

ФИЗИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В ЭЛЕКТРОННЫХ ПРИБОРАХ

УДК 621.37

О ПРИЧИНАХ НИЗКОГО КРИТИЧЕСКОГО ТОКА В ДВОЙНИКОВЫХ ПЛЕНОЧНЫХ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ СВЕРХПРОВОДНИКАХ

© 2025 г. Х. Р. Ростами*, В. А. Лузанов

*Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН,
пл. Введенского, 1, Фрязино, Московская обл., 141190 Российская Федерация*

*E-mail: rostami@ms.ire.rssi.ru

Поступила в редакцию 17.10.2023 г.

После доработки 19.08.2024 г.

Принята к публикации 05.09.2024 г.

С помощью осцилляционной дифференциальной методики локального приближения исследовано влияние внутренних локальных и внешних полей размагничивания на величину плотности критического тока междвойниковых джозефсоновских слабых связей J_c высокотемпературных сверхпроводниковых образцов YBCO. В режимах охлаждения в нулевом поле и охлаждения в нулевом поле с накоплением потока для образцов с разными J_c и размерами двойников d измерены поля размагничивания образцов H_{p1} и H_{p2} . Определены значения: d ; термодинамических первых критических магнитных полей двойников H_{tk1} ; полей размагничивания двойников H_{p1} ; плотности внутрдвойниковых эффективных критических токов $J_{c\text{эф}}$; критических токов пиннинга $J_{c\text{п}}$ и экранирующих мейснеровских критических токов $J_{c\text{М}}$. Показано, что при полях H_{tk1} двойники больших размеров скачкообразно «распадаются» на группу двойников меньших размеров с близкими размагничивающими факторами. Обнаружено, что увеличение $J_{c\text{М}}$, $J_{c\text{эф}}$ и уменьшение d приводят с одной стороны к снижению J_c из-за увеличения поля размагничивания образца H_p и H_{p1} , созданного $J_{c\text{эф}}$ и $J_{c\text{М}}$, с другой стороны – к усилению $J_{c\text{эф}}$ и $J_{c\text{М}}$ за счет уменьшения d .

Ключевые слова: высокотемпературные сверхпроводники, двойники, размагничивающие поля

DOI: 10.31857/S0033849425010085, **EDN:** HJFUQZ

ВВЕДЕНИЕ

С момента открытия высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) возник огромный интерес к разработке подходящих структур и проводников для множества потенциальных приложений, где при работе в различных условиях температуры и магнитного поля ВТСП может принести уникальные функциональные возможности как в области слаботочной аналоговой и цифровой электроники, так и в силовых и магнитных приложениях [1, 2]. Нет другого проводника, способного генерировать высокие или сверхвысокие магнитные поля, которые могут создавать ВТСП-проводники ($B > 30$ Тл) [3]. Объемные ВТСП обеспечивают качественное изменение производительности двигателей, генераторов, систем левитации, устройств хранения и передачи энергии, и биомедицинского оборудования для визуализации [1, 2]. Изготовление больших, высококачественных, единичных сверхпроводников из редкоземельного бариевого купрата (RE)BCO, где (RE) – это Y, Gd, Sm или Eu имеет важное технологическое значение, учитывая их высокую критическую: температуру T_c ; плотность

тока J_c и величину магнитного захваченного поля H_z , достигаемую в пределах одного зерна [2]. Захваченные магнитные поля в материалах с одним зерном (RE)BCO, за счет их высокого J_c значительно выше, чем те, которые генерируются постоянными магнитами, при этом рекордные поля более 17 Тл были достигнуты в расположении двух единичных зерен GdBCO-Ag (по сравнению с 1.5 Тл в лучшем постоянном магните) [2, 3]. С другой стороны, как будет показано ниже, чем больше H_z , тем больше созданные им поля размагничивания приводящего к подавлению тока J_c . Так как технологически достаточно сложно изготовить единичные зерна больших размеров > 60 мм из-за длительности процесса спекания, то для упрощения технологического цикла, увеличение размеров зерен добиваются путем соединения между собой зерен меньших размеров с помощью создания между ними тонких контактных слоев из серебра (Ag) с более низкой температурой плавления [2]. В данном случае, кроме уменьшения J_c за счет появления на пути тока малоугловых границ раздела между зернами, происходит еще и сильное

