

Исследование методом высокочастотного поглощения параметров ВТСП-материалов, облученных быстрыми нейтронами реактора

© Р.Ф. Коноплева, В.С. Чашин

Петербургский институт ядерной физики им. Б.П. Константинова Российской академии наук, 188350 Гатчина, Ленинградская обл., Россия

(Поступила в Редакцию 15 апреля 1996 г.)

Радиочастотным методом (в диапазоне частот $f = 100-150$ МГц) исследованы магнитные свойства керамики $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ различной плотности и квазикристаллов $Bi_2Sr_2CaCu_2O_8$, облученных нейтронами флюенсом $10^{16}-10^{19}$ см $^{-2}$. По величине электромагнитного поглощения проведены оценки параметров джозефсоновской среды: нижнего критического поля, плотности критического тока, размеров гранул и межгранульных расстояний, глубины проникновения магнитного поля в образец. Исследовано явление гистерезиса электромагнитного поглощения указанных сверхпроводников, позволившее получить данные о процессах пиннинга и динамике крипа магнитного потока. Показано, что в результате введения радиационных центров пиннинга наблюдается рост плотности критического тока.

Важной задачей с точки зрения практического использования высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) является достижение в них больших значений критического транспортного тока, рост которого связывается с созданием внутри материала тем или иным способом эффективных центров пиннинга (ЦП), закрепляющих вихри магнитного потока. Среди известных методов введения ЦП в ВТСП как хорошо контролируемый широко используется радиационный метод, а из всех видов излучения предпочтение отдается каскадообразующим: нейтронному [1-9], протонному [10,11] или ионному [12] излучению.

Нейтронное излучение является одним из эффективных методов введения дефектов в структуру сверхпроводящих материалов с равномерным распределением их по всему объему. Такие дефекты, становясь ЦП вихрей, позволяют увеличить плотность критического тока [13]. Даже незначительная доза излучения может генерировать на структурных дефектах эффективные ЦП. Исследования временной зависимости намагниченности в иттриевых кристаллах [14] показали, что крип вихрей также увеличивается с ростом дозы нейтронного облучения и может привести к уменьшению потенциала пиннинга и разрушению эффективных ЦП. При этом вихри магнитного потока вовлекаются в крип, что отразится на величине критического тока. В связи с этим представляет интерес исследовать особенности воздействия нейтронного облучения на поведение критических токов в ВТСП-материалах.

1. Влияние нейтронного облучения на центры пиннинга

Образование эффективных ЦП возникает при нейтронном облучении в результате появления каскадов точечных дефектов и разупорядоченных областей в ВТСП. В [9] при нейтронном облучении ВТСП-

материалов наблюдался рост критического тока J_c , который объяснялся упорядочивающим действием облучения при малых флюенсах, когда нестехиометрические атомы кислорода вследствие каскадных соударений "встраиваются" в узлы кристаллической решетки. Повышение флюенса нейтронов, напротив, приводит к разупорядочению структуры кристаллов в результате выбивания атомов кислорода из слоев Cu-O. Эти два конкурирующих процесса влияют на динамику плотности ЦП, приводя к росту J_c . Наблюдаемая немонокотонная зависимость критического тока от флюенса нейтронов в кристаллах $YBaCuO$, обнаруженная в работе [12], объяснялась взаимодействием исходных дефектов кристаллической структуры с радиационными дефектами. Из экстремума полученной дозовой зависимости J_c сделаны оценки расстояния между ЦП и определен средний размер дефектов. В [3] показано, что ЦП с размерами, меньшими длины когерентности, мало эффективны. Поэтому очевидно, что наибольшей силой пиннинга будут обладать протяженные дефекты решетки: включения второй фазы [4], дислокации, двойниковые границы [6-8] и радиационные дефекты в виде разупорядоченных областей, возникающих при облучении быстрыми нейтронами. Наблюдаемый в работе [15] максимум на зависимости критического тока от флюенса нейтронов объясняется следующими процессами.

1) В области малых флюенсов нейтронов каскады атомных столкновений образуют центры "сильного" пиннинга.

2) Низкоэнергетические атомы отдачи создают дополнительные точечные дефекты, являющиеся центрами "слабого" пиннинга, или усиливают исходную дефектную структуру, собираясь на границе "двойников".

3) С ростом флюенса нейтронов эффективность пиннинга ослабевает, поскольку а) каскады атомных

столкновений перекрываются и вследствие этого не способны далее увеличивать силу пиннинга; б) растет вероятность образования "вторичных" каскадов на месте уже существующих ЦП; в) образуются крупные дефекты (типа разупорядоченных областей), которые сопровождаются деформацией ВТСП-кристаллов, что приводит к уменьшению силы пиннинга.

