

Температурная зависимость критического тока пленок $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ А. В. Кузнецов¹⁾, И. И. Санников, А. А. Иванов, А. П. Менушенков

Национальный исследовательский ядерный университет “МИФИ”, 115409 Москва, Россия

Поступила в редакцию 29 июня 2017 г.

После переработки 4 августа 2017 г.

Экспериментально исследована температурная зависимость критического тока пленок $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$. Проведенный анализ позволил выделить две компоненты критического тока, обусловленные пиннингом вихрей на дефектах в объеме сверхпроводника и кислородных вакансиях в CuO_2 -плоскостях. Установленные температурные зависимости компонент позволяют корректно описать поведение полного критического тока в исследованном диапазоне температур от 4.2 К до температуры необратимости.

DOI: 10.7868/S0370274X17170088

1. Введение. Пленки высокотемпературного сверхпроводника (ВТСП) $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ (YBCO) характеризуются высокой плотностью критического тока (криттока) J , обусловленной пиннингом вихрей на многочисленных структурных дефектах, таких как кислородные вакансии, дислокации, межкристаллитные и двойниковые границы, включения вторичных фаз и т.д. [1]. Из-за различных сочетаний разных типов дефектов, температурное поведение криттока пленок может существенно изменяться от образца к образцу, что сильно осложняет анализ экспериментальных данных. Для каждого типа дефектов разработаны модели пиннинга [2–7], но общая теория, учитывающая их совокупное влияние на вихревую систему, которая могла бы дать единый подход к описанию зависимости $J(T)$, пока отсутствует. Расчеты, проведенные Овчинниковым и Ивлевым [3], показали, что критток слоистого сверхпроводника, содержащего дефекты как в сверхпроводящих плоскостях, так и в объеме, имеет две независимые компоненты $J = J_1 + J_2$, обусловленные пиннингом в плоскостях (J_1) и объемным пиннингом (J_2). Полученные выражения связывают компоненты криттока с силами пиннинга, температурное поведение которых неизвестно, что делает невозможным непосредственное сравнение результатов расчета с экспериментальными данными.

С ростом температуры тепловые флуктуации подавляют пиннинг при температуре необратимости T_i раньше разрушения сверхпроводимости при критической температуре T_c [2, 4, 5, 8]. В диапазоне между T_c и T_i сверхпроводник находится в обратимом по магнитному полю и температуре смешанном состо-

янии. Ниже T_i реализуется неравновесное необратимое критическое состояние, в котором флуктуации вызывают термоактивированное перераспределение вихрей между центрами пиннинга, ведущее к релаксации криттока со временем [9]. В пленках YBCO температура необратимости может существенно отличаться от критической [8]. В работах [10, 11] в приближении максимальной энтропии для криттока получена зависимость

$$J = J(0)(1 - T/T_i)^\alpha, \quad (1)$$

где показатель степени α определяется совокупностью всех дефектов в сверхпроводнике.

Зависимость (1) с $\alpha \simeq 1-2$ описывает поведение криттока пленок YBCO при высоких температурах $T \gtrsim 20$ К [10, 11].

В эмпирическом описании криттока пленок YBCO можно выделить несколько подходов. Первый основан на наблюдающемся в диапазоне $10 \text{ К} \lesssim T \lesssim 50-60 \text{ К}$ квазиэкспоненциальном поведении $J \propto \exp(-T/T_0)$, которое связывается с присутствием центров пиннинга с характерной энергией $T_0 = 17-32 \text{ К}$ [12–15]. Использование двух компонент $J = J_w \exp(-T/T_w) + J_s \exp[-3(T/T_s)^2]$, объясняемых наличием центров слабого, $T_w = 8-13 \text{ К}$, и сильного, $T_s = 78-93 \text{ К}$, пиннинга, позволяет повысить точность аппроксимации $J(T)$ и расширить область применимости данного подхода до $T \lesssim 75 \text{ К}$ [16–18].