подавление межкристаллитных джозефсоновских токов через тонкие прослойки из Ag полями размагничивания, созданными H_3 . В результате эти два фактора в комплексе приводят к уменьшению захваченного магнитного поля H_3 по сравнению с уровнем H_3 в квазимонокристаллическом однозеренном ВТСП. Кроме массивных ВТСП в настоящее время путем создания сильных центров пиннинга также разработаны $\text{REBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ эпитаксиальные пленки, ленты и проводники с покрытием $\text{REBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ с предельно высокими плотностями критического тока $J_c \approx 5 \times 10^9 \dots 10^{10} \text{ А/м}^2$ [4, 5]. Хотя облучение частицами предлагает путь к включению дополнительных центров закрепления потока в ВТСП пленках и проводах с минимальным нарушением ранее существовавшего дефектного ландшафта, тем самым дополнительно усиливая критический ток контролируемым образом, тем не менее это, и создание высокотекстурированных (как по оси c , так и в плоскости ab) эпитаксиальных пленок не приводят к достижению предельной плотности критического тока распаривания Гинзбурга-Ландау $J_c^{\text{ГЛ}} \approx 10^{13} \text{ А/м}^2$. Таким образом, несмотря на достигнутые выше описанные успехи, с исчерпанием возможностей повышения J_c в ВТСП лишь с помощью техники пиннинга становятся очевидным поиски и других фундаментальных причин, ограничивающих J_c в ВТСП. Выявление новых проблем и нахождение других технологических рецептов дополнительного повышения J_c в ВТСП материалах до уровня $J_c^{\text{ГЛ}}$ и их правильная интерпретация будут иметь большое значение как для физики, так и для электроники и электро- и магнитоэнергетики. В числе таких проблем входят до сих пор не выявленные особенности влияния на плотность междвойникового критического тока J_c полей размагничивания образца H_p и его двойников (монодомены, кристаллиты-зерна, суб- и нанокристаллиты) $H_{p,d}$, созданных экранирующими поверхностными токами образца, мейснеровскими критическими токами двойников $J_{c,m}$, внутривойниковыми критическими токами пиннинга $J_{c,p}$ и эффективными критическими токами двойников $J_{c,\text{эф}}$. Соединенные между собой слабыми джозефсоновскими связями: монодомены; кристаллиты-зерна; суб- и нанокристаллиты образуют сеть контактов Джозефсона (КД) со своими критическими токами и полями. Так как в настоящее время свойства КД интенсивно изучаются разными способами (см. [6] и приведенную там литературу) из-за их широкого применения в сверхпроводниковой аналоговой и цифровой электронике в качестве основного элемента, то необходимо иметь ввиду влияние H_p и $H_{p,d}$ на критические токи и поля КД между двойниками (берегами КД). Таким образом, исходя из выше изложенного становится очевидным, что определение при помощи магнитных и магнито-транспортных методов фундаментальных величин

первого H_{c1} и второго H_{c2} критических магнитных полей и практически важной величины J_c , играющих исключительно важную роль в электродинамике сверхпроводников II рода, без учета $J_c(H_p)$ образца и $J_c(H_{p,d})$ двойников представляется весьма проблематичным. Следовательно, учитывая определяющую роль H_p и $H_{p,d}$ в формировании макроскопических параметров поликристаллических ВТСП, при построении модели критического состояния необходимо численно скорректировать ее уравнения. При наличии информации о величине $J_c(H_p)$ и $J_c(H_{p,d})$, их зависимости от внешнего поля, температуры, размеров и пространственного распределения двойников можно установить величину, пространственное распределение, а также полевую и температурную зависимость термодинамического поля H_f [7]. Это, в свою очередь, поможет построить обобщенную аналитическую модель однородно намагниченного образца (МОНО), позволяющую адекватно описать пространственное распределение профиля потока и плотности тока в ВТСП образце. Построение такой МОНО очень важно для более глубокого изучения физических процессов, происходящих в образце, двойниках и джозефсоновской среде в целом. Кроме того, создается возможность однозначно определить J_c из экспериментальных результатов, что упростит процедуру расчета J_c и повысит ее точность.

1. ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА

Рассмотренные выше исследования проводили с помощью ранее предложенной осцилляционной дифференциальной методики локального приближения для изучения особенностей взаимодействия кристаллической и магнитной микроструктур сверхпроводников. Путем локального приближения к пространственной области магнитного отклика и дифференциального способа регистрации сигнала создается возможность экспериментально выделить границу раздела вихревых и мейснеровских областей (ГРВМО) и исследовать распределение внутренних локальных полей размагничивания в $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ (YBCO) ВТСП вблизи и на границах двойникования (ГД). В основе разработанной прецизионной осцилляционной дифференциальной методики локального приближения [7, 8] лежит регистрация вызванных захваченным магнитным потоком (ЗМП) величин H_p и $H_{p,d}$, которые возникают только от фронта осциллирующего затухающего локального магнитного поля (ОЗЛМП). Для чего параллельно создающему внешнее поле соленоиду с индуктивностью $L \approx 4.22 \text{ Гн}$ и активным сопротивлением обмотки $R \approx 92.6 \text{ Ом}$ при температуре 77 К включается емкость $C \approx 2.55 \times 10^{-8} \text{ Ф}$. После подачи на образованный LC-контур ступени постоянного напряжения в соленоиде возникала ОЗЛМП $H(t) = H_0 \exp(-\beta t) \cos \Omega t$. В этом выражении

H_b — внешнее магнитное поле, $\beta = R/(2L) \approx 22 \text{ с}^{-1}$ — коэффициент затухания, $\Omega = (\omega^2 - \beta^2)^{1/2} \approx 352 \text{ с}^{-1}$ — собственная частота колебательного контура, $\omega^2 = 1/(LC)$. Так как амплитуда колебания $H_b \exp(-\beta t)$ от значений H_b до $-H_b$ экспоненциально затухала до нуля, то захват потока от переменного поля не происходил, и фиксировался захват только от поля H_b . Максимальная амплитуда индукции ОЗЛМП достигала $\approx 8 \times 10^{-2}$ Тл и менялась ступенчато с шагом $\mu_0 \Delta H_b \approx 4.66 \times 10^{-4}$ Тл, где μ_0 — магнитная постоянная. Исследование $H_p(H_b)$ с помощью предложенной методики проводилось в режимах охлаждения в нулевом поле ZFC (zero field cooling) и охлаждения в нулевом поле с накоплением потока ZFCMFA (zero field cooling with magnetic flux accumulation) следующим образом:

а) режим ZFC — образец охлаждался до температуры жидкого азота в нулевом магнитном поле, затем подавалась ступенька внешнего магнитного поля и через 300 с на поверхности в центре образца измерялось H_p . Далее образец нагревался до температуры выше T_c , и эксперимент повторялся для другой ступеньки ΔH_b ;

б) режим ZFCMFA отличается от режима ZFC тем, что после первоначального захвата без изменения величины H_p и без нагревания образца подавалось поле ΔH_b следующей ступени и через 300 с измерялось суммарное H_p и т.д.

