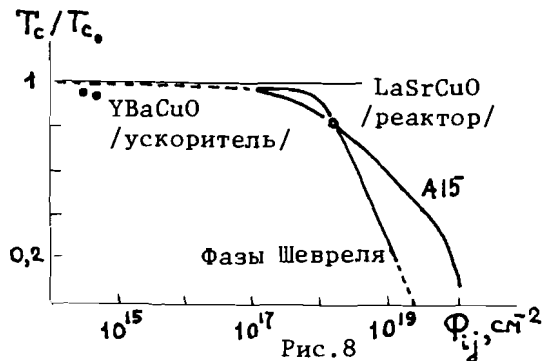


Рис. 8

синтеза и отжига /850±900°С/ по обычной технологии картина усложняется потерей одного из компонентов твердого раствора /25/. В случае облучения и при специальной технологической обработке потери массы не наблюдается. Эффект уширения перехода и резкое уменьшение диамагнетизма образцов при отклонении от составов $x = 0,25$ /рис.5/ и изменение T_c при облучении /рис.6/ можно было бы объяснить совместным действием двух факторов: микронеоднородностью и неполным эффектом Мейснера /25/ / $\lambda_L \sim 3000 \div 5800 \text{ \AA}$ / /16/. Качественная зависимость T_c от Φ ВТС-керамики находится между структурами А15 и фазами Шевреля /23/, однако при $\Phi_n < 10^{17} \text{ см}^{-2}$ заметных изменений не происходит /рис.8/. Поэтому кажется странным, что в нашем случае T_c изменяется уже при $\Phi_{ij} \sim 10^{14} \text{ см}^{-2}$ и $D \sim 10^4 \text{ Гр}$ /табл.2/.

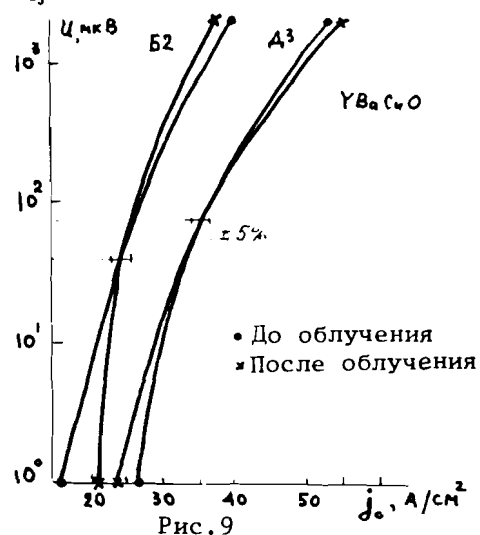


Рис. 9

Вольт-амперные характеристики /ВАХ/ образцов В2 и Д3 измерялись до и после облучения в условиях, указанных в табл.2; их поведение, показанное на рис.9, пока трудно объяснить. Как и в /23/, на одном образце j_c увеличивается /на уровне напряжения ~1 мкВ/, а на другом уменьшается после облучения.

С точки зрения величины критического тока j_c неоднородности с масштабом $d \rightarrow \xi = 7 \div 10 \text{ \AA}$ /длина когерентности/ являются идеальными центрами пиннинга. Заметим, что в настоящее время в мире интерес

к исследованию пиннинга снизился /19/. Обычно при малых $d < \xi$ j_c уменьшается под действием беспорядка, т.е. когда уменьшается и T_c /16/.

$$j_c(T) \sim (T_c - T)^{1,9} \quad /5/$$

при $0,1 \leq T \leq T_c$.

Пока изменение ВАХ чуть больше экспериментальной погрешности, тем не менее не соответствует изменению по /5/.

Поскольку облучение данных /и других/ образцов продолжается, детальный анализ изменения их сверхпроводящих характеристик будет опубликован в отдельной работе.

В заключение авторы выражают глубокую благодарность В.Л.Аксенову, И.Н.Семенюшкину, А.Д.Коваленко и В.И.Луцикову за внимание к работе, Б.В.Васильеву, В.М.Дробину за предоставление образцов ВТС-керамики, а также Б.Д.Зельдичу, А.Ф.Новгородову, В.А.Краснову, Г.Н.Тимошенко, С.И.Какурину, В.И.Цовбуну за помощь в измерениях.