Основой второго подхода служат температурные зависимости глубины проникновения магнитного поля λ и длины когерентности ξ , определяющие температурное поведение параметров пиннинга. Исходя из зависимости Гинзбурга–Ландау $\lambda \propto \xi \propto (1 - \tau)^{-1}$, где $\tau = T/T_c$, критток аппроксимируется набором

¹⁾e-mail: AVKuznetsov@mephi.ru

степенных функций $J \propto (1 - \tau)^\alpha$ с разными показателями степени $\alpha \simeq 0.9\text{--}2.5$ в разных диапазонах температур [19–22]. При более точном учете температурного изменения параметров $\lambda = \lambda_0/\sqrt{1 - \tau^4}$ и $\xi = \xi_0\sqrt{(1 + \tau^2)/(1 - \tau^2)}$ выше 40–50 К критток также аппроксимируется зависимостью $J \propto (1 - \tau^2)^\alpha$ с $\alpha \gtrsim 1.2\text{--}1.5$ [23, 24].

В третьем подходе [25, 26] ВТСП-пленки рассматриваются как джозефсоновская среда, образованная монокристаллическими нанодоменами, а критток трактуется как джозефсоновский ток с температурной зависимостью типа Амбегаокара–Баратова. Низкотемпературный рост тока связывается с наличием фаз, обедненных кислородом, которые становятся сверхпроводящими при $T_c^* \simeq (0.4\text{--}0.6)T_c$. Данный подход полностью игнорирует пиннинг вихрей, но варьирование параметров джозефсоновской связи, T_c^* и концентрации кислородно-дефицитных фаз позволяет описать критток ВТСП-пленок в наиболее широком температурном диапазоне $T > 10$ К [25, 26].

Перечисленные подходы аппроксимируют критток лишь в ограниченных диапазонах температур. В данной работе, анализируя экспериментальные данные на основе расчетов Овчинникова и Ивлева [3] и приближения максимальной энтропии [10], в измеряемом токе YBCO-пленок мы выделим компоненты, обусловленные пиннингом вихрей на дефектах в объеме сверхпроводника и кислородных вакансиях в CuO_2 -плоскостях. Полученные температурные зависимости компонент позволяют с высокой точностью описать поведение полного тока в диапазоне от 4.2 К до T_i .

2. Образцы и методика эксперимента. Пленки YBCO выращивали методом лазерного напыления [27] с использованием KGF-эксимерного лазера на круглых монокристаллических подложках SrTiO_3 (100) диаметром $D = 1.8\text{--}2.1$ мм. Структурный анализ, выполненный на дифрактометре D8 Discover (Bruker), показал отсутствие вторичных фаз и высокое качество кристаллической структуры. Эпитаксиальные пленки толщиной $d = 280\text{--}550$ нм состояли из монокристаллических блоков размером 100–970 нм с осью c , ориентированной перпендикулярно плоскости пленок. Разориентация блоков не превышала 0.6° . Параметр решетки c изменялся в пределах 11.70–11.71 Å. В транспортных измерениях пленки демонстрировали сверхпроводящий переход шириной порядка 1 К с $T_c = 90\text{--}90.5$ К (табл. 1).

Критток пленок определяли из измерений остаточной намагниченности — стандартного метода изучения зависимости $J(T)$ [14, 21, 22, 25, 26, 28], описываемого следующей процедурой. Образец помещают

Таблица 1. Параметры пленок $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$

#	T_c	T_i	T_1	α	J^*	$J_1(0)$	$J_2(0)$
	(К)				(10^6 A/cm^2)		
Y1	90.0	84.5	5.8	1.16	14.5	8.0	7.8
Y2	90.0	88.0	5.9	1.12	12.3	4.1	8.9
Y3	90.5	86.7	5.8	1.33	9.1	1.0	8.8

*Значения J при температуре 4.2 К.

