

Особенности температурных и магнитопольевых зависимостей критической плотности тока вблизи критической температуры в тонких пленках $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$

Д.Г. Ковальчук, М.П. Черноморец, С.М. Рябченко, Э.А. Пашицкий, А.В. Семенов

Институт физики НАН Украины, пр. Науки, 46, г. Киев, 03028, Украина

E-mail: kovalch@iop.kiev.ua

Статья поступила в редакцию 21 июля 2009 г.

Методом динамической магнитной восприимчивости исследована температурная зависимость критической плотности сверхпроводящего тока $j_c(\tau)$ ($\tau = (1 - T/T_c)$, T_c — критическая температура) двух тонких эпитаксиальных c -ориентированных пленок $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, выращенных на подложках LaAlO_3 и SrTiO_3 . В обоих образцах в области температур от 77 К до T_c зависимость $j_c(\tau)$ имеет два участка со степенными зависимостями $j_c \sim \tau^{3/2}$ и $j_c \sim \tau^2$ с кроссовером между ними. Проведены измерения температурных зависимостей динамической скорости релаксации $Q(\tau)$ (крипа магнитного потока), которые оказались несвязанными с наблюдаемыми кроссоверами. Показано, что наблюдаемые особенности $j_c(\tau)$ не обусловлены ограничением плотности критического тока распаривания в междислокационных промежутках межблочных границ тонких эпитаксиальных пленок $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, как это предполагалось ранее. На основании численных расчетов показано, что существование кроссоверов и обнаруженного в одном из образцов нарушения H/τ -скейлинга (H — постоянное магнитное поле) в магнитопольевых зависимостях $j_c(\tau, H)$ вблизи T_c можно объяснить проявлением макроскопической неоднородности образцов по локальным значениям критической температуры T_c (T_c -неоднородность). Отсутствие наблюдаемого нарушения H/τ -скейлинга во втором образце объяснено меньшей шириной распределения по T_c в нем по сравнению с первым образцом.

Методом динамічної магнітної сприйнятливості досліджено температурну залежність критичної густини надпровідного струму $j_c(\tau)$ ($\tau = (1 - T/T_c)$, T_c — критична температура) двох тонких епітаксійних c -орієнтованих плівок $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, які вирощено на підкладках LaAlO_3 та SrTiO_3 . В обох зразках в області температур від 77 К до T_c залежність $j_c(\tau)$ має дві ділянки з степеневими залежностями $j_c \sim \tau^{3/2}$ та $j_c \sim \tau^2$ з кроссовером між ними. Проведено виміри температурних залежностей динамічної швидкості релаксації $Q(\tau)$ (кріпу магнітного потоку), які виявилися непов'язаними з кроссоверами, що спостерігаються. Показано, що особливості $j_c(\tau)$, які спостерігаються, не обумовлено обмеженням густини критичного струму розпарювання в междислокаційних проміжках міжблочних границь тонких епітаксійних плівок $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, як це вважалося раніше. На підставі чисельних розрахунків показано, що існування кроссоверів і виявленого в одному зі зразків порушення H/τ -скейлінгу (H — постійне магнітне поле) у магнітопольових залежностях $j_c(\tau, H)$ поблизу T_c можна пояснити проявом макроскопічної неоднорідності зразків за локальними значеннями критичної температури T_c (T_c -неоднорідність). Відсутність порушення H/τ -скейлінгу, яке спостерігається, в другому зразку пояснено меншою шириною розподілу по T_c у ньому в порівнянні з першим зразком.

PACS: 74.72.-h Купратные сверхпроводники;

74.78.-w Сверхпроводящие пленки и низкоразмерные структуры;

74.25.fc Электро- и теплопроводность.

Ключевые слова: YBCO, крип потока, кроссовер, вихри Пирл.

1. Введение

Как известно, в тонких эпитаксиальных пленках высокотемпературного сверхпроводника (ВТСП) $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$

(YBCO) критическая плотность сверхпроводящего (СП) тока $j_c(\tau, H)$ (здесь $\tau = (1 - T/T_c)$, T_c — критическая температура, H — напряженность приложенного к образцу постоянного магнитного поля) на 2–3 порядка

больше [1], чем в совершенных монокристаллах [2], что указывает на особенности механизмов пиннинга квантовых вихрей в таких пленках. В принципе, возможны разные механизмы пиннинга вихрей в пленках [3–13], и разделить их между собой по результатам отдельных экспериментальных исследований достаточно трудно. Эпитаксиальные пленки YBCO растут в виде слабо разориентированных относительно друг друга монокристаллических блоков, разделенных малоугловыми границами, которые представляют собой периодические цепочки краевых дислокаций (КД) со средней плотностью порядка 10^{10} – 10^{11} см⁻² [14], проникающих сквозь всю толщину пленки. В работах [11,15–17] было показано, что высокое значение $j_c(\tau, H)$ и особенности магнитопольных и температурных зависимостей критической плотности сверхпроводящего тока являются следствием этой их специфической структуры.

Пиннинг вихрей Абрикосова на несверхпроводящих ядрах КД, которые в магнитном поле, перпендикулярном плоскости пленки, и при низких температурах являются намного более эффективными центрами пиннинга, чем ансамбли точечных дефектов в монокристаллах, обеспечивает высокую плотность критического тока. Однако при температурах выше 30–40 К пиннинг вихрей на линейных дефектах может стать неэффективным вследствие тепловой делокализации вихрей, согласно оценкам для YBCO в рамках теории Нельсона и Винокура [18,19]. В монокристаллах с треками от облучения тяжелыми ионами [20] такие оценки подтверждены измерениями критического тока и динамической скорости релаксации. С другой стороны, ряд экспериментальных данных [21–24], прямо или косвенно, свидетельствует о том, что в тонких пленках действие механизма Нельсона–Винокура может быть подавлено, и пиннинг вихрей на дислокациях остается относительно эффективным даже при температурах, близких к критической $T_c \approx 90$ К.

Как отмечалось в [24], причиной этого может быть существенное изменение взаимодействия вихрей в тонких пленках между собой, когда лондоновская глубина проникновения магнитного поля $\lambda = \lambda_0 / \tau^{1/2}$ при приближении к критической температуре становится больше толщины пленки d . При этом распределение магнитного поля и сверхпроводящего тока вихрей изменяется от абрикосовской конфигурации к конфигурации, которая соответствует так называемым вихрям Пирл [25]. Основное отличие от абрикосовского случая, при котором взаимодействие между вихрями на расстоянии $r > \lambda$ убывает экспоненциально, заключается в том, что в ситуации вихрей Пирл межвихревое взаимодействие убывает на больших расстояниях $r > \Lambda$ (где $\Lambda = 2\lambda^2/d$ — длина Пирл) как r^{-1} , т.е. является дальнедействующим. При этом теория Нельсона–Винокура, существенно использующая представление о короткодействующем потенциале, становится неприменимой, а оценки вклада термических флуктуаций в перенормировку потен-

циала пиннинга на линейных дефектах при этом оказываются явно завышенными.

Тот факт, что критический ток в тонких пленках при температурах выше 77 К определяется именно пиннингом вихрей на КД в малоугловых межблочных границах, подтверждается экспериментальными и теоретическими исследованиями зависимостей критической плотности тока от магнитного поля при разных температурах. Таким образом, этот критический ток определяется переходом от безрезистивного сверхпроводящего состояния материала к резистивному состоянию из-за коллективного депиннинга вихрей (flux-flow). В работах [11,16,17] была предложена полуколичественная теория магнитопольных зависимостей плотности критического тока в рамках механизма ее ограничения депиннингом вихревой решетки. Это позволило сформулировать ряд критериев [26], с помощью которых можно выделить указанный механизм среди других, связанных с центрами пиннинга иного происхождения [7–10]. Одним из характерных признаков рассмотренного в [16,17] механизма является наличие так называемого H/τ -скейлинга магнитопольной и температурной зависимости критического тока, согласно которому отношение $j_c(\tau, H)/j_c(\tau, 0)$ является универсальной функцией переменной H/τ во всей области (τ, H) применимости данной модели. Наличие или отсутствие H/τ -скейлинга можно рассматривать как индикатор определенной температурной зависимости энергии пиннинга вихрей [26].

В работе Гуревича и Пашицкого (ГП) [27] был предложен другой механизм ограничения критического тока в тонких пленках YBCO, связанный с их блочной структурой, но не в связи с пиннингом вихрей на ней, а обусловленный пониженной способностью к пропусканию СП тока межблочными границами (их «прозрачностью» для СП тока) по сравнению с внутренними участками блоков (ГП модель). Несверхпроводящие сердцевинки КД на межблочных границах вызывают сужение каналов протекания сквозь границу СП тока. Кроме того, в промежутках между дислокациями СП параметр порядка является подавленным несверхпроводящими сердцевинами КД за счет эффекта близости. В результате средняя плотность критического тока в пленке может быть ограничена уровнем локального значения плотности тока распаривания в междислокационных промежутках межблочной границы $j_c^{\text{tr}}(\tau)$. ГП модель, предложенная для описания зависимости критического тока отдельной границы от угла разориентации, была обобщена в [28] для объяснения температурных зависимостей критического тока в отсутствие внешнего магнитного поля в пленках с ансамблем межблочных границ. При этом показано, что температурная зависимость средней плотности тока в данном случае является степенной функцией τ :

$$j_c(\tau) = A\tau^S, \quad (1)$$

а показатель S может принимать значения $5/4$, $3/2$ или 2 , в зависимости от соотношений между длиной когерентности ξ , радиусом несверхпроводящих ядер дислокаций r_d и расстоянием между дислокациями l . Поскольку ξ зависит от τ , то с изменением температуры могут происходить переходы («кроссоверы») между разными режимами ограничения критического тока прозрачностью границ, которым соответствуют разные показатели S . Подчеркнем, что критический ток, рассматриваемый в модели ГП, является критическим не для flux-flow, а для перехода между сверхпроводящим и нормальным состоянием в междислокационных каналах межблочной границы и не связан с пиннингом вихрей.