На основании изучения влияния нейтронного облучения на пиннинг магнитного потока в кристаллах YBaCu и BiSrCaCuO авторы работ [14–16] полагают, что нейтронное облучение является эффективным методом для исследования пиннинга, так как в этом случае в материал сверхпроводников направленно и контролируемо вводятся определенного типа и заданной концентрации дефекты, определяющие значения критических параметров ВТСП.

2. Методика исследования гистерезиса ВЧ-поглощения в ВТСП-материалах

Для получения информации о гистерезисных явлениях, связанных с пиннингом магнитного потока и его крипом, широко применяются различные бесконтактные методы исследования: оптические, магнитные, ЭПР и т.д. Одним из таких методов является радиочастотный метод низковолевого микроволнового или высокочастотного (ВЧ) поглощения [17–20], который был использован в нашем эксперименте. Методика измерений ВЧ-поглощения [21] сводилась к регистрации сигнала, связанного с добротностью колебательного контура ($f_{\text{res}} = 100\text{--}150\text{ MHz}$), в катушке индуктивности которого располагался образец ВТСП размером $2 \times 6\text{ mm}$. Катушка индуктивности с образцом помещалась в переменное магнитное поле соленоида с напряженностью $\pm 2000\text{ Oe}$ в режиме линейного квазистационарного изменения поля (частоты сканирования $f_{\text{ск}} = 1\text{--}0.1\text{ Hz}$). В качестве исследуемых материалов использовались образцы иттриевой керамики $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ различной плотности ($\rho_1 = 4.3\text{ g/cm}^3$ и $\rho_2 = 4.8\text{ g/cm}^3$), изготовленные по технологии горячего прессования (ρ_1) и метода многократного перемальвания и спекания (ρ_2), а также "пакетные" квазикристаллы $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ ($\rho_3 = 6.5\text{ g/cm}^3$), выращенные методом бестигельной зонной плавки.¹ Образцы облучались в реакторе ВВР-М ПИЯФ РАН быстрыми нейтронами флюенсом от 10^{16} до 10^{19} cm^{-2} при температуре 70° C .

Запись сигнала ВЧ-поглощения и его гистерезиса при прямом и обратном сканировании магнитного поля проводилась в режимах охлаждения при отсутствии (ZFC) и наличии (FC) магнитного поля.

¹ Авторы выражают благодарность Ю.П. Степанову (ФТИ им. А.Ф. Иоффе) за предоставление керамики YBaCuO и А.С. Нигматулину (МИСиС) за образцы квазикристаллов BiSrCaCuO .

3. Экспериментальные результаты исследования гистерезиса и крипа магнитного потока

Типичные зависимости экспериментально полученных сигналов, характеризующих величину поглощения $I_r(H)$ электромагнитного поля ВЧ-диапазона, от приложенного магнитного поля сканирования для иттриевой керамики $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ и висмутовых квазикристаллов $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ приведены на рис. 1. Кривые получены при температуре $T = 77\text{ K}$ после многократного циклирования магнитным полем сканирования $H_{\text{ск}} = \pm 700\text{ Oe}$ и частоте $f_{\text{ск}} = 0.1\text{ Hz}$ в режиме ZFC. Форма полученной кривой (рис. 1, а) имеет ярко выраженный гистерезис ВЧ-поглощения, что характеризует его остаточность. Необратимое поведение кривой $I_r(H)$ наблюдается, если максимальная величина приложенного поля $H_{\text{ск}}$ превышает нижнее критическое джозефсоновское поле H_{c1j} ,