в магнитное поле H достаточно сильное, чтобы сформировать однородное критическое состояние во всем его объеме. При этом градиент плотности вихрей направлен от центра к краю образца, а его магнитный момент $M(T, H)$ определяется как температурой, так и величиной поля. Затем магнитное поле сбрасывают до нуля, часть вихрей покидает образец, градиент их плотности меняет направление на обратное и образец перемагничивается. При полном перемагничивании остаточный момент $M(T, 0)$ насыщается и его значение зависит только от температуры. Для круглой пленки оно равно $M = (\pi/24c)D^3dJ$, где D и d — диаметр и толщина образца, а c — скорость света. Поле, в котором насыщается остаточный момент, оцениваемое как $H = (4\pi/c)Jd$ [28], для пленки толщиной до 550 нм при плотности тока $J \lesssim 1.5 \cdot 10^7 \text{ A/cm}^2$ не превышает 2.1 кЭ. В наших экспериментах поле амплитудой до 2.1 кЭ создавали сверхпроводящим соленоидом, целиком разогревающимся после вывода тока, чтобы сбросить поле, замороженное в проволоке. При всех температурах значение приложенного поля было достаточным, чтобы насытить остаточный момент образцов, при этом оно было существенно больше нижнего и много меньше верхнего критических полей YBCO.

Остаточный момент прецизионно измеряли методом СКВИД-магнитометрии на неподвижном образце [28–30] с использованием магнитометра оригинальной конструкции [28, 31]. При проведении таких измерений необходимо тщательно экранировать измерительную зону магнитометра от внешних полей, для чего использовалась длинная трубка из NbTi [28].

Измерения проводили следующим образом. Образец помещали в одну из приемных петель трансформатора потока магнитометра, где он отогревался выше T_c и охлаждался в нулевом поле до температуры измерения T_m . Перпендикулярно поверхности пленки прикладывали магнитное поле H , которое удерживалось в течение нескольких минут и сбрасывалось в нуль. Вместе со сбросом поля устанавливали нулевой отсчет магнитометра, образец отогревался со скоростью ~ 5 К/мин и регистрировали изменение

его магнитного момента с температурой, как показано на рис. 1 справа. При $T > T_c$ сверхпроводимость

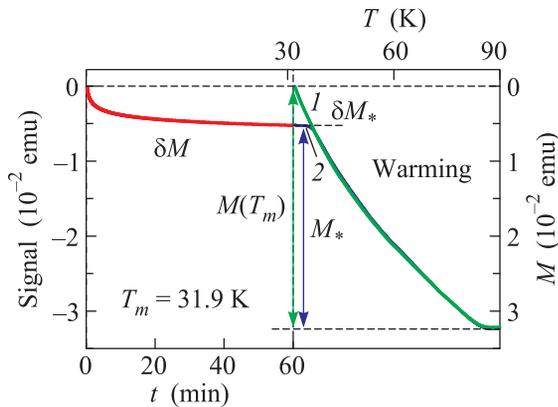


Рис. 1. (Цветной онлайн) Изменение магнитного момента образца Y1 со временем и температурой. Слева: релаксация момента со временем после выключения магнитного поля при $t = 0$. Справа: изменение момента при нагреве от температуры измерения T_m до критической температуры. Верхняя (1) кривая снята непосредственно после вывода поля, нижняя (2) – после релаксации момента в течение часа. Смотри в тексте обозначения приведенных величин

разрушается и момент равен нулю, поэтому разность показаний магнитометра в начале и конце нагрева равна $M(T_m)$. После отогрева начинался новый цикл измерений.

Изменение магнитного момента при отогреве образца определяется уменьшением криттока и непрерывная кривая, регистрируемая при температурной развертке, в принципе, соответствует зависимости $J(T)$. Однако при высокой скорости развертки и неидеальной тепловой связи образца и термометра, погрешность полученной таким образом зависимости может оказаться значительной, поэтому мы провели измерения по описанной выше процедуре для ряда стабилизированных температур T_m , погрешность определения которых не превышала нескольких сотых Кельвина.