Кроссоверы $j_c(\tau)$ от $S = 5/4$ к $S = 2$ и от $S = 3/2$ к $S = 2$ наблюдались экспериментально в работах [16] и [28], соответственно, в области температур весьма близкой к критической температуре перехода образцов в сверхпроводящее состояние T_c (т.е. при $\tau \rightarrow 0$). В обоих случаях переходы происходили в направлении от меньшего значения S к большему при увеличении температуры в соответствии с теоретической моделью [27,28]. Измерения в данных работах проводили путем определения зависимости мнимой части магнитной восприимчивости пленки в зависимости от амплитуды переменного (ac) магнитного поля, возбуждающего в образце сверхпроводящий ток (модель Клема и Сачеса [29]). Согласно [29], в этой методике определяется критический ток коллективного депиннинга вихрей. Однако в [16,28] наблюдаемые кроссоверы $j_c(\tau)$ интерпретировались как проявления особенностей данной зависимости, следующих из ГП-модели. Наличие или отсутствие связи тока распаривания в междислокационных промежутках межблочной границы с током, вызывающим коллективный депиннинг вихрей, пиннингованных на дислокациях этой границы, в [16,28] не обсуждали.

Кроме того, в [30] были предприняты попытки интерпретации магнитооптических измерений $j_c(\tau, H)$ в YBCO пленках на основе ГП-модели. Кроссовер по τ , наблюдавшийся в [30] в окрестности температуры 37 К, отличался как по наблюдаемым значениям показателя S , так и по направлению (от большего значения S к меньшему при увеличении температуры). Экспериментальное проявление такого кроссовера означает, что в зависимостях $j_c(\tau)$ в тонких пленках YBCO на подложках с разной структурой кроссоверов может быть значительно больше, чем это предсказывается на основе ГП-модели, не зависимо от вопроса о ее применимости для интерпретации измерений в тех или иных методиках. Кроме того, следует подчеркнуть, что кроссовер в [30] наблюдался в области низких температур, где ГП-модель, построенная в рамках теории Гинзбурга–Ландау, заведомо неприменима. Таким образом, можно сделать вывод, что измерения $j_c(\tau)$ указывают на существование особенностей в этой зависимости типа «крос-

соверов», что и предсказывает теория. Однако физический смысл «критического тока», рассматриваемого в обсуждаемой теоретической модели и определяемого в конкретных экспериментальных методах, представляется не одним и тем же. Следовательно, вопрос о природе наблюдаемых кроссоверов в зависимости $j_c(\tau)$ остается пока не решенным.

Отметим, что кроме влияния межблочных границ на прохождение СП тока и на условия пиннинга вихрей, в любом образце может существовать неоднородность распределения характерных параметров, которые могут влиять на зависимости $j_c(\tau, H)$. Одним из них является значение критической температуры, которое практически всегда является локальным для определенного участка образца с размерами, много большими, чем ξ и λ , но много меньшими размера образца. При исследованиях вблизи T_c возникает вопрос о корректности введения для всего образца определенной (усредненной или эффективной) критической температуры \bar{T}_c и о возможном влиянии выбора этого значения \bar{T}_c на интерпретацию результатов. Важную роль в области температур, близких к T_c , могут играть также флуктуации параметра порядка [19] в этой области.

В настоящей работе проведено исследование особенностей зависимостей $j_c(\tau, H)$, определенных на основе измерений низкочастотной магнитной восприимчивости в переменном магнитном поле вблизи критической температуры, с целью выяснения их природы. Определение $j_c(\tau, H)$ из данных низкочастотной магнитной восприимчивости проводили на основе модели Клема и Санчеса [29]. С помощью измерений, проводившихся на разных частотах ac магнитного поля, определялась также динамическая скорость релаксации Q . Измерения сделаны в области температур от 77 К до T_c при постоянных магнитных полях $0 < H < 30$ мТл для двух образцов тонких c -ориентированных эпитаксиальных пленок YBCO, выращенных на разных подложках.

Как будет показано ниже, проведенные измерения и их анализ позволили установить следующее:

1. В отсутствие постоянного магнитного поля зависимость $j_c(\tau)$ в логарифмических координатах в обоих образцах состоит из двух линейных участков с плавным переходом (кроссовером) между ними. Значения показателей S на линейных участках близки к предсказываемым в ГП-модели значениям $3/2$ и 2 , и направление кроссоверов такое же, как предсказывает ГП-модель. Основные особенности температурных зависимостей $j_c(\tau)$ принципиально не изменяются при вариациях значения критической температуры \bar{T}_c , использованного для вычисления τ , в пределах его экспериментальной неопределенности.

2. В одном из образцов кроссовер на зависимости $j_c(\tau, H = \text{const})$ в пределах экспериментальных погрешностей не сопровождается изменением динамической скорости релаксации Q . В этом же образце в области температур, где $j_c(\tau, H = \text{const}) \sim \tau^2$, наблю-

дается существенное отклонение от H/τ -скейлинга для магнитопольных зависимостей $j_c(\tau, H)$.

3. Во втором образце также имеется кроссовер $j_c(\tau, H = \text{const})$ вблизи T_c , а динамическая скорость релаксации увеличивается с ростом температуры приблизительно в 1,5 раза по мере приближения к критической температуре. В то же время, H/τ -скейлинг сохраняется с хорошей точностью во всей исследованной области температур, несмотря на подобное первому образцу наличие кроссовера в $j_c(\tau)$. Можно пытаться связать указанный рост динамической скорости релаксации с кроссовером в $j_c(\tau)$. Однако анализ результатов показывает, что он является следствием наличия вклада в Q , пропорционального τ^{-1} .

4. На основе численного моделирования сделаны оценки возможного влияния неоднородности образцов по локальным значениям T_c на температурные зависимости критического тока и на наличие H/τ -скейлинга. Установлено, что наблюдаемые особенности, такие как наличие кроссоверов $j_c(\tau, H = \text{const})$ и отклонения от H/τ -скейлинга, вполне могут быть объяснены определенным распределением локальных значений T_c в каждом из образцов. Различия в свойствах образцов, отмеченные в пунктах (2) и (3), согласуются с представлением о разных ширинах такого распределения в них. При этом привлечение представлений об ограничении критической плотности тока «прозрачностью» межблочных границ для объяснения кроссоверов на зависимостях $j_c(\tau)$ вблизи критической температуры не является необходимым.

2. Эксперимент

Измерения проводили на двух образцах тонких эпитаксиальных пленок YBCO, выращенных методом лазерной абляции. Обе пленки имели квадратную форму с размерами в плоскости $0,5 \times 0,5$ см; с кристаллографической осью c , ориентированной перпендикулярно плоскостям пленок. Пленка PP8 толщиной $d \approx 300$ нм, критической температурой $T_c \approx 87$ К и критической плотностью тока $j_c \approx 1 \cdot 10^6$ А/см² при 77 К была выращена на подложке LaAlO₃. Пленка AC86 на подложке SrTiO₃ имела толщину около 100 нм, критическую температуру ≈ 88 К и критическую плотность тока $\approx 3 \cdot 10^6$ А/см² при 77 К. Магнитная восприимчивость пленок в ac магнитном поле измерялась на частотах $f = 33$ и 933 Гц. Плотность критического тока определяли, как и в [16,23,24,28], методом максимума потерь, т.е. по амплитуде ac магнитного поля $h = h_m$, при которой мнимая часть магнитной восприимчивости χ'' достигает максимального значения $\chi'' = \chi''_m$. Метод основан на соотношениях, полученных в [29], применимость которых для пленок разных форм подтверждена во многих работах (например, [31]), а для измерений в постоянном магнитном поле обсуждалась в [16, УФЖ в печати].

Использовали две процедуры измерений, обе в режиме медленного снижения температуры: со скоростью 0,1–0,3 К/мин. В процедуре 1 амплитуда ac магнитного поля h в автоматическом режиме сканировалась поочередно в направлении увеличения и уменьшения с определением на каждом скане максимума $\chi = \chi''_m$ и двух его координат ($h = h_m, T = T_m$). В процедуре 2 амплитуда h оставалась постоянной, а температура изменялась от $T > T_c$ до $T < T_m$; таким образом, за один проход температурного интервала определялась лишь одна точка ($h_m = h, T_m$). Процедура 2 использовалась для измерений в непосредственной близости к T_c , где необходимая для достижения максимума амплитуда h_m очень мала. Температурная зависимость скорости крипа магнитного потока Q (динамической скорости релаксации) определялась из температурных зависимостей плотности тока, измеренных на двух частотах, как в [23]. Магнитопольные зависимости плотности тока при разных температурах, $j_c(H, T = \text{const})$, восстанавливались из семейств температурных зависимостей при разных полях: $j_c(T, H = \text{const})$.

Точность измерения температуры (погрешность абсолютного значения T) в наших экспериментах мы оцениваем как $\pm 0,1$ К. Воспроизводимость температуры в серии однотипных измерений (погрешность относительного значения T) была лучше, чем 0,05 К. Рисунок 1 иллюстрирует процедуру определения критической температуры, на которой следует остановиться подробнее.