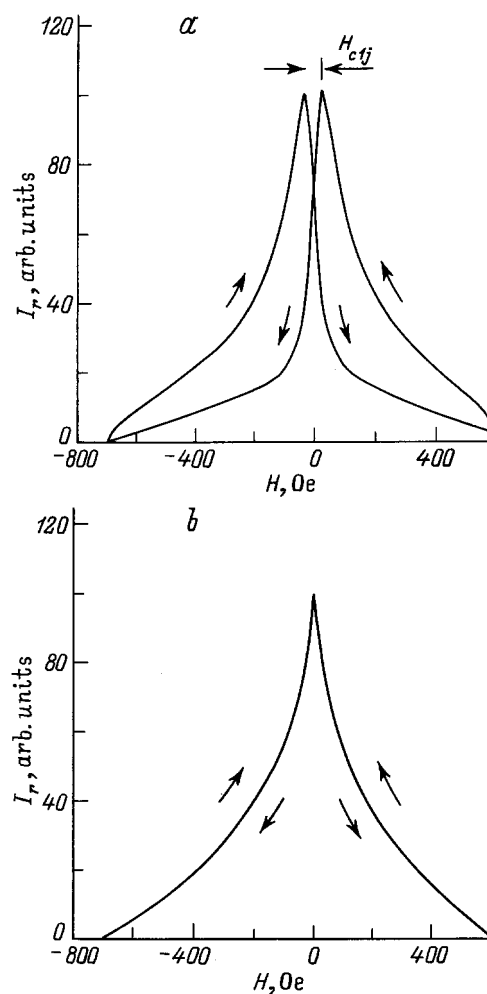


Рис. 1. Гистерезисные кривые ВЧ-поглощения в зависимости от напряженности внешнего магнитного поля. а — керамика $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$, б — текстурированный квазикристалл $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$.

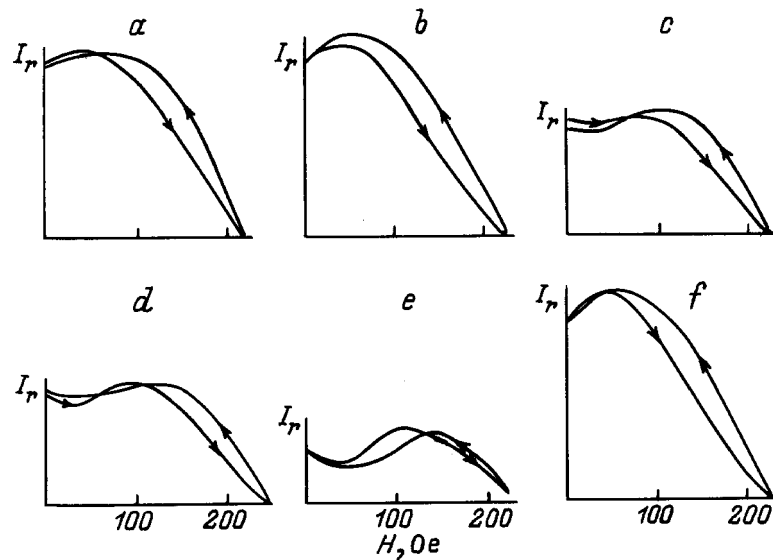


Рис. 2. Эволюция петли гистерезиса после захвата магнитного потока при $H = 800$ Oe (режим PC) с последующим сканированием полем в диапазоне $H = 0-225$ Oe через интервалы времени, равные (min) 0 (b), 30 (c), 55 (d), 65 (e) и 90 (f). a — режим ZFC.

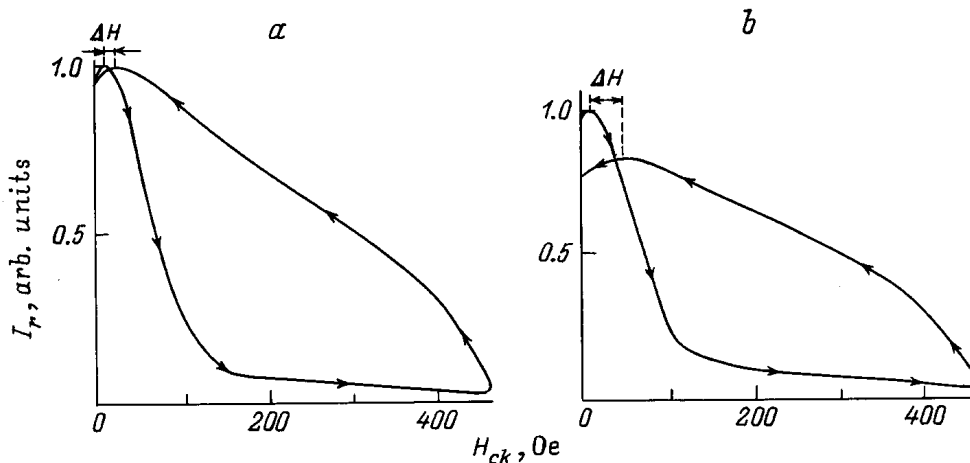


Рис. 3. Гистерезис ВЧ-поглощения в керамике $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ в режимах ZFC (a) и FC (b).