Дополнительно была исследована скорость релаксации тока $R = -dJ/d \ln t$. Для этого после вывода поля сначала регистрируют изменение момента со временем $\delta M(t)$ (см. слева на рис. 1), а затем при отогреве измеряют значение релаксированного момента (см. справа на рис. 1). Зависимость момента от времени определяют как $M(t) = M_* + \delta M_* - \delta M(t)$, где M_* и δM_* – значения величин в конце релаксационных измерений. Скорость релаксации R вычисляют численным дифференцированием кривых $J(t)$, измерившихся в течение часа с шагом в одну секунду.

Стабильность температуры при проведении релаксационных измерений была не хуже 0.05 К. Значения величин $M(T_m)$, измеренных обоими способами (см. рис. 1), совпали с точностью $\sim 1\%$.

3. Результаты и обсуждение. Измеренные температурные зависимости криттока, приведенные на рис. 2 для трех образцов, характерны для всех

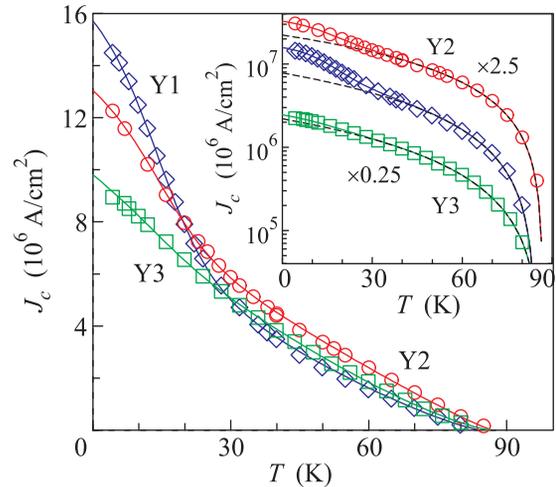


Рис. 2. (Цветной онлайн) Зависимости $J(T)$ пленок $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$. Непрерывные линии – подгонка суммой зависимостей (1) и (2) с параметрами, представленными в табл. 1. На врезке в полулогарифмическом масштабе показано поведение функции $J(T)$ при малых токах. Пунктирные линии – подгонка высокотемпературных данных зависимостью (1). Чтобы избежать наложения кривых, токи образцов Y2 и Y3 умножены на 2.5 и 0.25 соответственно

исследованных пленок. Сравнение с литературными данными показало, что в соответствующих диапазонах температур кривые хорошо аппроксимируются описанными во введении зависимостями $J(T)$ [16, 19, 21–23], поэтому они отражают общее температурное поведение криттока пленок YBCO и могут быть использованы для его анализа. В высоких температурах кривые имеют небольшую положительную кривизну. Ниже 30 К у образца Y1 наблюдается резкий рост криттока и тенденция к его насыщению при $T \rightarrow 0$. Аналогичное поведение у образца Y2 выражено слабее, а у Y3 крутизна зависимости $J(T)$ с температурой практически не меняется.

Температурные зависимости скорости релаксации представлены на рис. 3: R демонстрирует максимум при $T \simeq 12\text{--}20\text{ К}$ и затем спадает до нуля при высоких температурах. Экстраполяция $T \rightarrow 0$ дает ненулевое значение $R \simeq 5 \cdot 10^4 \text{ А/см}^2$, одинаковое для всех образцов, связанное с квантовым крипом вих-