На зависимости $\chi''(T)$ (рис. 1,а), измеренной при малой постоянной амплитуде ac магнитного поля h , определялись две характерные температуры: $T_m(h)$ и $T_c(h)$. Температура T_m соответствует максимуму χ'' при заданном значении h , а температура T_c определялась по линейной экстраполяции до нуля высокотемпературного фронта $\chi''(T)$, как показано на рис. 1,а. Разность между T_c и T_m уменьшается при уменьшении h , но не исчезает при $h \rightarrow 0$, а стремится, хоть и к малой, но конечной величине, см. рис. 1,б. В высококачественных образцах с узким по температуре переходом в сверхпроводящее состояние эта малая величина $(\Delta T_c)_{h \rightarrow 0} = (T_c - T_m)_{h \rightarrow 0} \approx 0,2$ К и является, по нашему мнению, мерой экспериментальной неопределенности критической температуры для данного образца в подобном способе измерений. Ее существование может быть как следствием неоднородности образца, так и проявлением температурных флуктуаций модуля параметра порядка [19] в непосредственной близости к критической температуре. Далее в этой работе мы будем называть критической температурой образца в целом величину $T_c \equiv T_c(h \rightarrow 0)$. По сути, определенную таким образом величину T_c мы будем использовать как \bar{T}_c и именно через нее будем вычислять τ при дальнейшем рассмотрении разных зависимостей. Сразу отметим, что в случае наличия в образце не-

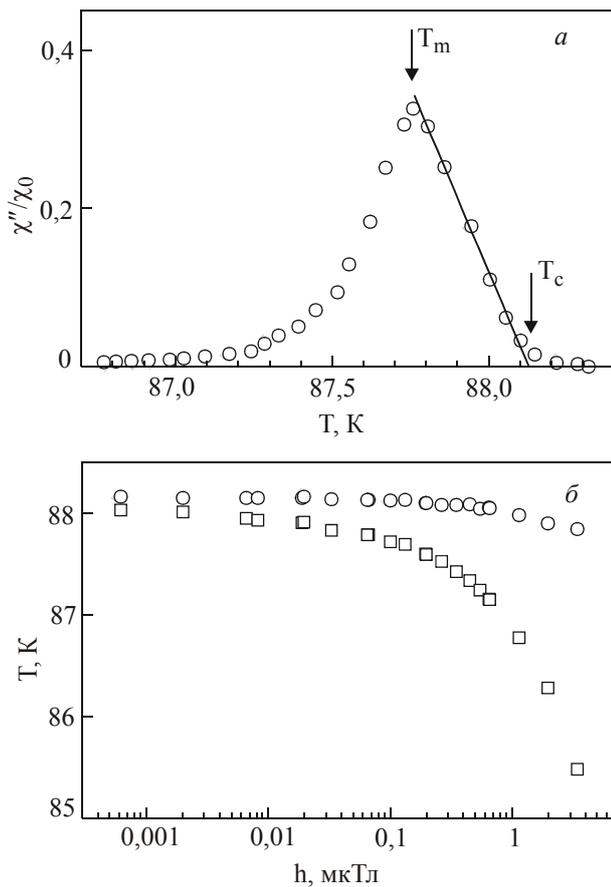


Рис. 1. Определение критической температуры по температурной зависимости мнимой компоненты магнитной восприимчивости $\chi''(T)$ в переменном магнитном поле ($h = 0,62$ мкТл) (а). Прямая линия — линейная аппроксимация высокотемпературного фронта зависимости, стрелками обозначены: T_c — критическая температура, T_m — температура в максимуме χ'' . Зависимость значений T_c (○) и T_m (□) от амплитуды измерительного поля, $(T_c - T_m)_{h \rightarrow 0} \rightarrow 0,17$ К (б). Образец АС86.

которого распределения локальных значений критической температуры определенная таким образом \bar{T}_c не будет совпадать с максимумом функции распределения этих локальных значений, а будет несколько больше (например, при нормальном распределении она будет больше температуры максимума распределения на двойную величину среднеквадратичного отклонения). В образце РР8 определенная таким способом критическая температура равна $\bar{T}_c = 87,1$ К, а в образце АС86 $\bar{T}_c = 88,2$ К.

Таблица 1. Характеристики температурных зависимостей плотности тока, приведенных на рис. 2 и 3. T_N — температуры в обозначенных точках, S_{AB} и S_{CD} — показатели степени на линейных участках AB и CD

Образец	T_c , К	f , Гц	T_A , К	T_B , К	T_{cross}	T_C , К	T_D , К	S_{AB}	S_{CD}
АС86	88,17	933	77,3	84,1	86,0	86,6	87,4	1,39±0,05	1,71 ±0,2
АС86	88,17	33	77,3	84,3	85,5	86,2	87,2	1,39±0,05	1,71 ±0,2
РР8	87,11	933	77,1	80,5	82,9	84,3	86,2	1,54±0,05	1,56±0,05
РР8	87,11	33	77,1	80,2	83,2	84,5	86,1	1,56±0,05	1,98±0,1

3. Результаты

На рис. 2 и 3 показаны зависимости критической плотности тока от приведенной температуры $\tau = (1 - T/T_c)$ в логарифмических координатах для образцов РР8 и АС86 на частотах измерений 933 Гц (рис.2,б и рис. 3,б) и 33 Гц (рис. 2,а и рис. 3,а). Измерения проводились по Процедуре 1. Ближайшая к T_c измеренная точка D определяется спецификой процедуры и всегда отстоит от T_c почти на 1 К, таким образом, весь температурный диапазон измерений находится существенно за пределами указанной выше экспериментальной неопределенности критической температуры.

На каждой из кривых на рис. 2,а,б и 3,а,б можно видеть по два линейных участка, концы которых обозначены стрелками, а соответствующие им параметры (значения температур, которые соответствуют стрелкам, и показатели S зависимости $j_c(\tau) = A\tau^S$) приведены в табл. 1. Плавный переход (кроссовер) между линейными участками растянут по температурной шкале на 3–4 К. Плотность критического тока на переходном участке в образце РР8 падает в 4 раза, а в АС86 — в 7 раз при повышении T , т.е. при уменьшении τ . Показатели S на линейных участках оказываются близкими к значениям $3/2$ и 2 , предсказываемым в ГП модели для случая ограничения критического тока прозрачностью межблочных границ, т.е. для $j_c^{lr}(\tau)$.

Поскольку температурный диапазон приведенных данных приближается к критической температуре меньше, чем на 1 К, их зависимости от τ весьма чувствительны к тому, какое именно значение T_c взято для его вычисления. Действительно, как оказалось, принципиально есть возможность аппроксимировать все полученные экспериментальные точки зависимостью с одним и тем же показателем S без кроссовера, если подобрать искусственно некоторое значение для T_c^{fit} , которое, кстати, не очень отличается от значения T_c , определенного описанным выше способом. Это порождает сомнение в действительном существовании наблюдаемых кроссоверов. Чтобы проверить, в какой мере выбор значения T_c при обработке экспериментальных данных влияет на наличие кроссоверов и величины показателей S , мы варьировали в τ величину T_c в пределах описанной выше экспериментальной неопределенности.

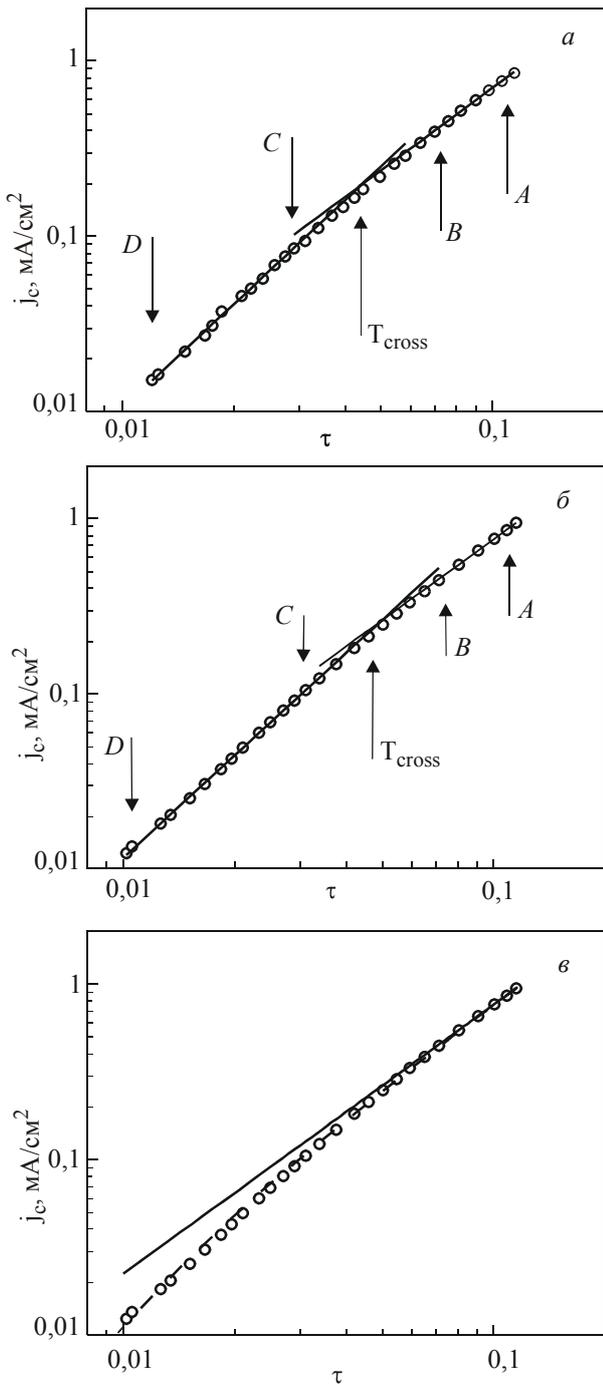


Рис. 2. Температурные (от приведенной температуры $\tau = 1 - T/T_c$) зависимости измеренной критической плотности тока (O) на частотах 33 Гц (а) и 933 Гц (б), (в). Сплошные линии — аппроксимации линейных участков. Стрелками указаны концы линейных участков (AB и CD) и пересечения линейных аппроксимаций (T_{cross}). Штриховой линией на (в) представлены результаты расчетов критической плотности тока с учетом T_c -неоднородности. Образец PP8.