В режиме ZFC обеспечивается непосредственное взаимодействие магнитного поля с образцом, находящимся в мейснеровском состоянии, тем самым исследуются макроскопические свойства образца. Так как в режиме ZFCMFA магнитный поток от предыдущей ступени уже заморожен в образце, то в данном случае производится поэтапное подавление токов слабых связей полями рассеяния предварительно захваченных в образце вихрей и по возможности обеспечивается взаимодействие внешнего поля с отдельными двойниками [7, 8]. Таким образом, в отличие от режима ZFC режим ZFCMFA, кроме макроскопических свойств, ВТСП позволяет также изучить физические процессы внутри образца.

С помощью процедуры вычитания из значения H_{D1} , измеренного в режиме ZFC значения H_{D2} , измеренного в режиме ZFCMFA, исключалось влияние на результаты измерений поверхностного барьера, краевого и объемного пиннингов образца и двойников. Такая процедура вместе со ступенчатым изменением амплитуды ΔH_b , приложенным к образцу ОЗЛМП, позволяет осуществить переход от гауссовского к δ -подобному пространственному распределению $H_{pд}$. Кроме этого, проведенная таким образом процедура дифференцирования магнитопольевой зависимости $[(H_{D1} - H_{D2})/\Delta H_b](H_b)$ позволяет обнаружить скачкообразное изменение производной $\Delta H_{pд}/\Delta H_b$ в области полей, когда ГРВМО пересекает ГД. Это существенно сужает

ширину δ -подобного распределения и с более высокой точностью выделяет составляющие, связанные с мейснеровскими экранирующими токами образца и его двойников.

Исследования зависимости $H_p(H_b)$ проводились при температуре жидкого азота (77.4 К) с помощью преобразователей Холла (ПХ) с размерами рабочей области $(1 \times 0.5) \times 10^{-8} \text{ м}^2$ и коэффициентами преобразования $\approx 0.12 \text{ В} \times \text{Тл}^{-1}$. Для измерения $H_p(H_b)$ один из преобразователей ПХ₁ устанавливался в центре геометрической оси на поверхности образца, а второй ПХ₂ — в невозмущенном поле вдали от образца. Оба ПХ имели близкие технические параметры, находились в одной плоскости и были включены в противофазе. Коэффициенты преобразования ПХ выравнивались за счет независимой регулировки тока через ПХ₂. Установка позволяла регистрировать сигнал ПХ с точностью не хуже 2.5×10^{-7} Тл и перемещать ПХ от центра вдоль оси z и к периферии образца [7, 8]. Магнитное поле было направлено перпендикулярно к плоскости образцов. Компонента поля Земли H_z компенсировалась катушкой, коаксиальной соленоиду, задающему внешнее магнитное поле. Для сравнительного анализа исследования проводились на YBCO образцах с разными толщинами, микроструктурами и с разной высотой краевого барьера, объемным пиннингом, размагничиванием и величиной J_c . Образцы в форме диска диаметром $\approx 8 \times 10^{-3}$ м были изготовлены из массивных текстурированных (ось с перпендикулярна плоскости образца) квазимонокристаллических и поликристаллических YBCO и имели толщину $\approx [(0.7...4.2) \times 10^{-3} \text{ м}]$. Из температурной зависимости индуктивности для квазимонокристаллического и поликристаллического YBCO образцов были получены $T_c \approx 92 \text{ К}$ и $\Delta T_c \approx 1 \text{ К}$. Критический ток измерялся по четырехзондовой схеме на брусках размерами $\approx (0.7 \times 0.7) \times 10^{-6} \text{ м}^2$, вырезанных из тех же заготовок и зашлифованных по толщине и ширине. Контакты наносились с помощью серебряной пасты. Поликристаллические текстурированные YBCO образцы радиусом $R \approx 4 \times 10^{-3} \text{ м}$, толщиной $h \approx 0.7 \times 10^{-3} \text{ м}$ и средним размером двойников $\approx 10^{-6} \text{ м}$ имели $J_c \approx 6.5 \times 10^6 \text{ А/м}^2$ (образец № 1). Квазимонокристаллические текстурированные YBCO образцы радиусом $\approx 4 \times 10^{-3} \text{ м}$ и толщиной $\approx 0.7 \times 10^{-3} \text{ м}$ имели $J_c \approx 4.5 \times 10^6 \text{ А/м}^2$ (образец № 2).

2. ПОЛУЧЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

На рис. 1а для образцов № 1 и № 2 приведены зависимости полей размагничивания $H_p(H_b)$.