т. е. при условии $H_{ck} > H_{clj}$, когда внутрь образца проникает магнитный поток в виде джозефсоновских вихрей, которые захватываются центрами пиннинга межгранулярной среды. При превышении нижнего критического поля гранул H_{clg} захват поля происходит и на пиннинговых центрах внутри гранул в виде абрикосовских вихрей. Захваченный в результате этих процессов магнитный поток обуславливает остаточность ВЧ-потерь. Наличие максимумов при прямом и обратном изменении внешнего магнитного поля связано с особенностями взаимодействия этого поля с локальными полями захваченных магнитных потоков и подробно рассмотрено в динамической модели критического состояния [22,23]. Концепция межгранулярного локального поля является ключе-

вой, так как позволяет объяснить основные особенности явления гистерезиса в гранулярных ВТСП. На рис. 2 приведены временные последовательности эволюционного изменения формы петли гистерезиса в результате суперпозиции внешнего поля сканирования H_{ck} , внутреннего диамагнитного H_d и парамагнитного H_p полей. Таким образом, межгранулярное локальное джозефсоновское поле [22]

$$h_j(H, t) = \mu H_{ck} + H_d + H_p \quad (1)$$

определяет трансформацию петли гистерезиса во времени (μ — эффективная магнитная проницаемость среды).

Для висмутовых квазикристаллов (рис. 1, b) при указанных выше условиях гистерезис не наблюдает-

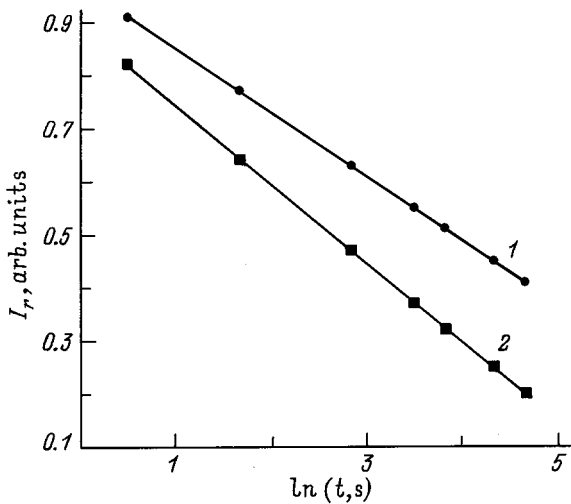


Рис. 4. Временные зависимости ВЧ-поглощения, определяющие крип магнитного потока для керамики YBaCuO. $\Phi(\text{cm}^{-2})$: 1 — 0, 2 — $5 \cdot 10^{17}$.

ся. В эксперименте направление c -оси квазикристаллов совпадало с направлением магнитного поля $H_{\text{ск}}$ и переменной магнитной составляющей h зондирующего ВЧ-поля.

Рассмотрим динамику и особенности поведения петли гистерезиса для YBaCuO-керамики в условиях режима FC. Ограничимся одним направлением сканирования магнитного поля и максимальной его величиной до 500 Oe. Образец охлаждался при постоянном магнитном поле $H_0 = 700$ Oe. Из сравнения экспериментальных кривых, полученных в режимах ZFC и FC (рис. 3), видно изменение величины ΔH , определяющей расстояние между положением максимумов ВЧ-поглощения при прямом и обратном сканировании магнитного поля, а также изменение величины ΔI_r , характеризующей остаточность поглощения, связанного с захватом магнитного потока на ЦП. Величина ΔI_r в режиме FC имеет большее значение, чем для режима ZFC, и меняется со временем. Следовательно, происходит релаксация ВЧ-поглощения, связанная с термически активированным крипом захваченного магнитного потока, при этом временная зависимость сигнала $\Delta I_r = f(\ln(t))$ характеризует релаксацию ВЧ-поглощения. На рис. 4 приведены кривые для исходного и облученного быстрыми нейтронами образцов YBaCuO-керамики. По наклону кривых можно оценить скорость крипа магнитного потока

$$V_{\text{кр}} = dI_r(t, T)/d\ln(t). \quad (2)$$

Зная $V_{\text{кр}}$, определим энергию связи U вихревых линий с ЦП в керамике. Из зависимости [24]

$$dI_r/d\ln(t) \simeq kT/U \quad (3)$$

находим энергию связи

$$U \simeq kT/V_{\text{кр}}, \quad (4)$$

которая для облученной керамики YBa₂Cu₃O_{7-x} оказалась равной 27 meV.

Все рассмотренные особенности гистерезиса, связанные с перемещением положения пика поглощения в зависимости от величины магнитного поля сканирования и с изменением его величины (рис. 2, 3), соответствуют модели динамического критического состояния и экспериментально подтверждают, что гистерезис ВЧ-поглощения обусловлен захватом магнитного потока на внутренних ЦП: примесях, включениях другой фазы, границах зерен и радиационных дефектах, генерированных нейтронным облучением.

4. Исследование параметров джозефсоновской среды

В теории джозефсоновских переходов [25] ниже критическое поле H_{c1j} определяет начало захвата квантов магнитного потока Φ_0 внутри слабых межгранульных связей и определяется соотношением [21]:

$$H_{c1j} = \Phi_0 \ln(2\lambda_j/a)/(4\pi\mu\lambda_j^2), \quad (5)$$

где λ_j — джозефсоновская глубина проникновения магнитного поля, $a \ll \lambda_j$ — средний размер гранул.