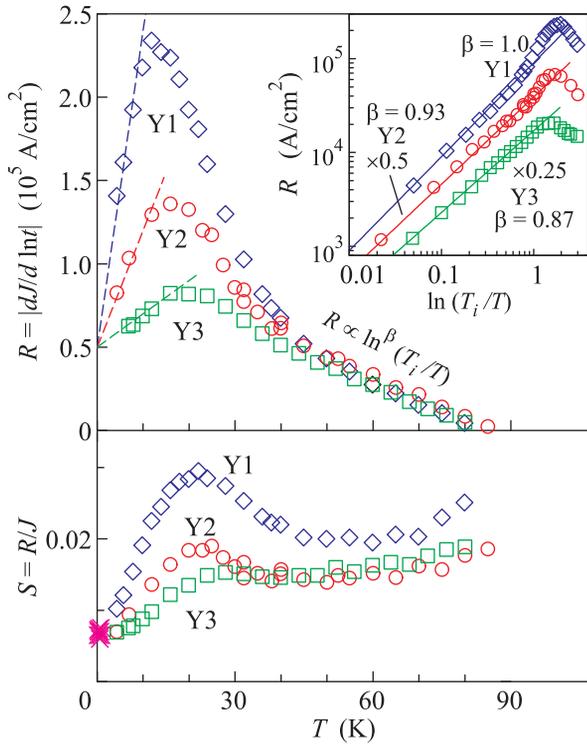


Рис. 3. (Цветной онлайн) Зависимости $R(T)$ и $S(T)$ для пленок $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$. Пунктирные линии – экстраполяция R при $T \rightarrow 0$. Крестики – данные для монокристалла $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ в диапазоне температур 0.1–0.9 К [32]. На врезке в логарифмическом масштабе показана зависимость R от $\ln(T_i/T)$. Чтобы избежать наложения кривых, скорости R образцов Y2 и Y3 поделены на 2 и 4. Прямые линии – подгонка $R \propto \ln^\beta(T_i/T)$. Значения T_i см. в табл. 1

рей [9]. Значения R у образцов Y1 и Y2 резко увеличиваются ниже 30 К, а положение максимума $R(T)$ смещается в сторону более низких температур. При этом отчетливо наблюдается корреляция низкотемпературного роста криттока с увеличением амплитуды максимума R (см. рис. 2 и 3). Такая корреляция проявляется также в поведении нормированной скорости релаксации $S \equiv R/J$. Нормированная скорость релаксации образца Y3 растет с температурой, при $T \simeq 25$ К выходит на плато и вновь растет при $T \gtrsim 65$ К. У образцов Y1 и Y2 перед выходом на плато при $T \simeq 22$ К наблюдается пик $S(T)$, амплитуда которого сильно увеличивается у образца Y1. При низкой температуре величина S хорошо согласуется со скоростью релаксации, обусловленной квантовым крипом вихрей [32] (см. рис. 3).

Анализ высокотемпературного поведения J и R показал, что критток и скорость релаксации за нуляются при температуре меньше критической, что

обусловлено сильным влиянием тепловых флуктуаций, разрушающих критическое состояние раньше разрушения сверхпроводимости [2, 4, 5, 8]. Как показано на рис. 4, кривые $J(T)$ демонстрируют сте-

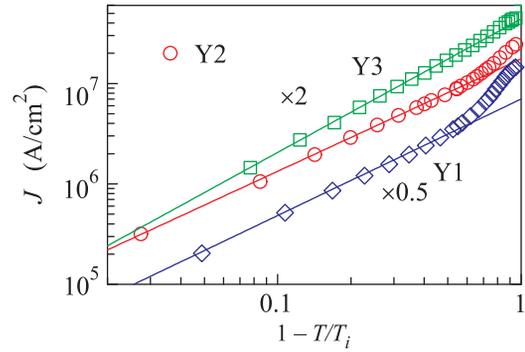


Рис. 4. (Цветной онлайн) Зависимость J от $1 - T/T_i$ для пленок $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$. Прямые линии – подгонка зависимости (1) с параметрами T_i , α и $J_2(0)$, приведенными в табл. 1. Чтобы избежать наложения кривых, токи образцов Y1 и Y3 умножены на коэффициенты 0.5 и 2

пенную зависимость (1), а скорость релаксации изменяется как $R \propto \ln^\beta(T_i/T)$ (см. врезку рис. 3). Подгонка $J(T)$ и $R(T)$ указанными зависимостями с точностью ~ 0.5 К дает одинаковые значения температуры необратимости T_i . Как следует из табл. 1, хотя критические температуры образцов почти одинаковы, значения T_i значительно разнятся.