Кривые 1, 1' соответствуют образцу № 1, кривые 2, 2' — образцу № 2. Кривые 1, 2 соответствуют режиму ZFC, а кривые 1', 2' — режиму ZFCMFA. Как видно из рисунка, все кривые показывают медленный рост при слабых полях, после значения полей

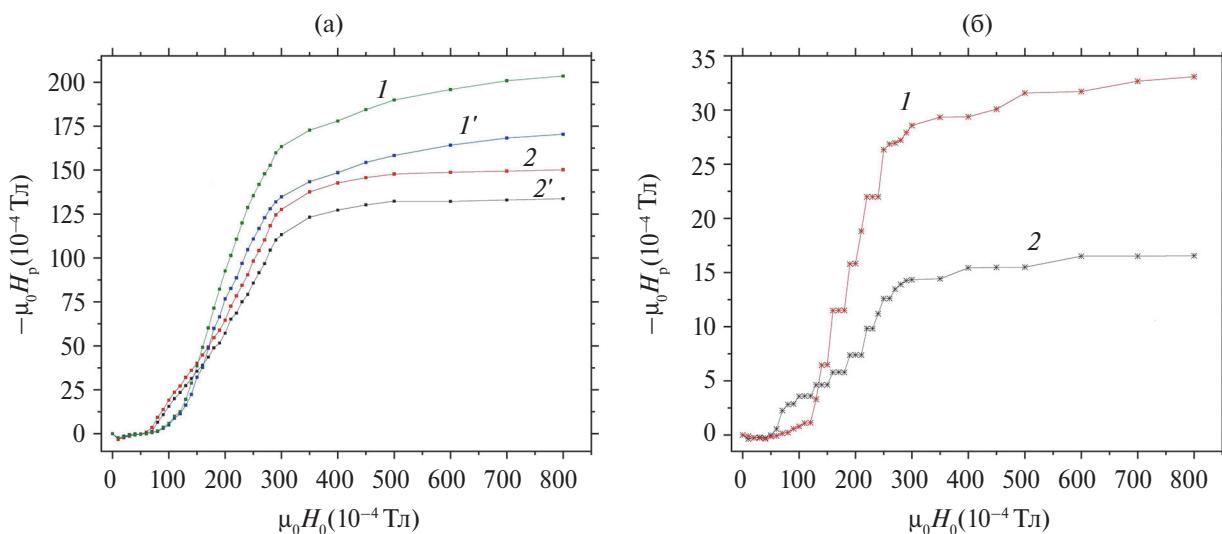


Рис. 1. Типичные магнитопольевые зависимости полей размагничивания: а – два образца H_p (H_b), кривые 1, 1' – образец № 1, кривые 2, 2' – образец № 2, измеренные в режиме ZFC (1, 2) и ZFCMFA (1', 2') при $T = 77.4$ К; б – разница кривых, представленных на рис. 1а: 1 и 2 (кривая 1) и 1' и 2' (кривая 2). Температура $T = 77.4$ К.

$H_{c1} \approx 60...70$ Э кривые идут круче и в области сильных полей поля размагничивания постепенно достигают насыщения. При этом зависимости 1, 2 растут быстрее по сравнению с зависимостями 1', 2'. Зависимости $H_p(H_b)$, приведенные на рис. 1а для образца № 1 (кривые 1, 2) и для образца № 2 (кривые 1', 2') позволяют разделить значения величин $H_{pд}$ двойников и H_p образца, вызванные поверхностными токами образца J_c .

На рис. 1б приведены зависимости $H_{pд}(H_b)$ для двойников. Эти зависимости $H_{pд}(H_b)$ отражают динамику изменения разности $H_{pд} = H_{p1} - H_{p2}$ от поля. Как видно из рис. 1б, при термодинамических первых критических магнитных полях двойников (H_{tc1}) на кривых 1 и 2 возникают скачки. H_{tc1} – это поле внутри образца, которое можно определить из выражения $H_{tc1} = H_b / (1 - n_{эф})$, где $n_{эф}$ описывает изменение размагничивающего фактора образца n по ходу проникновения поля в образец. Вышеописанная осцилляционная дифференциальная методика локального приближения позволяет селективно выделить ГРВМО и усилить проявление ГД. Как показано в работе [7], ГРВМО в свою очередь представляет из себя размагничивающий фактор образца $n_{эф}$.

С целью выбора модели, позволяющей определить плотность эффективного критического тока намагничивания образца $J_{cэф}$ в областях насыщения, возникающего после скачков $H_{pд}$ (рис. 1б), были проведены следующие операции. Сначала с помощью ПХ₁ для разных амплитуд ОЗЛМП, а также для транспортных токов, проходящих перпендикулярно силовым линиям ОЗЛМП, были измерены осевые распределения плотности ЗМП $[H_3(z)](H_0)$, $[H_3(z)](I)$ и построены нормиро-

ванные осевые распределения $[H_3(z) / (H_3(0))](H_0)$, $[H_3(z) / (H_3(0))](H_0, I)$. Затем по закону Био-Савара в рамках модели Бина [9] для не зависящей от поля тока J_c рассчитывались осевые распределения:

$$H_3 = (2\pi/c)J_c \left\{ (h+z) \operatorname{arsh} \left[\frac{R}{(h+z)} \right] - z \operatorname{arsh} \left(\frac{R}{z} \right) \right\} (1)$$

и нормированные осевые распределения:

$$H_3(z)/H_3(0) = \left[1/\operatorname{arsh}(R/h) \right] \left\{ (h+z) \operatorname{arsh} \left[\frac{R}{(h+z)} \right] - z \operatorname{arsh} \left(\frac{R}{z} \right) \right\}. \quad (2)$$