С уменьшением плотности ВТСП увеличивается доля объема, занятая слабыми связями и растет эффективная джозефсоновская глубина проникновения поля λ_j , а следовательно, меняется и H_{c1j} . Полная площадь перехода S межгранульной слабой связи, в которой происходит захват магнитного поля H_{c1j} , полностью пронизана этим полем и определяется выражением, приведенным в работе [12],

$$S = \Phi_0/H_{c1j} = d(W + 2\lambda_L) = 2\lambda_L\lambda_j, \quad (6)$$

где d , W — толщина и ширина джозефсоновского перехода соответственно, λ_L — лондоновская глубина проникновения.

Полученные нами данные [21] для $H_{c1j}(T)$ позволили оценить зависимость $S(T)$, которая определяется только температурной зависимостью $\lambda_L(T)$, так как d и W практически не зависят от T . На рис. 5 представлена зависимость $S(T)$, имеющая резкий подъем при $T = T_c$ из-за роста λ_L . Согласно теории БКШ [26], вблизи T_c имеет место зависимость

$$\lambda_L(T) = \lambda_L(0)[1 - T/T_c]^{-1/2}, \quad (7)$$

которая хорошо выполняется для исследованных образцов иттриевой керамики в области температур 77–93 К (вставка на рис. 5). По "отсечке" на оси ординат зависимости $\lambda_L(T)$ была определена величина $\lambda_L(0) = 0.62 \mu\text{m}$, которая близка к значению $\lambda_L(0) = 0.5 \mu\text{m}$, полученному из низкополевой намагниченности [27], но меньше, чем $\lambda_L(0) = 0.8 \mu\text{m}$, найденная из данных по μSR [28]. Зная значение

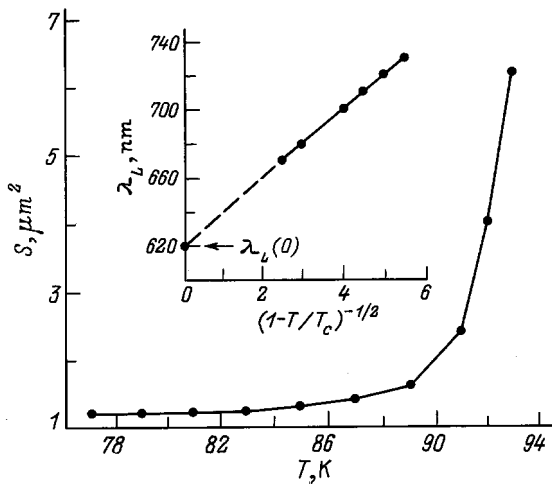


Рис. 5. Изменение площади джозефсоновского перехода от температуры. На вставке — зависимость лондонской глубины проникновения от температуры в YBaCuO-керамике.

$\lambda_L(0) = 0.62 \mu\text{m}$ и определив по максимуму гистерезисной кривой (рис. 1, а) величину нижнего критического поля $H_{c1j} = 16 \text{ Oe}$, можно рассчитать величину λ_j для YBCO-керамики

$$\lambda_j = \Phi_0 / (H_{c1j} \lambda_1) = 2 \mu\text{m}. \quad (8)$$

Известно, что гранулированные ВТСП представляют собой перколяционную структуру СП-гранул, помещенных в несверхпроводящую среду [29] (аналог протекательной модели узлов-связей [30]). В соответствии с данной моделью фазовый переход сверхпроводимость–спиновое стекло за порогом протекания, вблизи T_c , происходит тогда, когда один квант потока Φ_0 пронизывает минимальный по площади контур (петлю) линейного размера ξ_p , характеризующего протекательную длину когерентности. Площадь S_p такого контура определяется выражением

$$S_p = \xi_p^2 = \Phi_0 / H_{c1j}, \quad (9)$$

позволяющим оценить величину $\xi_p = 1 \mu\text{m}$, значение которой оказалось сравнимым со средним размером гранул в иттриевой керамике [31].