Как оказалось, варьирование в этих пределах мало влияет на характер зависимостей $j_c(\tau)$, показанных на рис. 2 и 3. Приведенные в табл. 1 погрешности определения показателей S_{AB} и S_{CD} на линейных участках по сути характеризуют чувствительность этих величин к

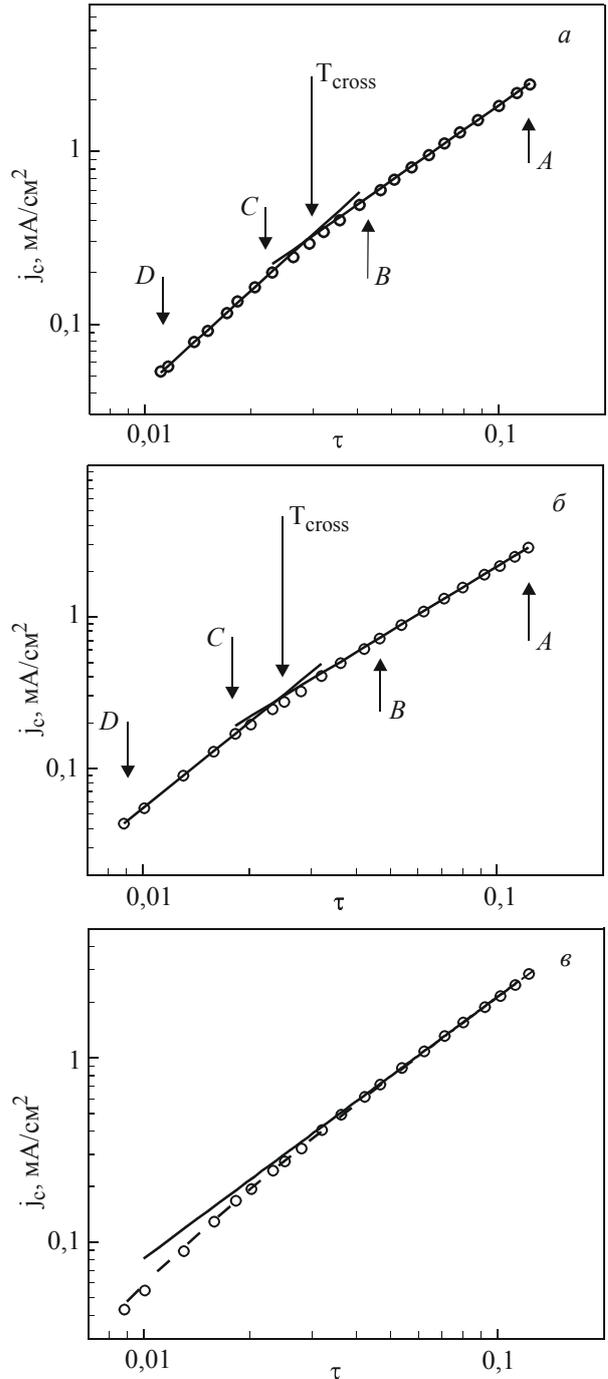


Рис. 3. Температурные (от приведенной температуры $\tau = 1 - T/T_c$) зависимости измеренной критической плотности тока (O) на частотах 33 Гц (а) и 933 Гц (б), (в). Сплошные линии — аппроксимации линейных участков, стрелками указаны концы линейных участков (AB и CD) и пересечения линейных аппроксимаций (T_{cross}). Штриховой линией на (в) представлены результаты расчетов критической плотности тока с учетом T_c -неоднородности. Образец AC86.

замене T_c на T_m ($h \rightarrow 0$) при вычислении τ . Видно, что заметно чувствительным к выбору критической температуры есть лишь показатель S_{CD} в образце AC86, т.е. показатель для линейного участка, который очень узок по температуре (меньше 1 К) и очень близок к T_c .

В то же время при более сильных вариациях значения критической температуры, используемого для вычисления τ , можно ожидать не только количественных, но и качественных изменений полученных зависимостей. Так, в работе [23], где исследовался, в том числе, и образец PP8, мы аппроксимировали $j_c(\tau)$ формулой (1) с одним параметром S во всем диапазоне температур и с параметром T_c^{fit} , определенным из фитирования экспериментальных данных во всем интервале температур такой формулой. Эта аппроксимация давала приемлемые результаты в области измерений, однако экстраполировалась к подгоночному значению критической температуры T_c^{fit} , которое оказалось на 0,6 К ниже, чем измеренное по описанной выше процедуре \bar{T}_c . В данном случае разница между T_c^{fit} и \bar{T}_c существенно превышает сделанную нами в этой работе оценку экспериментальной неопределенности критической температуры образца. Поэтому было проведено аналогичное фитирование экспериментально полученных зависимостей $j_c(\tau)$ только по данным на высокотемпературных участках CD. Полученные таким путем значения T_c^{fit} практически совпадают с измеренными значениями \bar{T}_c .

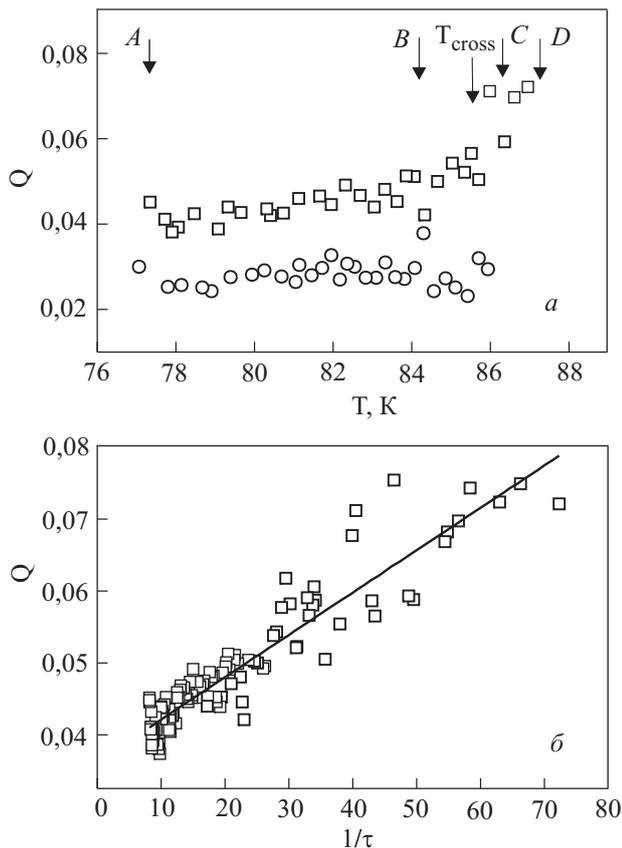


Рис. 4. Температурные зависимости динамической скорости релаксации Q для образцов PP8 (O) и AC86(□). Стрелки соответствуют концам линейных участков на кривых рис. 3 для критической плотности тока в образце AC86 (а). Данные для образца AC86 приведены в зависимости от $1/\tau$. Сплошная линия — аппроксимация экспериментальных данных зависимостью вида $a + b/\tau$ (б).

Таким образом, можно сделать вывод, что кроссоверы, при описанном способе определения \bar{T}_c , действительно существуют, т.е. в области температур от 77 К до T_c в тонких эпитаксиальных пленках YBCO, выращенных на разных подложках, температурные зависимости измеренной критической плотности тока $j_c(\tau)$ имеют подобный характер с двумя линейными участками, на которых степенная зависимость $j_c(\tau)$ имеет разные показатели. Для каждого из образцов зависимости $j_c(\tau)$, полученные на разных частотах ω магнитного поля (см. рис. 2 и рис. 3), подобны: температура кроссовера, его ширина и показатели степени S для зависимостей $j_c(\tau) = A\tau^S$ почти не зависят от частоты измерений. Поскольку значения S и порядок их смены соответствуют вычисленным в ГП модели для степенной зависимости $j_{\text{tr}}(\tau)$, возникает желание искать их объяснение именно на основе представлений этой модели. В то же время наличие крипа потока, который не меняется при кроссоверах, показывает, что плотность критического тока, измеренная здесь, является плотностью тока, при которой возникает коллективный депиннинг вихрей, а не плотностью тока распаривания куперовских пар в междислокационных промежутках межблочных границ исследуемых пленок $j_c^{\text{tr}}(\tau)$. Это же следует и из модели [29], на которой основана используемая в настоящей работе методика измерений j_c .

На рис. 4 показаны температурные зависимости динамической скорости релаксации (скорости крипа потока) для обоих образцов, определенные из данных рис. 2,а,б и 3,а,б с помощью соотношения

$$Q = \frac{\lg(j_c(f_2)/j_c(f_1))}{\lg(f_2/f_1)}. \quad (2)$$

Такая аппроксимация для Q является вполне удовлетворительной, поскольку в исследованном частотном диапазоне логарифмическая производная $Q \equiv \partial \lg j_c / \partial \lg f$ оставалась практически постоянной на всех частотах в рамках погрешности измерений [23].