Далее по закону Био-Савара при использовании приближенной МОНО рассчитывались осевые распределения:

$$H_3(z) = (2\pi/c)J_c \left\{ (h+z)^2 / \left[(h+z)^2 + R^2 \right]^{1/2} - z^2 / \left(z^2 + R^2 \right)^{1/2} \right\}, \quad (3)$$

и нормированные осевые распределения:

$$H_3(z)/H_3(0) = \left[\left(h^2 + R^2 \right)^{1/2} / h^2 \right] \left\{ (h+z)^2 / \left[(h+z)^2 + R^2 \right]^{1/2} - z^2 / \left(z^2 + R^2 \right)^{1/2} \right\}. \quad (4)$$

Сравнение экспериментальных кривых $H_3(z)/H_3(0)$ с построенными по формулам (2) и (4) теоретическими кривыми показало, что при полях $\approx 1...60 \times 10^{-4}$ Тл экспериментальная кривая хорошо описывается формулой (2), а при полях $\approx 1...8 \times 10^{-2}$ Тл – формулой (4). При пропускании транспортного тока через образец увеличение тока

также приводит к разрушению слабых связей, и отношение $H_3(z)/H_3(0)$ приближается к случаю одинаково намагниченных изолированных двойников. Следует отметить, что для сравнительного анализа мы также проводили исследование с помощью ПХ с разной площадью рабочих поверхностей $S_{ПХ}$. Было обнаружено, что как при росте, так и при уменьшении расстояния между поверхностями образца и ПХ, рост $S_{ПХ}$ демонстрировал все больший уход $H_3(z)/H_3(0)$ от модели Бина, описываемой формулой (2). С увеличением z увеличивается поле обзора, и ПХ начинает замечать изменение распределения двойников и вихрей от центра к краю образца. В случае МОНО зависимость $H_3(z)/H_3(0)$, рассчитанная формулой (4), и измеренные кривые как при росте, так и при уменьшении z , хорошо ложились друг на друга и почти не менялись при заменах ПХ с разными $S_{ПХ}$.

Таким образом, в центре на поверхности образца из формулы (3) для $z = 0$ имеем:

$$J_{сэф} = (c/2\pi) H_{р д} (h^2 + R^2)^{1/2} / h^2. \quad (5)$$

Плотность экранирующих мейснеровских критических токов $J_{сМ}$ двойников можно определить из выражения [10]:

$$J_{сМ} = 10 \cdot H_c / 4\pi\lambda. \quad (6)$$

Размеры двойников можно определить из следующего выражения:

$$d = (\Phi_0 / H_{ткл})^{1/2}, \quad (7)$$

где Φ_0 — квант магнитного потока.

Зависимости $J_{сМ}(1/d)$ при температуре $T = 77.4$ К показаны на рис. 2.

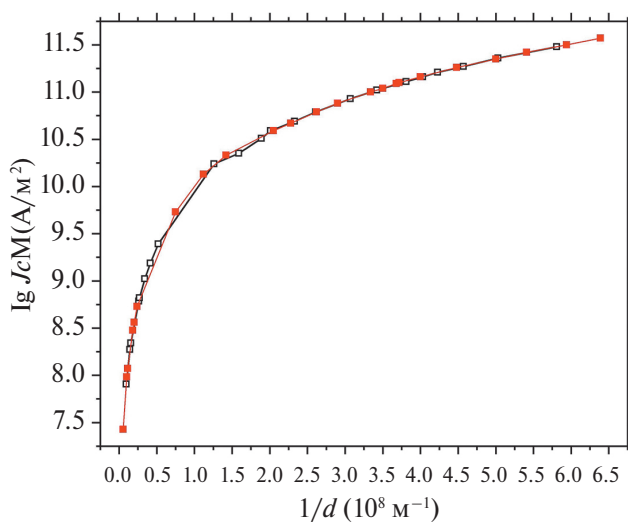


Рис. 2. Зависимости $J_{сМ}(1/d)$ при температуре $T = 77.4$ К. Сплошные квадратики — образец № 1, светлые квадратики — образец № 2.

3. МОДЕЛИ И ОБСУЖДЕНИЕ

При помещении массивного сверхпроводника в слабое внешнее магнитное поле на поверхности образца индуцируются экранирующие токи, которые создают поле размагничивания H_p , направленное против внешнего магнитного поля H_B и компенсирующее его внутри образца. Именно поле H_p и вызывает искажение распределения поля вблизи поверхности сверхпроводника. Для эллипсоидального образца $H_p = 4\pi nI$, где $I = M/V$ — эффективная намагниченность образца, M — магнитный момент сверхпроводника, созданный экранирующими токами, а V — объем образца. Чем больше намагниченность образца $4\pi nI$, тем сильнее поле размагничивания H_p [11]. Производя в образце ЗМП, с его ростом можно проследить динамику образования изолированных двойниковых конгломератов, либо невзаимодействующих между собой одинаково намагниченных двойников, либо их сочетания [7, 8]. Эффективная намагниченность двойников $I_{дэф} = V_d^{-1} M_{дэф}$ будет определяться эффективными свертками отдельных двойников $\bar{J}_{сэф} = \text{crot} M_{дэф}$ (где V_d — объем двойников, $M_{дэф}$ — эффективный магнитный момент двойников, c — скорость света).