Отклонение измеряемого тока от зависимости (1) коррелирует с амплитудой пиков скорости релаксации. Например, зависимость (1) хорошо аппроксимирует критток образца Y3 практически во всем диапазоне температур, зависимость $S(T)$ не имеет пика, а амплитуда максимума R минимальна. Напротив, критток образца Y1 отклоняется от (1) при температуре $T \simeq 35$ К, ниже которой наблюдается быстрый рост J и R , а также пик $S(T)$. Мы связываем рост криттока с появлением добавки, вызванной повышением эффективности пиннинга на кислородных вакансиях в CuO_2 -плоскостях при низких температурах. Чтобы выделить эту добавку $J_1 = J - J_2$, следуя Овчинникову и Ивлеву [3], мы вычли из криттока компоненту J_2 , связанную с объемным пиннингом на макроскопических дефектах, которую, как мы полагаем, описывает зависимость (1). Выделенные зависимости $J_1(T)$ приведены на рис. 5. Как видно, J_1 демонстрирует тенденцию к насыщению при $T \rightarrow 0$ и быстрое уменьшение в диапазоне $10 \text{ К} \lesssim T \lesssim 30 \text{ К}$, затухая до нуля при $T \simeq 40$ К. Анализ показал, что

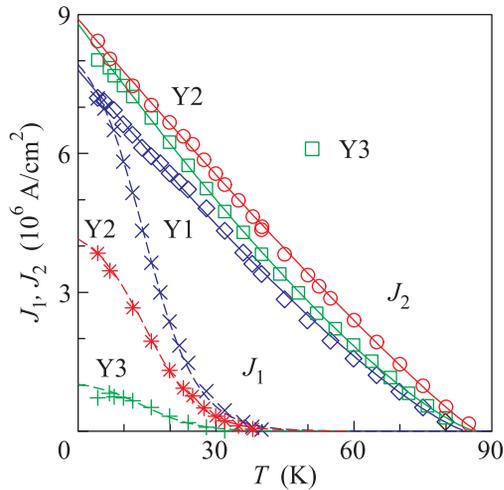


Рис. 5. (Цветной онлайн) Температурные зависимости компонент криттока J_1 и J_2 . Непрерывные и пунктирные линии – подгонки соответственно зависимостями (1) и (2) с параметрами, приведенными в табл. 1

поведение $J_1(T)$ хорошо аппроксимируется зависимостью

$$J_1 = \frac{J_1^*}{1 + 1\text{K} \cdot \exp(T/T_1)/2T_1}, \quad (2)$$

где параметр T_1 имеет размерность температуры. Для всех измеренных образцов в пределах погрешности $\Delta T_1 \simeq 0.1\text{K}$ мы получили одинаковое значение $T_1 = 5.8\text{K}$ и различные амплитуды токов $J_1(0) = J_1^*/(1 + 1\text{K}/2T_1)$ (см. табл. 1). Мы полагаем, что увеличение скорости релаксации в образцах Y1 и Y2 вызвано релаксацией компоненты J_1 , а быстрое затухание J_1 со временем и температурой обусловлено термоактивацией движения вихрей вследствие малого значения энергии пиннинга вакансий [5].

На рис. 5 приведена также температурная зависимость компоненты J_2 , выделенная из экспериментальных данных как $J_2 = J - J_1$. Сравнение компонентов криттока разных образцов (см. рис. 5 и табл. 1) показывает, что при низких температурах величины J_2 отличаются не более чем на 15%, однако величины J_1 отличаются существенно, так $J_1 \simeq J_2$ для образца Y1, $J_1 \simeq 0.5J_2$ для Y2 и $J_1 \simeq 0.1J_2$ для Y3. При этом значения $J_1(0)$ образцов Y3 и Y1 отличаются в восемь раз. Сильный разброс в величинах J_1 у пленок, синтезированных по одной технологии, объясняется коллективным характером пиннинга вихрей на кислородных вакансиях. Поскольку разброс параметра решетки c не превышает 0.01\AA , концентрации кислородных вакансий в пленках различаются слабо [33], поэтому при сильном пиннинге криттока также не должны сильно различаться [5, 34]. В то же время коллективный пиннинг

[5, 34] определяется не значениями концентраций, а неоднородностью распределения вакансий в CuO_2 -плоскостях, которую трудно контролировать в процессе синтеза пленок.