5. Влияние нейтронного облучения на плотность критического тока

В исходных образцах методом ВЧ-поглощения оценены значения критических токов J_{cj} [21] в отсутствие магнитных полей при $T = 77 \text{ K}$, которые для плотной YBCO-керамики ($J_c \simeq 300 \text{ A/cm}^2$) и Bi-квасикристаллов ($J_c \simeq 2 \cdot 10^3 \text{ A/cm}^2$) по порядку величины совпали с известными данными [15,28] для

аналогичных материалов. Образцы ВТСП последовательно облучались быстрыми нейтронами флюенсами $\Phi = 10^{16} - 10^{19} \text{ cm}^{-2}$. После облучения определялись нижнее критическое поле H_{c1j} и плотность критического тока J_{c1j} соответственно для каждой дозы облучения. Полученные дозовые зависимости плотности критических токов для иттриевой керамики (рис. 6, а) и висмутовых квазикристаллов (рис. 6, б) имеют выраженные максимумы при $\Phi = 5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-2}$. Подобные дозовые зависимости с максимумом при флюенсе $\Phi = 1.5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-2}$ наблюдались в пленках YBCO различной технологии получения, облученных быстрыми нейтронами [17], а также в кристаллах YBCO при $\Phi = 5 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$, облученных протонами с энергией 3.5 meV [18].

Общим результатом облучения для обоих типов материалов (рис. 6) является монотонный рост плотности критического тока при флюенсах от 10^{16} до $5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-2}$. Увеличение плотности тока составило 8% в YBCO-керамике и 25% в Bi-квасикристаллах

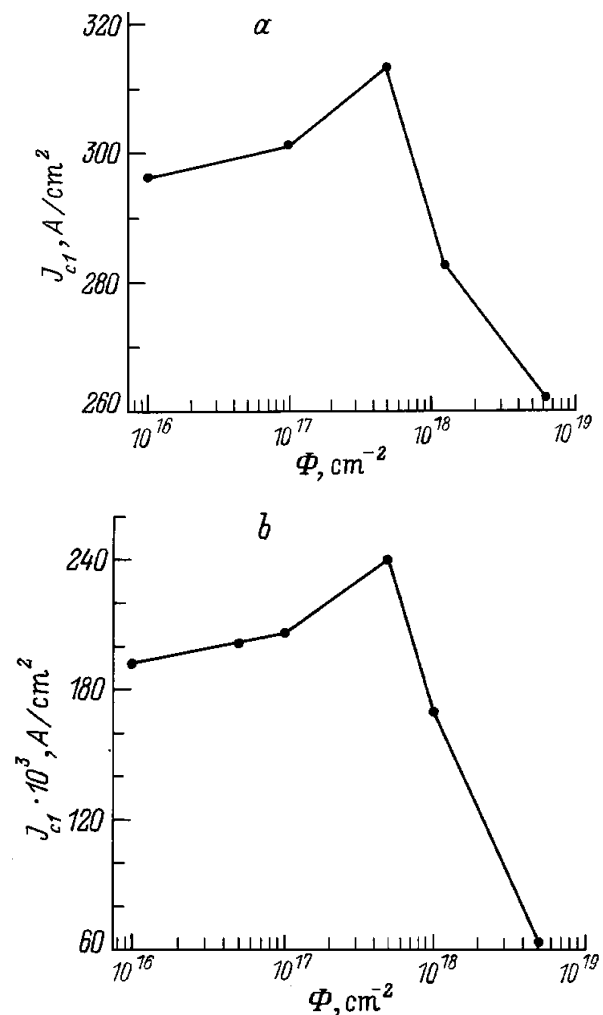


Рис. 6. Изменение плотности критического тока в зависимости от флюенса быстрых нейтронов. а — в керамике YBaCuO, б — в квазикристаллах BiSrCaCuO. $T = 77 \text{ K}$.

Значения полученных параметров ВТСП-материалов

Материал	J_c^0 , А/см ² ($T = 77$ К, $H = 0$)	$J_c(\Phi_{\max})$, А/см ²	$\Delta J_c/J_c(\Phi_{\max})$, %	S , $\mu\text{м}^2$	r , нм	λ_L , $\mu\text{м}^2$ ($T = 0$ К)	$\lambda_L(\Phi_{\max})$, $\mu\text{м}^2$ ($T = 77$ К)	λ_j , $\mu\text{м}^2$
Керамика YBa ₂ Cu ₃ O _{7-x}	296	313	8	5	30	0.62	0.70	2
Квазикристалл Bi ₂ Sr ₂ CaCu ₂ O ₈	$2 \cdot 10^5$	$2.5 \cdot 10^5$	25	–	–	0.15	0.27	–

относительно максимального значения при флюенсе $5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$.

Наблюдаемый рост критического тока с дозой каскадообразующего облучения (нейтронного или протонного) может быть связан с захватом вихрей магнитного потока радиационными ЦП [9–16] в виде разупорядоченных областей с размерами, превышающими длину когерентности. Возможно увеличение критического тока и в результате упорядочивающего действия облучения, которое стимулирует "встраивание" межузельных атомов кислорода в узлы решетки ВТСП [9].