В работе [7] приведена двумерная модель, демонстрирующая процесс распада монодомена квадратной формы (для удобства) на четырех кристаллитах, каждый из которых в свою очередь распадается на четыре суб- и нанокристаллита. Согласно такой картине внутри двойников в точках пересечения периодически расположенных ГД образуются внутريدвойниковые стыковые вихри (ВДСВ), а между ними абрикосовские вихри. Вокруг этих вихрей циркулируют токи пиннинга $J_{сп}$. В междвойниковом пространстве также в точках пересечения ГД образуются междвойниковые стыковые антивихри (МДСАВ) и джозефсоновские вихри, через которые замыкаются поля рассеяния МДСВ и абрикосовских вихрей. Малоподвижные ВДСВ и МДСВА между собой сжимают абрикосовские и джозефсоновские вихри, ограничивая их движение, об этом свидетельствует слабая релаксация ЗМП с постепенным сведением его к нулю с ростом поля. При приложении ОЗЛМП по поверхности двойников текут токи $J_{сМ}$ обратного направления, которые создают поля размагничивания, направленные противоположно полям размагничивания, связанным с полями рассеяния вихрей, которые поддерживаются внутريدвойниковыми токами $J_{сп}$. Экранирующие токи сжимают и локализуют поля размагничивания в ГД, и таким образом, результирующее поле $H_{р д}$ подавляет критические токи J_c через междвойниковые слабые связи и приводит к распаду двойников больших размеров на более мелкие изолированные однородно намагниченные двойники с токами $J_{сэф}$. После снятия ОЗЛМП усиленная путем локализации $H_{р д}$ по закону самоиндукции «замораживается», сохраняя

образцы в однородно намагниченном состоянии. Таким образом:

$$J_{c\pi} = -J_{c\text{эф}}. \quad (8)$$

Модель, объясняющая приведенные на рис. 1 результаты, наглядно демонстрирует рис. 3.

Для этого в режиме ZFCMFA путем первоначального ЗМП искусственно в виде полей размагничивания двойников $H_{pд}$ в образце создается магнитный барьер для входа вихрей от следующей ступени поля. В дальнейшем, чтобы произвести ЗМП от следующей ступени ОЗЛМП, в первую очередь необходимо компенсировать поля размагничивания от плотности ЗМП $H_{pд}$ и снять заранее созданный магнитный барьер. Затем необходимо

увеличивать магнитное давление на экранирующие мейснеровские токи двойников до тех пор, пока не произойдет распад образца на очередные более мелкие группы двойников с близкими n . С увеличением внешнего магнитного поля в конце концов происходит полная компенсация $H_{pд}$, и силовые линии H_0 приближаются к краям образца (красные линии на рис. 3). Согласно рис. 1а, из-за многочисленных линейных и точечных дефектов в массивных образцах № 1 и № 2 на кривых 1–4 не обнаруживаются скачки при одновременном проникновении потока в двойники после каждого их деления. Однако, как видно из рис. 1б, после дифференцирования на кривых 1, 2 отчетливо видны скачки при полях $H_{Тс1}$. Согласно [7], для более чистых эпитаксиальных пленок YBCO на зависимостях $B_{pд2}(H_0)$ скачки обнаруживаются и без дифференцирования.

На рис. 4 для образцов 1 и 2 приведены зависимости: $J_{c\text{эф}}(J_{cM})$ и $J_{c\text{эф}}(1/d)$.

Участки быстрого роста (a, b), (b, c) на кривых 1 рис. 4 соответствуют тому, что при больших значениях n двойников с ростом поля они распадаются на группы двойников меньших размеров с близкими n и это приводит к быстрому росту их $H_{Тс1}$, J_{cM} и, как следствие, к росту $J_{c\text{эф}}$. На кривых 1 скачкообразный рост $J_{c\text{эф}}$ на участке (d, e) также связан с резким ростом J_{cM} и уменьшением d после распада двойников. Это было хорошо видно при сканировании полем с мелким шагом (на рисунках не показаны). Области «плато» отрезков (c, d), (e, f) (кривая 1 на рис. 4а) и участки (c, d), (f, g) (кривая 1 на рис. 4б), а также области (b', c'), (d', e'), (f', g') (кривая 2 на рис. 4а) и области (a', b'), (c', d'), (e', f'), (g', h') (кривая 2 на рис. 4б) соответствуют тому, что в этих областях не происходит деление двойников и сохраняются величины n , J_{cM} , $J_{c\pi}$ и $J_{c\text{эф}}$. Отличие

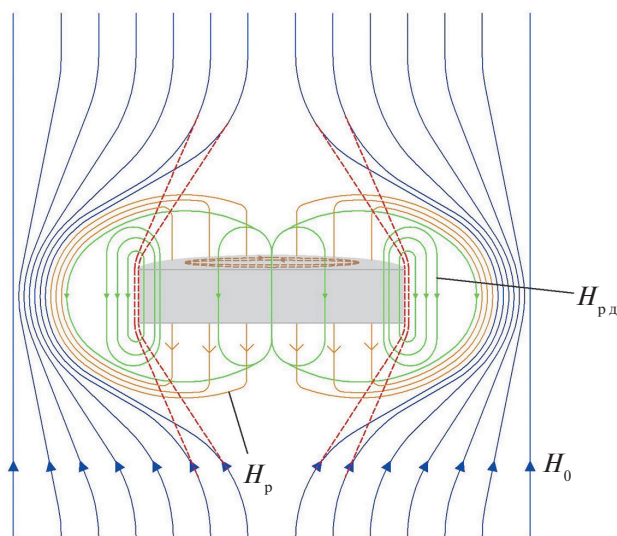


Рис. 3. Схема распределения полей размагничивания.