Различное соотношение компонент J_1 и J_2 вместе с различием в величинах T_i и α обуславливают разнообразие температурного поведения полного тока J . Предварительные исследования воздействия магнитного поля $H = 1 - 1.5\text{кЭ}$ на компоненты тока показало его слабое влияние на J_1 и T_i , подавление J_2 и рост показателя степени α с увеличением поля [35]. Отметим, что в более сильном поле $H \gtrsim 5\text{кЭ}$ уменьшается также и температура необратимости T_i [8]. Таким образом, воздействие поля ведет к еще большему разнообразию зависимостей $J(T)$.

4. Заключение. Разделение и анализ компонент криттока в пленках $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ позволило прецизионно аппроксимировать его температурную зависимость в диапазоне от 4.2K до температуры необратимости (см. рис. 2). Мы полагаем, что подобный анализ должен быть эффективен для остальных ВТСП, обладающих слоистой структурой, включая сверхпроводники на основе железа. Корректная интерпретация температурного поведения криттока и скорости его релаксации при температурах ниже 30K важна как в прикладных исследованиях по оптимизации параметров ВТСП-лент [1, 15], так и в фундаментальных исследованиях механизмов пиннинга и динамики вихрей в ВТСП-материалах.

Авторы благодарят О.А. Чуркина за помощь в экспериментах, О.А. Крымскую за анализ структуры образцов, а также сотрудников Отдела низких температур и криогенной техники Института общей физики им. А.М. Прохорова РАН за поддержку данных исследований.

1. S. R. Foltyn, L. Civale, J. L. MacManus-Driscoll, Q. X. Jia, B. Maiorov, H. Wang, and M. Maley, *Nat. Mater.* **6**, 631 (2007).
2. M. V. Feigel'man and V. M. Vinokur, *Phys. Rev. B* **41**, 8986 (1990).
3. Yu. N. Ovchinnikov and B. I. Ivlev, *Phys. Rev. B* **43**, 8024 (1991).
4. D. R. Nelson and V. M. Vinokur, *Phys. Rev. B* **48**, 13060 (1993).
5. G. Blatter, M. V. Feigel'man, V. B. Geshkenbein, A. I. Larkin, and V. M. Vinokur, *Rev. Mod. Phys.* **66**, 1125 (1994).
6. A. Gurevich and E. A. Pashitskii, *Phys. Rev. B* **57**(13), 878 (1998).
7. V. Pan, Y. Cherpak, V. Komashko, S. Pozigun, C. Tretiatchenko, A. Semenov, E. Pashitskii, and A. V. Pan, *Phys. Rev. B* **73**, 054508 (2006).