Наблюдаемое нами увеличение плотности критического тока в результате облучения ВТСП быстрыми нейтронами больше в материале с более высоким исходным значением $J_c \approx 10^5 \text{ А/см}^{-2}$ для висмутовых квазикристаллов по сравнению с $J_c \approx 300 \text{ А/см}^{-2}$ в иттриевой керамике. Это дает основание полагать, что наблюдаемый эффект "усиления" J_c , скорее, связан с доминирующей ролью пиннинга вихрей, а не радиационного упорядочения, поскольку последний эффект сильнее проявляется в неупорядоченных ВТСП (с низким J_c). Максимум "усиления" J_c в исследуемых ВТСП наблюдался при флюенсе нейтронов $\Phi_{\max} \approx 5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$ (рис. 6). При $\Phi > \Phi_{\max}$ зависимость $J_c(\Phi)$ спадает по степенному закону $J_c(\Phi) \approx \Phi^{-\alpha}$, где $\alpha \approx -0.07$ в YBCO-керамике и $\alpha \approx -0.6$ в Bi-квазикристаллах. Различие в показателе α для рассмотренных материалов, по видимому, связано с меньшей радиационной стойкостью Bi-квазикристаллов, испытывающих более сильную степень разупорядочения атомной структуры при воздействии нейтронов на более идеальную кристаллическую решетку.

Используя известное сечение образования радиационных дефектов в YBCO-керамике $\delta \approx 0.05 \text{ см}^{-2}$ [12] и учитывая равномерное их распределение по объему образца, можно оценить среднее расстояние d между центрами пиннинга. Исходя из того, что в экстремальной точке, определяемой максимумом зависимости $J_c(\Phi)$, весь объем образца пронизан вихрями, закрепленными на ЦП, и дальнейшее увеличение плотности дефектов приведет к их слиянию и уменьшению ЦП, средний размер радиационного дефекта r можно принять равным среднему расстоя-

нию между ЦП ($r = d$). Тогда при флюенсе нейтронов $\Phi_{\max} = 5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$ концентрация ЦП $N = \Phi \cdot \delta = 2.5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, а среднее расстояние между ЦП $d \approx N^{1/3} = 34 \text{ нм}$. Основные параметры ВТСП, полученные нами методом ВЧ-поглощения, приведены в таблице. Сравнивая наблюдаемые различия в относительном изменении разности плотностей критических токов $\Delta J_c = J_c^0 - J_c(\Phi)$ в исходных и облученных YBCO-керамике и Bi-квазикристаллах $\Delta J_c/J_c(\Phi)$ при $\Phi = \Phi_{\max}$, можно сделать вывод о более эффективном пиннинге вихрей и "усиления" критического тока на радиационных дефектах в ориентированных относительно магнитного поля Bi-квазикристаллах по сравнению с пиннингом на гранулах изотропной YBaCuO-керамики.

Таким образом, в результате исследования параметров высокотемпературных сверхпроводников (YBaCuO-керамики и Bi-квазикристаллов), гистерезисных явлений и связанных с ними пиннинга и крипа магнитного потока получены следующие основные результаты.

1) При исследовании полевых зависимостей электромагнитного поглощения при $T = 77 \text{ К}$ обнаружен ярко выраженный гистерезис ВЧ-поглощения в YBCO-керамике. Наблюдаемые изменения в поведении поглощения ВЧ-поля могут быть объяснены воздействием на джозефсоновские слабые связи магнитных полей, представляющих собой суперпозицию внешнего поля и локальных полей захваченного магнитного потока центрами пиннинга. Гистерезис проявляется как в величине интенсивности ВЧ-поглощения, так и в положении его максимума в полевой зависимости. Обнаружено влияние режимов охлаждения ВТСП (режимы ZFC и FC) на величину петли гистерезиса (площадь петли) за счет различной внесенной остаточностью потерь.

2) Из полевой зависимости ВЧ-поглощения определено нижнее джозефсоновское критическое поле H_{c1j} , по величине которого рассчитан ряд параметров среды: глубина проникновения магнитного поля λ_j , перколяционная длина когерентности ξ_p , площадь перехода слабых связей S и ее температурная зависимость, а также плотность критического тока J_{cj} .

3) В результате облучения быстрыми нейтронами образцов YBCO-керамики и Bi-квазикристаллов про-

исходит "усиление" плотности критического тока с ростом флюенса нейтронов до $\Phi_{\max} = 5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$, которое обусловлено пиннингом вихрей магнитного потока на радиационных центрах пиннинга. В области максимума зависимости $J_{cj}(\Phi)$ проведены оценки размера радиационных центров пиннинга и расстояния между ними.