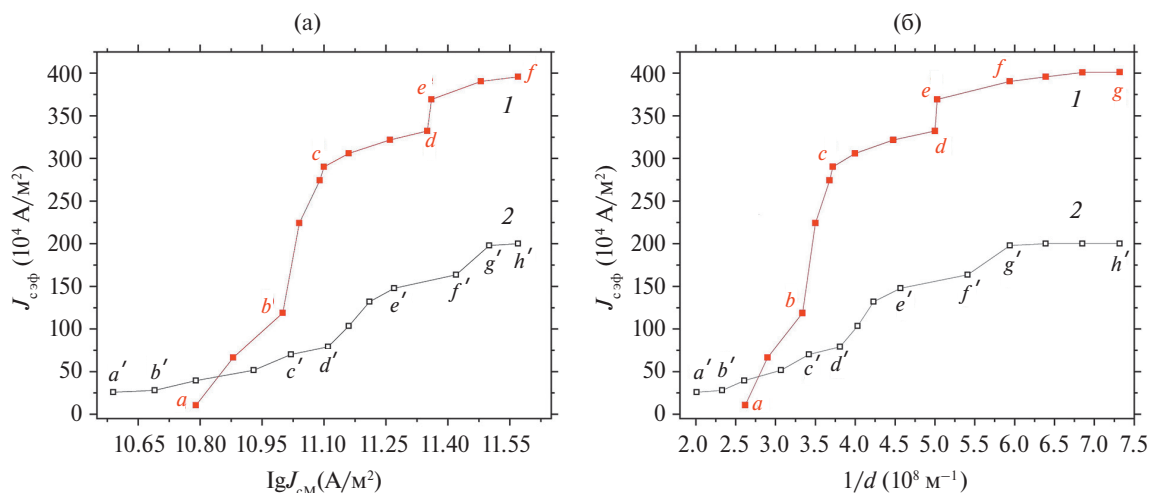


Рис. 4. Зависимости эффективного критического тока двойников: (а) — $J_{c\text{эф}}(J_{cM})$; (б) — $J_{c\text{эф}}(1/d)$. Кривые 1 соответствуют образцу № 1, кривые 2 — образцу № 2. Температура $T = 77.4$ К.

значений $J_{c\text{эф}}$ на кривых 1 и 2 рис. 4 вызвано разными начальными значениями параметров J_c и d для образцов № 1 и № 2.

На рис. 5 для образцов № 1 (кривая 1) и № 2 (кривая 2) приведены зависимости тока, представляющие из себя разницу между J_c и $J_{c\text{эф}}$, измеренным по четырехзондовой схеме и по магнитным измерениям соответственно:

$$(J_c - J_{c\text{эф}})(H_{\text{TK1}}) - \text{а}; (J_c - J_{c\text{эф}})(J_{c\text{М}}) - \\ - \text{б и } (J_c - J_{c\text{эф}})(1/d) - \text{в.}$$

В соотношении $J_c - J_{c\text{эф}}$ задающим является $J_{c\text{эф}}$. Следовательно, рост $J_{c\text{эф}}$ на рис. 5 приводит к спаду $J_c - J_{c\text{эф}}$, качественному сохранению вида плато и спаду на кривых 1, 2. Таким образом, как видно из полученных результатов, именно соотношение токов (8) влияет на появление участков роста, спада и плато, изменение их протяженности, линейных участков с изломами зависимостей, приведенных на рис. 4 и 5. От соотношения (8) также зависит разный характер поведения кривых 1, 2 для образца № 1 и кривых 1' и 2' для образца № 2 на рис. 1б. При подстановке значений $J_{c\text{эф}}$ и $J_{c\text{М}}$ в формулу (8) для $J_{c\text{п}}$ при поле $\approx 8 \times 10^{-2}$ Тл получим $\approx 10^9$ А/м², что хорошо согласуется с приведенными в разных источниках оценками внутризеренных токов. Как видно из рис. 5а и формулы (8), для образцов № 1 и № 2 при поле $\approx 8 \times 10^{-2}$ Тл H_p и $H_{pд}$ подавляют $J_c \approx$ на 70% и 60% соответственно. Для образцов с высокими J_c такое падение тока составляет существенную долю уменьшения тока, измеренного с помощью магнитотранспортных измерений. Согласно литературным данным, поле $\approx 10^{-2}$ Тл более чем на два порядка подавляет J_c со значением $\approx 5 \times 10^7$ А/м². Как вытекает из данных, приведенных на рис. 4, с ростом $J_{c\text{М}}$ и уменьшением d снижается $J_c - J_{c\text{эф}}$. Однако согласно рис. 2, с уменьшением d происходит рост $J_{c\text{М}}$, и это обстоятельство приводит к тому, что влияние на J_c экранирующего тока $J_{c\text{М}}$ становится более сильным и, как было сказано выше, с уменьшением d это влияние $J_{c\text{М}}$ еще усиливается из-за уменьшения числа ГД внутри двойников. В работах [12, 13] показано, что без учета влияния H_p и $H_{pд}$ на J_c , низкие значения $J_{c\text{М}}$ и d приводят к увеличению J_c , так как с уменьшением d увеличивается влияние пиннинга внутри двойников и в междвойниковом пространстве. Именно для проверки данного заключения мы изначально взяли образцы с большими значениями d и J_c (образец № 1) и образцы с меньшими значениями d и J_c (образец № 2). Как вытекает из полученных результатов, приведенных на рис. 4, 5, при увеличении $J_{c\text{М}}$, как и в случае работ [12, 13], происходит уменьшение J_c , а уменьшение d приводит не к увеличению, а наоборот, к уменьшению J_c . Такой результат также подтверждается