8. J. Deak, M. McElfresh, J.R. Clem, Zh. Hao, M. Konczykowski, R. Muenchausen, S. Foltyn, and R. Dye, *Phys. Rev. B* **49**, 6270 (1994).
9. Y. Yeshurun, A.P. Malozemoff, and A. Shaulov, *Rev. Mod. Phys.* **68**, 911 (1996).
10. N. J. Long, *Entropy* **15**(7), 2585 (2013).
11. N. J. Long, S. C. Wimbush, N. M. Strickland, E. F. Talantsev, P. D'Souza, J. A. Xia, and R. Knibbe, *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **23**(3), 8001705 (2013).
12. B. M. Lairson, J. Z. Sun, J. C. Bravman, and T. H. Geballe, *Phys. Rev. B* **42**, 1008 (1990).
13. E. Moraitakis, M. Pissas, G. Kallias, and D. Niarchos, *Supercond. Sci. Technol.* **12**, 682 (1999).
14. M. Peurla, H. Huhtinen, and P. Paturi, *Supercond. Sci. Technol.* **18**(5), 628 (2005).
15. C. Senatore, Ch. Barth, M. Bonura, M. Kulich, and G. Mondonico, *Supercond. Sci. Technol.* **29**, 014002 (2016).
16. Ö. Polat, J. W. Sinclair, Y. L. Zuev, J. R. Thompson, D. K. Christen, S. W. Cook, D. Kumar, Y. Chen, and V. Selvamanickam, *Phys. Rev. B* **84**, 024519 (2011).
17. J. Gutiérrez, T. Puig, and X. Obradors, *Appl. Phys. Lett.* **90**, 162514 (2007).
18. T. Puig, J. Gutiérrez, A. Pomar, A. Llordés, J. Gázquez, S. Ricart, F. Sandiumenge, and X. Obradors, *Supercond. Sci. Technol.* **21**(3), 034008 (2008).
19. É. A. Pashitskiĭ, V. I. Vakaryuk, S. M. Ryabchenko, and Yu. V. Fedotov, *Low Temp. Phys.* **27**, 96 (2001).
20. Yu. V. Fedotov, S. M. Ryabchenko, É. A. Pashitskiĭ, A. V. Semenov, V. I. Vakaryuk, V. M. Pan, and V. S. Flis, *Low Temp. Phys.* **28**, 172 (2002).
21. M. Djupmyr, G. Cristiani, H.-U. Habermeier, and J. Albrecht, *Phys. Rev. B* **72**, 220507(R) (2005).
22. J. Albrecht, M. Djupmyr, and S. Brück, *J. Phys.: Condens. Matter* **19**(21), 216211 (2007).
23. A. O. Ijaduola, J. R. Thompson, R. Feenstra, D. K. Christen, A. A. Gapud, and X. Song, *Phys. Rev. B* **73**, 134502 (2006).
24. M. Miura, B. Maiorov, S. A. Baily, N. Haberkorn, J. O. Willis, K. Marken, T. Izumi, Y. Shiohara, and L. Civale, *Phys. Rev. B* **83**, 184519 (2011).
25. H. Darhmaoui and J. Jung, *Phys. Rev. B* **53**, 14621 (1996).
26. H. Yan, J. Jung, H. Darhmaoui, Z. F. Ren, J. H. Wang, and W.-K. Kwok, *Phys. Rev. B* **61**, 11711 (2000).
27. A. A. Ivanov, S. G. Galkin, A. V. Kuznetsov, and A. P. Menushenkov, *Physica C* **180**, 69 (1991).
28. A. V. Kuznetsov, A. A. Ivanov, D. V. Eremenko, and V. N. Trofimov, *Phys. Rev. B* **52**, 9637 (1995).
29. M. Nideröst, A. Suter, P. Visani, A. C. Mota, and G. Blatter, *Phys. Rev. B* **53**, 9286 (1996).
30. I. P. Krylov, E. J. Maritz, and E. B. Nyeanchi, *Phys. Rev. B* **58**, 14609 (1998).
31. V. N. Trofimov, *Cyogenics* **32**, 513 (1992).
32. L. Fruchter, A. P. Malozemoff, I. A. Campbell, J. Sanchez, M. Konczykowski, R. Griessen, and F. Holtzberg, *Phys. Rev. B* **43**, 8709 (1991).
33. J. D. Jorgensen, B. W. Veal, A. P. Paulikas, L. J. Nowicki, G. W. Crabtree, H. Claus, and W. K. Kwok, *Phys. Rev. B* **41**, 1863 (1990).
34. G. Blatter, V. B. Geshkenbein, and J. A. G. Koopmann, *Phys. Rev. Lett.* **92**, 067009 (2004).
35. A. V. Kuznetsov, I. I. Sannikov, and A. A. Ivanov, arXiv:1612.05454v1 [cond-mat.supr-con] (2016).