Стрелки A, B, C, D, T_{cross} на рис. 4,а соответствуют тем же температурам, что на рис. 3 для $j_c(\tau)$ в образце AC86, усредненным по измерениям на двух частотах. Динамическая скорость релаксации в разных образцах отличается по величине и демонстрирует несколько разное поведение при увеличении температуры. В образце PP8 скорость релаксации практически одинакова во всем диапазоне температур от 77 до 86 К [18,19] и не имеет никаких особенностей в точке кроссовера по τ на зависимости $j_c(\tau)$, который виден на рис. 2. В образце AC86 скорость крипа потока (динамическая скорость релаксации) при 77 К приблизительно в 1,5 раза больше, чем в PP8, и по мере возрастания температуры растет. Этот рост сравнительно невелик (приблизительно на 50% до температуры 87 К), но заметно превышает погрешности эксперимента. Можно было бы пытаться, с учетом предоставленных

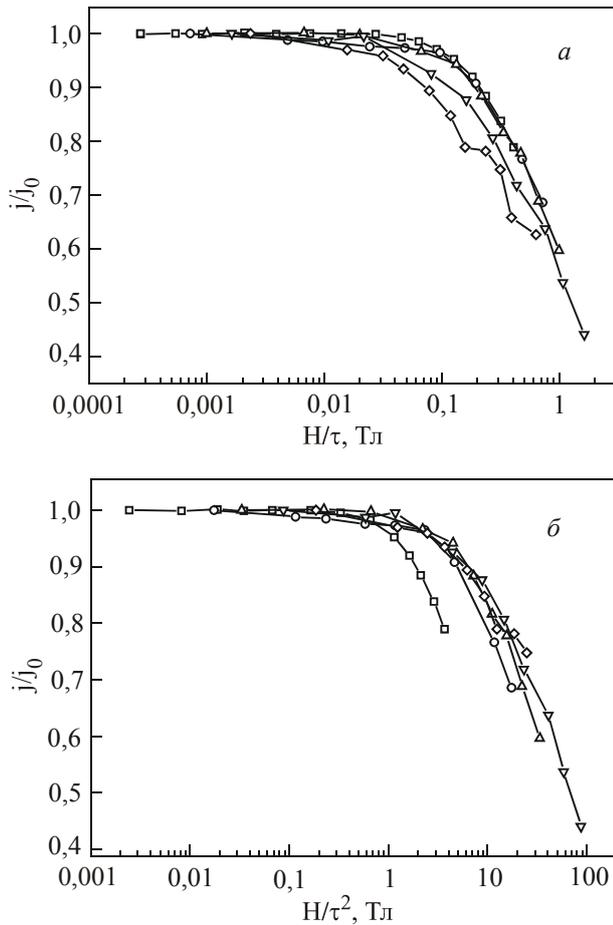


Рис. 5. Зависимости измеренной критической плотности тока от параметров H/τ (а) и H/τ^2 (б) при T , К: 77 (\square), 83,5 (\circ), 84,5 (\triangle), 85,5 (∇), 86 (\diamond) для образца PP8. Величины критической плотности тока $j_c(H, T = \text{const})$ нормированы на значения $j_0 = j_c(H = 0, T = \text{const})$. Экспериментальные точки соединены линиями для наглядности.

стрелок $A, B, C, D, T_{\text{cross}}$, разделить зависимость $Q(T)$ для данного образца на два участка: низкотемпературный, где зависимость от температуры почти отсутствует, и высокотемпературный (после кроссовера $j_c(\tau)$), где она появляется. В то же время, как можно видеть на рис. 4,б, экспериментальные данные для образца АС86 в пределах погрешностей хорошо аппроксимируются зависимостью

$$Q(\tau) = a + b\tau^{-1} \quad (3)$$

с $a = 0,036$, $b = 5,9 \cdot 10^{-4}$ во всей области температур, для которых они получены (для вычисления τ было использовано значение $\bar{T}_c = 88,17$ К). Эта аппроксимация показывает, что никакой реальной связи между характером изменения $Q(\tau)$ и кроссоверами $j_c(\tau)$ нет.

На рис. 5,а показаны зависимости плотности критического тока, измеренные в магнитном поле, перпендикулярном к плоскости образца, от параметра H/τ для образца PP8 при разных температурах. Видно, что в интервале температур $77 \text{ К} < T < 84 \text{ К}$ H/τ -скейлинг сохраняется, т.е. данные, полученные при разных полях

и разных температурах, но таких, что $H/\tau = \text{const}$, совпадают друг с другом. При увеличении же температуры возникают отклонения от него, которые становятся достаточно заметными (выходят за пределы погрешностей измерений) при $T_S \approx 84,5$ К. При росте температуры выше T_S эти отклонения возрастают. Для температур выше T_S мы провели поиск температурного интервала, в котором бы скейлинговое соотношение сохранялось в виде H/τ^n с некоторым $n \neq 1$. Для семейства кривых в диапазоне температур 84,5–86 К наилучшее фитирование было получено при $n = 2$, но только для кривых из этого диапазона (см. рис. 5,б). В целом же, если рассматривать узкие диапазоны температур, то оптимальное значение n внутри диапазона постепенно возрастает по мере приближения диапазона к T_c и достигает значения 2 на верхней границе температур наших измерений.

Для образца АС86 во всем интервале температур, в котором проводились измерения, отклонений от H/τ -скейлинга за пределами погрешности эксперимента обнаружить не удалось.

4. Обсуждение

Остановимся вначале на некоторых терминологических вопросах. В сверхпроводниках 1-го рода термин «сверхпроводящее состояние» одновременно означает и «безрезистивное состояние», а термин «плотность тока распаривания» и «критическая плотность тока» имеют одинаковое физическое содержание — они обозначают максимальную плотность тока, при которой может существовать сверхпроводящее, оно же безрезистивное состояние.

В сверхпроводниках 2-го рода сверхпроводящее состояние может быть как безрезистивным, так и резистивным, или, что то же самое, в рамках сверхпроводящего состояния могут существовать условно безрезистивный режим протекания тока («flux creep», или режим релаксации) и резистивный режим, где резистивность связана с коллективным движением вихрей («flux flow»). Итак, термины «плотность тока распаривания» и «критическая плотность тока» в сверхпроводниках 2-го рода имеют разное физическое содержание. Плотность тока распаривания j_0 является температурно-зависимой характеристикой сверхпроводящего материала, которая отделяет сверхпроводящее состояние от нормального. Критическая же плотность тока j_c в рамках сверхпроводящего состояния разграничивает режимы «flux creep» и «flux flow». Можно называть ее плотностью тока депиннинга вихрей.

Критической плотностью тока в экспериментальных работах, которые касаются сверхпроводников 2-го рода, часто называют измеренную плотность тока j_c , хотя она обычно несколько меньше (иногда в 2–3 раза, см., например, [19,21]), чем «истинная критическая плотность тока» j_{c0} . Различие между j_c и j_{c0} определяется скоростью релаксационных процессов (крипом вихрей) и характерным для используемой методики эффек-

тивным временем между введением образца в критическое состояние и регистрацией его характеристик. Важно, что вследствие влияния релаксационных процессов могут существенно отличаться не только сами величины j_c и j_{c0} , но и их температурные зависимости [21], и это обстоятельство нужно принимать во внимание при сравнении результатов эксперимента с теоретическими моделями.

Определение в рамках одной физической методики температурных зависимостей плотности сверхпроводящего тока $j_c(\tau)$ и динамической скорости релаксации $Q(\tau)$ позволяет или восстановить при определенных обстоятельствах температурную зависимость критической плотности тока $j_{c0}(\tau)$ [21], или, по крайней мере, сделать качественные выводы относительно меры искажения температурной зависимости $j_c(\tau)$, по сравнению с $j_{c0}(\tau)$, релаксационными процессами.

Например, в ситуации, исследовавшейся в [21], при достаточно больших магнитных полях и низких температурах измерявшаяся зависимость $j_c(T)$ в значительной степени определялась зависимостью $Q(T)$, а не $j_{c0}(\tau)$. В нашем же случае малых полей (определяемых измерительным ac полем h) и малых τ достаточно слабая (для AC87) или вовсе не различимая в пределах погрешности (для PP8) зависимость $Q(\tau)$ не может существенно исказить достаточно сильную по τ степенную зависимость $j_c(\tau, f) = j_{c0}(\tau)(f/f_0)^{Q(\tau)}$ [23], учитывая что $S \approx 1,5-2$, а $Q(\tau) \ll 1$. Здесь f — частота измерений, а f_0 — характерная частота, определяемая временем установления критического состояния в образце и зависящая от его геометрии и размеров («макроскопическое время» [19]). Точное значение f_0 не известно, но в использованной методике применяются относительно высокие значения f (по сравнению с характерными обратными временами в традиционных релаксационных методиках [5, 20–22]), а значения Q достаточно малы. Потому можно полагать, что в нашем случае зависимости $j_c(\tau, f)$ в основном отражают зависимости $j_{c0}(\tau)$ (т.е. температурная зависимость крипа не влияет на факт наличия кроссовера).

Таким образом, в обоих исследовавшихся образцах детальное измерение температурных зависимостей $j_c(\tau)$ и $Q(\tau)$ позволяет утверждать, что кроссоверы по τ имеют место в зависимостях «истинного критического тока» $j_{c0}(\tau)$, тогда как скорость релаксации весьма слабо зависит от температуры.

Что касается эмпирической температурной зависимости (3) скорости релаксации потока Q , то она может быть отражением «интерференции» двух различных механизмов крипа в эпитаксиальных YBCO пленках. При этом, независящая от τ постоянная составляющая Q отвечает предложенному в [24] коллективному механизму крипа так называемых вихрей Пирл [25], в которые преобразуются обычные вихри Абрикосова при условии, что толщина пленки d меньше лондоновской глубины проникновения магнитного

поля $\lambda_L(\tau) = \lambda_0 / \tau^{1/2}$ (это условие для исследуемых пленок реализуется во всем диапазоне измерений по τ). Как отмечалось во Введении, эффективная глубина проникновения поперечного плоскости пленки магнитного поля (длина Пирл) равна $\Lambda = 2\lambda_L^2 / d \gg \lambda_L$, а энергия электромагнитного взаимодействия вихрей Пирл на больших расстояниях r между ними ($r \gg \Lambda$) не зависит от τ и убывает с r не по экспоненциальному (как в случае вихрей Абрикосова), а по степенному закону.