Работа выполнена в рамках Государственной программы "Высокотемпературная сверхпроводимость" (проект № 93096) и поддержана Государственной программой "Нейтронное исследование вещества".

Список литературы

- [1] W.L. Olson et al. *J. Appl. Phys.* **60**, 2, 1119 (1991).
- [2] А.С. Александров, В.Е. Архипов, Б.Н. Гощицкий, В.Е. Елесин. Влияние облучения на физические свойства перспективных упорядоченных сверхпроводников. Энергоатомиздат, М. (1989). 223 с.
- [3] Д. Сан-Жам, Г. Сарма, Е. Томас. Сверхпроводимость второго рода. Мир, М. (1970). 364 с.
- [4] M. Murakami et al. *Jpn. J. Appl. Phys.* **28**, 1339 (1989).
- [5] K. Soluma et al. *Appl. Phys. Lett.* **52**, 2079 (1986).
- [6] U. Welp, W.K. Kwok, G.W. Crabtree, K.G. Vandervoort. *Appl. Phys. Lett.* **57**, 84 (1990).
- [7] W.K. Kwok, U. Welp, G.W. Crabtree, K.G. Vandervoort, R. Hulscher, J.Z. Liu. *Phys. Rev. Lett.* **64**, 966 (1989).
- [8] B. Roas, L. Schultz, G. Seamann-Ischenko. *Phys. Rev. Lett.* **64**, 479 (1990).
- [9] B. Roas, J. Jin, W. Chen, X. Jin, Y. Zhang, M. Lu, Y. Sheng, J. Ji, G. Han, Y. Tang, X. Yao. *Phys. Stat. Sol. (a)* **114**, 2, k189 (1989).
- [10] H.S. Lessure, S. Simizu, S.G. Sankar, M.E. McHenry. *J. Appl. Phys.* **70**, 10, 6513 (1991).
- [11] M. Kupfer et al. *IEEE Trans. Magn.* **27**, 2, 1369 (1991).
- [12] F.M. Sauerzopf, H.P. Wiesinger, H.W. Weber. *Super. Sci. Tech.* **5**, s105 (1992).
- [13] H.W. Weber et al. *Super. Sci. Tech.* **4**, s103 (1992).
- [14] P. Fischer, R. Busch, H.W. Neumuller, G. Ries, H.F. Braun. *Super. Sci. Tech.* **5**, s440 (1992).
- [15] H.W. Weber, G.W. Crabtree. Neutron irradiation effects in high- T_c -single crystals / Ed. A.V. Nareikar. N.Y. (1991). V. 9.
- [16] H.W. Weber. *Super. Sci. Tech.* **5**, s19 (1992).
- [17] W. Schindler et al. *Super. Sci. Tech.* **5**, s129 (1992).
- [18] R.B. Van Dover, E.M. Gyorgy, A.E. White, L.F. Schneemeyer, R.J. Felder, J.V. Waszczak. *Appl. Phys. Lett.* **56**, 26, 2681 (1990).
- [19] H.W. Neumuller et al. *J. Loss-Comm. Met.* **1010**, 164, 1351 (1991).
- [20] В.А. Ацаркин, В.В. Демидов, Н.Е. Ногинова, А.Е. Соколов. *СФХТ* **2**, 8, 52 (1989).
- [21] В.А. Евсеев, Р.Ф. Коноплева, В.С. Чащин. Препринт ЛИЯФ № 1709. Л. (1991). 24 с.
- [22] J.E. Evetts, V.A. Glowacki. *Cryogenics* **28**, 641 (1988).
- [23] Y. Yang et al. *Physica C* **201**, 325 (1992).
- [24] H.R. Hart et al. *IEEE Trans. Magn.* **27**, 2, 593 (1991).
- [25] Д.Р. Тилли, Дж. Тилли. Сверхтекучесть и сверхпроводимость. Мир, М. (1977). 320 с.
- [26] K.W. Blazey, K.A. Muller, J.G. Bednorz, W. Berlinger. *Phys. Rev.* **B36**, 13, 7241 (1987).
- [27] Y.C. Yang et al. *Super. Sci. Tech.* **1**, 160 (1988).
- [28] A. Parch et al. *J. Phys.* **F18**, 1547 (1986).
- [29] S. John, T.C. Lubensky. *Phys. rev.* **B34**, 7, 4814 (1986).
- [30] А.С. Скал, Б.И. Шкловский. *ФТП* **8**, 2029 (1975).
- [31] M. Kohl, M. Odehnal, M. Plintovic, S. Safrata. *J. Low Temp. Phys.* **74**, 5, 503 (1989).