ЛИТЕРАТУРА

1. Габович А.М., Мисеев Д.П. - УФМ, 1986, т.150, с.599.
2. Веркин Б.И. и др. - ФНТ, 1987, т.13, с.771.
3. Баръяхтар В.Г. и др. - ФНТ, 1987, т.13, с.823.
4. Игнатъев В.Е. - В кн.: Техническая сверхпроводимость в электротехнике и электроэнергетике. М.: Секретариат СЭВ, 1986, с.85.
5. Башкиров Ю.А. - В кн.: Доклады школы "Сверхпроводимость в энергетике и электротехнике". Варна: КОЦ "Интеркриолэп", НИППИЭС "Энергопроект", 1982, с.28.
6. Rogers J.D. et al. - IEE Trans. on Magn., 1983, v.MAG-19, p.1078.
7. Глебов И.А., Шахтарин В.Н., Антонов Ю.Ф. Проблема ввода тока в сверхпроводниковые устройства. Л.: Наука, 1985.
8. Ulbricht . - Cryogenics, 1979, v.19, p.184.
9. Кулаков В.М. и др. Действие проникающей радиации на изделия электронной техники. М.: Сов.радио, 1980.
10. Операция "Морская звезда" Сб.статей /Пер.с англ. под ред. И.А.Жулина/. М.: Атомиздат, 1964, с.287.
11. Chadwell P.A. - Nat. Def., 1979, v.64, p.56.
12. Зайцев Л.Н. Радиационные эффекты в структурах ускорителей. М.: Энергоатомиздат, 1987.
13. Глазер П.Э. - Ракетная техника и космонавтика. 1979, № 1, с.176.

14. Амбросимов В.К. и др. - В сб.: Тезисы докладов VIII Всесоюзного совещания по дозиметрии интенсивных потоков ионизирующих излучений. 1987, Обнинск; Изд-во ВНИИФТРИ, с.142.
15. Хиякава С. Физика космических лучей. М.: Мир, 1973, 1, гл.2 /§ 2/.
16. Александров А.С. и др. Препринт МИФИ, 032-87, М., 1987.
17. Карькин А.Е. и др. - ФММ, 1978, т.45, с.445.
18. Ефимов Ю.В., Пауфлер П., Михайлов Б.П. Микро- и макро-структура сверхпроводящих сплавов. М.: Наука, 1984.
19. Бизли М., Гебалль Г. - В сб.: Физика за рубежом. М.: Мир, 1986, с.165.
20. Давыдов С.А. и др. - ФММ, 1983, т.55, с.931.
21. Алексеевский Н.Е. и др. - ЖЭТФ, 1983, т.85, с.1092.
22. Булаевский Л.Н., Садовский М.В. - Письма в ЖЭТФ, 1984, т.39, с.524.
23. Sekula S.T. et al. - In: 18-th Intern. Conf. on Low Temp. Phys., Kyoto, 1987, v.II, p.1185.
24. Орлова М.П. и др. Низкотемпературная термометрия. М.: Энергоиздат, 1987.
25. Габович А.М. и др. - Укр. ФЖ, 1979, т.24, с.674.

Рукопись поступила в издательский отдел
22 января 1987 года.

Астапов А.А. и др.

14-88-57

Возможность работы высокотемпературной сверхпроводящей керамики $YBa_2Cu_3O_7$ в криотронах при облучении

Рассмотрены перспективы использования высокотемпературного сверхпроводящего материала в криотронных преобразователях тока, находящихся в рассеянном поле излучения. Показана адекватность величин доз облучения криотронов вблизи ускорителя ядер и в космическом пространстве. Описаны условия облучения ВТС-керамики на синхрофазотроне ОИЯИ: флюенсы первичных протонов с энергией 8,09 ГэВ - $4,5 \cdot 10^{14}$ и $2 \cdot 10^{14}$ см⁻². Образцы, расположенные за мишенями, размером 2x2,5x5 см и ϕ 10x13 см получили дозы /мощности дозы/ 10^5 Гр (0,281 Гр/с) и $4,8 \cdot 10^4$ Гр (14,5 Гр/с) соответственно. Дифференциальные спектры вторичных частиц были вычислены методом Монте-Карло. Измерены изменения электросопротивления $R(T)$ и критических токов $j_c(U)$ сверхпроводящих образцов с целью прогнозирования предельно допустимых доз облучения криотронов и других сверхпроводящих устройств.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1988

Перевод О.С.Виноградовой

Astapov A.A. et al.

14-88-57

Possibility of Operation of High Temperature Superconducting $YBa_2Cu_3O_7$ Ceramics in Cryotrons at Irradiation

Prospects for using the high temperature superconducting material in cryotron current transformers placed in radiation scattered field are considered. Adequacy of dose values of cryotron irradiation near accelerators and in cosmic space are shown. HTS-ceramics irradiation conditions at the JINR synchrofasotron are described: fluences of the projectile protons with 8.09 GeV energies are $4.5 \cdot 10^{14}$ and $2 \cdot 10^{14}$ cm⁻². Samples were placed behind the targets of 2x2.5x5 cm³ and ϕ 10.13 cm² in size, and received 10^5 Gy (0.281 Gy/s) and $4.8 \cdot 10^4$ Gy dose (14.5 Gy/s dose powers), respectively. Secondary particle differential spectra were computed by the Monte Carlo method. Changes of electrical resistance $R(T)$ and critical currents $j_c(U)$ of superconducting samples are measured in order to predict maximum permissible doses of cryotron irradiation and other superconducting devices.

The investigation has been performed at the Laboratory of High Energies, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1988