В [24] предложен коллективный механизм крипа для большинства вихрей, относительно слабо запиннингованных на цепочках несверхпроводящих ядер краевых дислокаций с радиусом $r_0 \ll \xi(\tau)$, образующих малоугловые границы между монокристаллическими блоками в эпитаксиальной пленке. В его рамках предполагалось, что скорость крипа «пучков» вихрей вдоль сетки малоугловых границ определяется их взаимодействием с небольшим числом вихрей, сильно запиннингованных на редких глубоких центрах с характерным радиусом $R_0 \gg \xi(\tau)$ и характерным расстоянием между ними $r_{\text{eff}} \gg \Lambda$. Такими центрами, например, могут быть столбчатые включения несверхпроводящих фаз, прорастающие на отдельных пересечениях малоугловых границ. Предполагалось, что вихри на глубоких центрах полностью неподвижны, а вихри на цепочках дислокаций медленно дрейфуют, «продавливаясь» через электромагнитный барьер, создаваемый неподвижными вихрями. Однако естественно предположить, что вихри на глубоких центрах также подвержены крипу, энергия активации которого определяется индивидуальной энергией пиннинга каждого вихря, которая, с учетом приблизительно равных долей электромагнитного и кор-пиннинга [32], равна $E_p = d(\Phi_0 / 4\pi\lambda L)^2 \sim \tau$ и превышает, при условии $r_{\text{eff}} > \Lambda(\tau)$, энергию активации коллективного крипа. Энергия E_p определяет среднюю скорость движения медленной подсистемы вихрей, локализованной большую часть времени на глубоких центрах. Хотя непосредственный вклад этой подсистемы в скорость релаксации пренебрежимо мал из-за малости концентрации глубоких центров, косвенный вклад, связанный с аддитивным увеличением скорости «быстрой» подсистемы вихрей в лабораторной системе отсчета на величину скорости «медленной» подсистемы, должен привести к аддитивности слагаемых в Q , пропорциональных τ^{-1} и константе. Из этих соображений для коэффициента b в зависимости (3) получается простая оценка $b \sim T_c / (d \cdot \epsilon_0)$, где $\epsilon_0 = (\Phi_0 / 4\pi\lambda_0)^2$ — характерная погонная энергия вихря при $T = 0$. Такая оценка не противоречит экспериментальному значению b для образца AC87 и позволяет предположить, что в образце PP8, имеющем втрое большую толщину d , слагаемое $b\tau^{-1}$ втрое меньше и не различается на фоне погрешностей измерений.

Как отмечалось во Введении, в [16, 28] кроссоверы в экспериментальных зависимостях $j_c(\tau)$ объяснялись

ссылкой на ГП-модель. Как температурный диапазон (единицы К, ниже T_c), так и направление кроссоверов (от $S = 5/4$ к $S = 2$ и от $S = 3/2$ к $S = 2$ при $H = 0$ в [16] и [28]) отвечали области применимости модели и ее предсказаниям. Однако при этом не обращалось внимания на принципиальное различие между фигурирующей в ГП-модели плотностью критического тока прозрачности границы $j_c^{tr}(\tau)$ и экспериментально измеряемой плотностью макроскопического критического тока депиннинга вихрей («flux flow») $j_c(\tau)$. Первая из этих величин ($j_c^{tr}(\tau)$) определяется как усредненное по периоду дислокационной цепочки значение локального подавленного в области границы тока расплавления в отсутствие магнитного поля. В то время как вторая ($j_c(\tau)$) определяется, в соответствии с моделью Клема–Санчеса [29], как плотность тока для критического состояния в тонком диске в поперечном магнитном поле. Последняя неразрывно связана с проникновением в пленку магнитного потока (даже в отсутствие постоянного внешнего поля вихри проникают в образец за счет измерительного ac поля h). Поэтому измеряемая плотность $j_c(\tau)$ по определению связана с условиями пиннинга проникающих в образец вихрей и релаксации (крипа) создаваемого ими магнитного потока. Следует отметить, что это в равной мере относится к обычным транспортным измерениям критического тока четырехзондовым методом, в которых в отсутствие внешнего поля собственное поле тока играет роль, аналогичную измерительному полю в магнитных методиках.

Поэтому результаты ГП модели нельзя непосредственно связывать с экспериментальными. При определенных условиях можно было бы предполагать, что при наличии магнитного поля и квантовых вихрей макроскопический ток $j_c(\tau)$ окажется связанным с микроскопическим током прозрачности границы $j_c^{tr}(\tau)$. Однако нет достаточных оснований полагать, что они будут прямо пропорциональны один другому. В модели [16,17] коллективного депиннинга вихревой решетки (ВР) с сеткой малоугловых границ, состоящих из цепочек краевых дислокаций, H/τ -скейлинг возникает из условия равенства энергий пиннинга E_{pin} и упругой деформации решетки вихрей при смещении вихря на расстояние x из узла последней. Из рассмотрения в рамках этой модели удастся получить, что в узкой области температур вблизи T_c , в которой длина когерентности $\xi(\tau)$ становится больше расстояния между дислокациями в межблочной границе, на которых пиннируются вихри, скейлинг должен меняться от (τ/H) к $(\tau^{1/2}/H)$. В то же время, как отмечалось выше, в образце АС87 нарушения скейлинга в пределах погрешности зафиксировано не было, а в образце РР8 оно наблюдалось (рис. 5), но отклонение имеет место не в том направлении, которое следует из теории: к (τ^2/H) , а не к $(\tau^{1/2}/H)$. Поэтому следствия модели [16,17] не могут объяснить наблюдаемых в данной работе отклонений от H/τ -скейлинга, а воз-

можная связь наблюдаемых кроссоверов $j_c(\tau)$ и кроссоверов $j_c^{tr}(\tau)$, предсказанных в ГП-модели, остается проблематичной.

Далее мы рассмотрим альтернативную возможность объяснения кроссоверов и нарушения H/τ -скейлинга на основе макроскопической неоднородности образца по T_c . Как уже было сказано в описании результатов, выбор критической температуры, которая используется для вычисления приведенной температуры τ , может влиять на вид температурных зависимостей критического тока. Понятно, что любой образец является в той или иной мере неоднородным по разным параметрам, в том числе и по величине «локального» (в том смысле, как обсуждалось во Введении) значения критической температуры. Эта неоднородность будет вести к неоднородности локального значения τ . В то же время, для анализа различных температурных зависимостей, измеренных для образца в целом, т.е. определенным образом усредненных (будем обозначать их дальше черточкой сверху символа), мы должны вводить \bar{T}_c и, соответственно, «эффективное» $\bar{\tau}$ для образца в целом. Именно относительно такого $\bar{\tau}$ построены зависимости на рис. 2–5. Ясно, что полученные таким способом зависимости как минимум не полностью будут отвечать зависимостям «локальных» характеристик образца от «локального» τ .

Для проверки возможного влияния неоднородности образца по локальным значениям критической температуры (T_c -неоднородности) на температурные зависимости критического тока и на выполнение H/τ -скейлинга использовали численное моделирование. Путем такого моделирования было проверено предположение, что наблюдаемые «кроссоверы» $\bar{j}_c(\bar{\tau})$ и нарушение $H/\bar{\tau}$ -скейлинга для зависимостей $\bar{j}_c(\bar{\tau}, H)$ являются проявлением влияния такой неоднородности, в то время как соответствующие зависимости «локальной» критической плотности тока от «локального» τ и соответствующие магнитополевые зависимости «локальной» плотности критического тока упомянутых особенностей не имеют. Постулировано, что «локальная» плотность критического тока $j_{c0}(\tau, H = 0)$ имеет степенную зависимость от «локальной» приведенной температуры (аналогично формуле (1)). Значение показателя степени выбирали равным значению показателя, полученному по экспериментальным данным на низкотемпературных участках зависимостей $\bar{j}_c(\bar{\tau})$ (для частоты $f = 933$ Гц: $S = 1,54$ для образца РР8 и $S = 1,39$ для образца АС86). Кроме того, полагалось, что для каждого участка образца с его локальной критической температурой имеет место H/τ -скейлинг (для локального τ). Параметры магнитополевой зависимости $j_c(\tau, H)$, для проверки ее на H/τ -скейлинг, определялись из зависимости $j_c(H)$ при $T = 77$ К. Для этой температуры $(\bar{T}_c - T) \gg \sigma$, где σ — среднеквадратичное отклонение распределения локальных значений критической температуры (будем обозначать их t_c), поэтому для нее неоднородность t_c не должна

давать вклад в $j_c(\tau, H)$. Параметрами образца, которые непосредственно измерены в эксперименте, являются величины компонент магнитной восприимчивости χ' и χ'' . В частности, для определения $j_c(\tau, H)$ методом максимальных потерь измерена χ'' . Ее зависимость от амплитуды поля возбуждения h (точнее говоря, от отношения амплитуды поля возбуждения к характерному полю $H_d = j_{c0}d/2$, где d — толщина образца) вычислена на основе зависимостей $\chi''(h/H_d)$, полученных в [29]. Зависимость $\chi''_{\text{eff}}(\tau(T, T_c), H, h)$ для описания проявлений неоднородности образца по локальным значениям критической температуры t_c получали в виде интеграла произведения зависимости $\chi''(\tau(T, t_c), H, h)$ и функции распределения относительных объемов образца по их локальной критической температуре $s(t_c)$. С целью экономии времени интеграл вычислялся в определенной окрестности максимума функции $s(t_c)$, где она в достаточной мере отлична от нуля:

$$\chi''_{\text{eff}}(T, H, h) = \int_{T_{c0}-N\sigma}^{T_{c0}+N\sigma} s(t_c) \chi''\left(\frac{2h}{j_{c0}(\tau(T, t_c), H)d}\right) dt_c. \quad (4)$$

В качестве функции распределения $s(t_c)$ пробовали разные известные распределения: Гаусса, Лоренца, а также разные асимметричные. Температуру максимума функции распределения T_{c0} выбирали при численном моделировании экспериментальной процедуры определения $T_c \equiv \bar{T}_c$ (описана в разд. 2) с избранной функцией распределения. Например, для нормального распределения со среднеквадратичным отклонением σ расчетные значения критической температуры совпадали с определенными экспериментально при выборе $T_{c0} = T_c - 2\sigma$. Границы интегрирования (в формуле они определяются значением N , в качестве которого использовали разные целые числа из интервала 6–20) несколько отличались для разных распределений и выбирались так, чтобы их расширение (например вдвое) не влияло на результаты расчетов. Расчетную величину критического тока при данной температуре T определяли через амплитуду поля возбуждения h_m , при которой величина χ''_{eff} достигала максимума (в соответствии с экспериментальной процедурой определения j_c).

Расчеты проводили для нескольких типов распределений по локальной критической температуре. Оказалось, что качественное поведение полученных зависимостей не зависит от типа распределения. В то же время количественная разность больше зависела от характерных ширин распределений, чем от выбора типа. Характерные ширины распределений относительных частей объема образца по локальным значениям t_c варьировались в пределах от 0,01 К до 0,5 К. Для дальнейших расчетов было избрано нормальное распределение частей образца по t_c . При этом нормировочный множитель в зависимости $j_{c0}(t)$ выбирали так, чтобы

расчитанные значения j_c совпадали со значениями, полученными по экспериментальным данным при $T = 77$ К. Значение среднеквадратичного отклонения σ определяли методом наименьших квадратов. Оказалось, что расчетные зависимости хорошо воспроизводят «кроссоверы» $\bar{j}_c(\bar{\tau})$ и чередование показателей степени в этой зависимости для обоих образцов при подходящем выборе σ . Наилучшее согласие расчетных и экспериментальных зависимостей $\bar{j}_c(\bar{\tau})$ было достигнуто при $\sigma = 0,12$ для образца АС87 и $\sigma = 0,18$ для образца РР8. Результаты расчетов, полученные при этих параметрах, представлены на рис. 2,в и рис. 3,в. Видно, что на каждой из полученных зависимостей $j_c(\tau)$ в логарифмических координатах можно выделить линейный участок при низких температурах (при больших τ), значительно отдаленных от T_c в сравнении со значением σ . Наклоны этих участков соответствуют показателям степени S , избранным для расчетов. В согласии с экспериментальными результатами эти участки не сохраняют своей линейности во всем интервале температур, а, начиная с определенной температуры, увеличивают свой наклон. При более высоких температурах (т.е. при меньших τ) этот наклон можно подбором параметров сделать равным наклону высокотемпературного участка экспериментальной зависимости (наклону после кроссовера), хотя получить высокотемпературный участок действительно линейным в расчете трудно. Но и экспериментально эти участки короткие, поэтому говорить об их линейности можно только в пределах погрешностей.

Таким образом, проведенное моделирование показало, что наличие разброса в образце локальных значений критической температуры может приводить к тому, что зависимости $j_c(\tau)$ вблизи экспериментально определенной эффективной критической температуры для образца в целом будут качественно подобны кривым с «кроссовером», т.е. с переходом от одного наклона к другому в определенном интервале значений τ .

Полученное описанным выше способом значение σ для образца РР8 применяли для проверки влияния T_c -неоднородности на наличие в нем отклонений от H/τ -скейлинга зависимостей $j_c(\tau, H)$. Для характеристики отклонения от H/τ -скейлинга использовали величину отношения $j_c(H/\tau = \text{const}, T) / j_c(H = 0, T)$ как вычисленного, так и экспериментально определенного для разных температур. При отсутствии нарушений H/τ -скейлинга значения этой величины не должны зависеть от температуры. Температурная зависимость $j_c(H/\tau = \text{const}, T) / j_c(H = 0, T)$ для нескольких значений параметра H/τ , полученная по экспериментальным данным, и результаты расчета этой же зависимости, со значениями параметров, которые характеризуют T_c -неоднородность, подобранными так, как описано выше, представлены на рис. 6. Для удобства сравнения экспериментальных и расчетных результатов значение H/τ , использованное при моделировании, выбирали так, чтобы значения величин $j_c(H/\tau = \text{const}, T) / j_c(H = 0, T)$,

полученных экспериментально и в расчетах, совпадали при 83,5 К. На рисунке видно, что полученные в расчете кривые качественно согласуются с экспериментальными результатами. Количественное же согласование расчетных данных с экспериментальными достигается лишь при относительно больших значениях параметра H/τ . Следует также отметить, что значительно лучшее количественное согласование может быть достигнуто при некотором увеличении для расчета разности между T_{c0} и $T_c = \bar{T}_c$ по сравнению с той, которая следует из оптимального моделирования экспериментальной процедуры определения T_c .

Заметим, что T_c -неоднородность не является единственным фактором, который может влиять на вид температурных и магнитопольевых зависимостей j_c при исследованиях вблизи T_c . Так, в выполненном моделировании неявно пренебрегали пространственным распределением участков с разными значениями локальной критической температуры. При определении критического тока методом максимума потерь существование и вид этого распределения может влиять на полученные результаты. Кроме того, не учитывалось пространственное распределение величины самого критического тока, которое также может иметь место в неоднородных образцах, и, в совокупности с пространственным распределением по локальным значениям T_c , влиять на зависимость $j_c(H, \tau)$.

Заметим также, что на участке, избранном нами на магнитопольевую зависимость для проверки наличия H/τ -скейлинга (а именно, на участке монотонного уменьшения j_c), динамическая скорость релаксации Q может зависеть как от величины постоянного поля, так и от температуры. Это означает, что в нарушение H/τ -скейлинга могут давать свой вклад и релаксационные процессы. В [24] было показано, что для образ-

ца РР8 при постоянной температуре имеет место рост Q с увеличением постоянного магнитного поля. Таким образом, при увеличении постоянного поля влияние релаксационных процессов на нарушение H/τ -скейлинга должно было бы возрастать. На основе имеющихся результатов мы не можем сделать вывод о наличии или отсутствии влияния этого фактора.

Выше обсуждалось, что рассмотрение возможных причин отклонения от H/τ -скейлинга в модели [16,17] ведет к возможному отклонению, но в обратную сторону по отношению к экспериментально наблюдаемому. Таким образом, пока практически единственным объяснением отклонения зависимостей $j_c(\tau, H)$ от H/τ -скейлинга остается обсуждавшееся выше влияние неоднородности локального значения T_c в образце на наблюдаемые зависимости.

В образце АС86 H/τ -скейлинг критической плотности тока сохраняется с хорошей точностью во всей исследованной области температур (см. рис. 7). Напомним, что оценка величины σ , которая характеризует ширину распределения по локальной критической температуре для образца АС86 в полтора раза меньше, чем σ для образца РР8. Это означает, что если в образце РР8 нарушение H/τ -скейлинга наблюдается, начиная с температуры, приблизительно на 2,5 К меньшей экспериментально определенной T_c , то в образце АС86 нарушение H/τ -скейлинга можно было бы ожидать в области температур, отстоящих от T_c не больше чем на 1,7 К. Чувствительность аппаратуры не дала возможности провести исследование магнитопольевых зависимостей так близко к T_c . Это объясняет, почему нарушения H/τ -скейлинга в этом образце не установлено, и это можно рассматривать как дополнительный аргумент в пользу предложенного выше объяснения причины наблюдаемых нарушений H/τ -

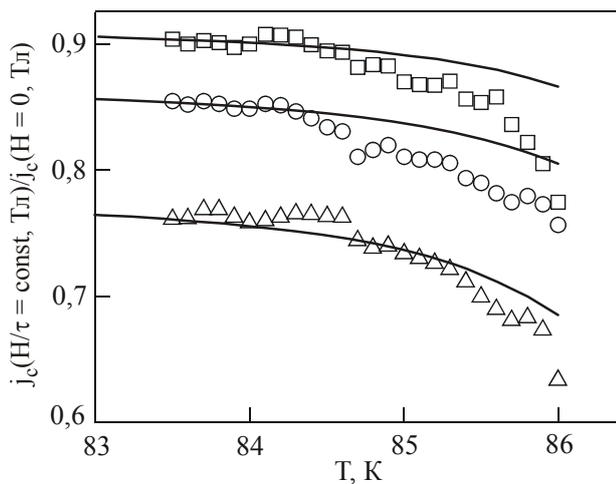


Рис. 6. Температурные зависимости $j_c(H, \tau)/j_c(0, \tau)$, определенные при значениях параметра H/τ , Тл: = 0,2 (\square), 0,3 (\circ), 0,5 (\triangle). Сплошные линии — результаты расчетов влияния T_c -неоднородности. Образец РР8.

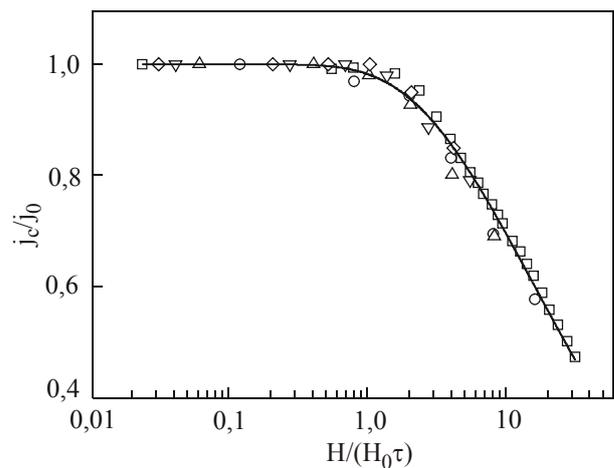


Рис. 7. Магнитопольевые зависимости критической плотности тока для образца АС86 при T , К: 77,4 (\square), 80 (\circ), 82 (\triangle), 84 (∇), 86 (\diamond). (см. [26], рис. 6). Сплошной линией изображена аппроксимация экспериментальных данных зависимостью, полученной на основе модели, предложенной в [17].

скейлинга в одном из образцов.

Заметим, что одной из причин наблюдаемых особенностей температурной и магнитопольевой зависимостей плотности критического тока вблизи T_c могут быть также флуктуации параметра порядка [19]. Учет их влияния на $j_c(\tau, H)$ довольно сложен. Но в рамках простейших представлений можно ожидать, что он может быть сведен к некоему подобию учета неоднородности образца по T_c . С этой точки зрения мы допускаем, что данные флуктуации могут давать дополнительный вклад в наблюдаемые особенности $j_c(\tau, H)$.

5. Заключение

Установлено, что температурная зависимость критической плотности сверхпроводящего тока $j_c(\tau)$ в исследованных образцах тонких пленок в диапазоне температур от азотной до критической (87–88 К) имеет вид кроссовера между двумя участками, критическая плотность тока на которых имеет степенную зависимость от приведенной температуры с разными показателями степени: близкими к 3/2 на низко- и к 2 на высокотемпературном участках. При этом кроссоверы отражают зависимость истинного критического тока, а не влияние релаксационных процессов, которые в исследованном диапазоне параметров очень слабо зависят от температуры. В пленке на подложке LaAlO_3 температурная зависимость крипа потока отсутствует в пределах экспериментальной погрешности, тогда как в пленке на подложке SrTiO_3 присутствует небольшой температурно-зависимый (приблизительно линейный по τ^{-1}) вклад. Показано, что наблюдаемые кроссоверы в $j_c(\tau)$ нельзя напрямую связывать, как это делалось ранее, с изменением «прозрачности» межблочных границ для СП тока.

Путем компьютерного моделирования показано, что обнаруженные особенности температурных зависимостей критического тока (кроссоверы) и нарушение H/τ -скейлинга магнитопольевых зависимостей $j_c(\tau, H)$ в окрестности T_c могут быть объяснены проявлением неоднородности образцов по локальным значениям критической температуры. Результаты моделирования влияния такой неоднородности качественно согласуются с экспериментальными результатами. На их основе сделаны оценки ширины распределения по критической температуре и объяснена разница в нарушении H/τ -скейлинга $j_c(\tau, H)$ у исследованных образцов.

1. P. Chaudhari, R.H. Koch, R.B. Laibowitz, T.R. McGuire, and R.J. Gambino, *Phys. Rev. Lett.* **58**, 2684 (1987).
2. V.F. Solovjov, V.M. Pan, and H.C. Freyhardt, *Phys. Rev.* **B50**, 13724 (1994).
3. B. Roas, L. Schultz, and G. Saemann-Ischenko, *Phys. Rev. Lett.* **64**, 479 (1990).
4. T. Haage, J. Zegenhagen, J.Q. Li, H.-U. Habermeier, M. Cardona, Ch. Jooss, R. Warthmann, A. Forkl, and H. Kronmüller, *Phys. Rev.* **B56**, 8404 (1997).
5. R. Prozorov, E.B. Sonin, E. Sheriff, A. Shaulov, and Y. Yeshurun, *Phys. Rev.* **B57**, 13845 (1998).
6. V. Hardy, S. Hébert, M. Hervieu, Ch. Simon, J. Provost, A. Wahl, and A. Ruyter, *Phys. Rev.* **B58**, 15218 (1998).
7. B. Dam, J.M. Hbregtse, F.C. Klaassen, R.C.F. van der Geest, G. Doornbos, J.H. Rector, A.M. Testa, S. Freisem, J.C. Martinez, B. Stäuble-Pümpin, and R. Griessen, *Nature* **399**, 439 (1999).
8. E. Mezzetti, R. Gerbaldo, G. Ghigo, L. Gozzelino, B. Minetti, C. Camerlingo, A. Monaco, G. Cuttone, and A. Rovelli, *Phys. Rev.* **B60**, 7623 (1999).
9. C.J. van der Beek, M. Konczykowski, A. Abal'oshev, I. Abal'osheva, P. Gierlowski, S.J. Lewandowski, M.V. Indenbom, and S. Barbanera, *Phys. Rev.* **B66**, 24523 (2002).
10. А.И. Коссе, Ю.Е. Кузовлев, Г.Г. Левченко, Ю.В. Медведев, А.Ю. Прохоров, В.А. Хохлов, П.Н. Михеенко, *Письма в ЖЭТФ* **78**, 832 (2003).
11. Yu.V. Fedotov, S.M. Ryabchenko, E.A. Pashitskii, A.V. Semenov, V.I. Vakaryuk, V.S. Flis, and V.M. Pan, *Physica C* **372–376**, 1091 (2002).
12. Э.А. Пашицкий, В.И. Вакарюк, *ФНТ* **28**, 16 (2002) [*Low Temp. Phys.* **28**, 11 (2002)].
13. A.V. Semenov, *J. Phys. Conf. Ser.* **97**, 012252 (2008).
14. V.L. Svechnikov, V.M. Pan, Ch. Traeholt, and H. Zandbergen, *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **7**, 1396 (1997).
15. В.М. Пан, *УФМ* **1**, 49 (2000).
16. Ю.В. Федотов, С.М. Рябченко, Э.А. Пашицкий, А.В. Семенов, В.И. Вакарюк, В.М. Пан, В.С. Флис, *ФНТ* **28**, 245 (2002) [*Low Temp. Phys.* **28**, 172 (2002)].
17. V.M. Pan, E.A. Pashitskii, S.M. Ryabchenko, V.A. Komashko, A.V. Pan, S.X. Dou, A.V. Semenov, K.G. Tretiachenko, and Yu.V. Fedotov, *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **13**, 3714 (2003).
18. D.R. Nelson and V.M. Vinokur, *Phys. Rev.* **B48**, 13060 (1993).
19. G. Blatter, M.V. Feigel'man, V.B. Geshkenbein, A.I. Larkin, and V.M. Vinokur, *Rev. Mod. Phys.* **66**, 1125 (1994).
20. L. Krusin-Elbaum, L. Civale, J.R. Thompson, and C. Feild, *Phys. Rev.* **B53**, 11744 (1996).
21. F.C. Klaassen, G. Doornbos, J.M. Huijbregtse, R.C.F. van der Geest, B. Dam, and R. Griessen, *Phys. Rev.* **B64**, 184523 (2001).
22. K. Schindler, M. Ziese, P. Esquinazi, H. Hochmuth, M. Lorenz, K. Zimmer, and E.H. Brandt, *Physica C* **417**, 141 (2005).
23. М.П. Черноморец, Д.Г. Ковальчук, С.М. Рябченко, А.В. Семенов, *ФНТ* **32**, 277 (2006) [*Low Temp. Phys.* **32**, 205 (2006)].
24. М.П. Черноморец, Д.Г. Ковальчук, С.М. Рябченко, А.В. Семенов, Э.А. Пашицкий, *ФНТ* **32**, 1096 (2006) [*Low Temp. Phys.* **32**, 832 (2006)].
25. J. Pearl, *Appl. Phys. Lett.* **5**, 65 (1964).
26. A.I. Kosse, A.Yu. Prokhorov, V.A. Khokhlov, G.G. Levchenko, A.V. Semenov, D.G. Kovalchuk, M.P. Chernomoretts, and P.N. Mikheenko, *Supercon. Sci. Technol.* **21**, 075015 (2008).
27. A. Gurevich and E.A. Pashitskii, *Phys. Rev.* **B57**, 13878 (1998).

28. Э.А. Пашицкий, В.И. Вакарюк, С.М. Рябченко, Ю.В. Федотов, *ФНТ* **27**, 131 (2001) [*Low Temp. Phys.* **27**, 96 (2001)].
29. J.R. Clem and A. Sanchez, *Phys. Rev.* **B50**, 9355 (1994).
30. S. Brück and J. Albrecht, *Phys. Rev.* **B71**, 174508 (2005).
31. M. Wurlitzer, M. Lorenz, K. Zimmer, and P. Esquinazi, *Phys. Rev.* **B55**, 11816 (1995).
32. E.H. Brandt, *Phys. Rev. Lett.* **68**, 3769 (1992).

The features in temperature and magnetic field dependences of critical current density near the critical temperature in thin $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ films

D.G. Kovalchuk, M.P. Chornomorets,
S.M. Ryabchenko, E.A. Pashitskii, and A.V. Semenov

The temperature dependences of critical superconducting current density $j_c(\tau)$ ($\tau = (1 - T/T_c)$, T_c being the critical temperature) of two thin epitaxial *c*-oriented $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ films grown on LaAlO_3 and SrTiO_3 substrates are investigated by the method of dynamic magnetic susceptibility. At temperatures ranged from 77 K to T_c the dependence of $j_c(\tau)$ for both samples has two regions with power laws $j_c \sim \tau^{3/2}$ and $j_c \sim \tau^2$ divided by a crossover. The

temperature dependences of dynamic relaxation rate $Q(\tau)$ (magnetic flow creep) are measured. The results of the above measurements turn out to be not related to observed crossovers. It is shown, that the features in $j_c(\tau)$ are not related to the restriction of critical density of depairing current in the interdislocation intervals of interblock borders of the $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ thin epitaxial films as supposed earlier. Using the numerical calculations, it is suggested that the existence of crossovers and the infringement of H/τ -scaling (H being the applied magnetic field) observed only in one of the samples in the magnetic field dependences $j_c(\tau, H)$ near T_c may be explained by the macroscopic heterogeneity of the samples in local values of critical temperature T_c (T_c -heterogeneity). The absence of this effect in the second sample is explained by a smaller width of T_c distribution in it as compared to the first sample.

PACS: **74.72.-h** Cuprate superconductors;

74.78.-w Superconducting films and low-dimensional structures;

74.25.fc Electric and thermal conductivity.

Keywords: YBCO, flux creep, crossover, Pearl vortex.