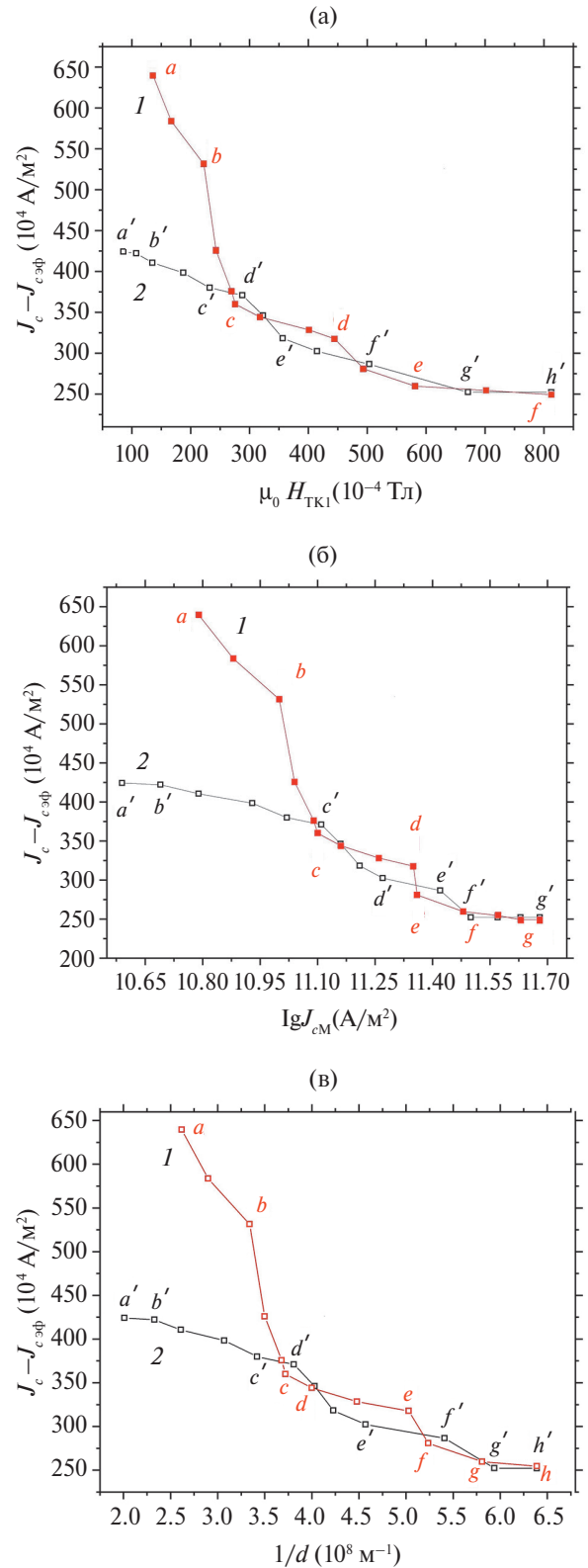


Рис. 5. Зависимости разницы плотности критических токов J_c и $J_{c\text{эф}}$, измеренные по четырехзондовой схеме и по магнитным измерениям соответственно: (а) — $(J_c - J_{c\text{эф}})(H_{\text{TK1}})$; (б) — $(J_c - J_{c\text{эф}})(J_{c\text{М}})$; (в) — $(J_c - J_{c\text{эф}})(1/d)$. Кривая 1 соответствует образцу № 1, кривая 2 — образцу № 2. Температура $T = 77.4$ К.

тем, что при распаде двойников больших размеров на двойники меньших размеров из-за уменьшения числа ГД, внутри двойников с одной стороны увеличивается J_{cM} и $J_{c\text{эф}}$ и падает J_c , с другой стороны, согласно рис. 2 и рис. 4, влияние J_{cM} и $J_{c\text{эф}}$ на J_c усиливается с уменьшением влияния H_{rd} за счет уменьшения n двойников по причине их меньших размеров. Таким образом, с учетом фактов о существенном влиянии H_p и H_{rd} на J_c , необходимо скорректировать результаты работ [12, 13]. Как видно из полученных результатов, предложенная МОНО, в отличие от скорректированных аналитических [14] и обобщенных моделей [15] критического состояния Бина, позволяет однозначно определить не только междвойниковые и внутридвойниковые критические токи, но и описать физические процессы в такой сложной естественно образованной джозефсоновской среде, каковыми являются ВТСП материалы. Кроме того, так как с ростом поля происходит поэтапный скачкообразный распад двойников больших размеров на группы двойников меньших размеров, которые в свою очередь сортируются с близкими $n_{\text{эф}}$, токами J_{cM} , $J_{cп}$ и междвойниковыми джозефсоновскими энергиями связей между ними, то соответственно этим параметрам внутри каждой отдельно взятой изолированной группы двойников может реализоваться модель Бина. Дальнейший рост поля приведет к распаду уже этих двойников на двойники сравнительно меньших размеров с более высокими энергиями связи и более высокими токами J_{cM} , $J_{cп}$. В двойниках с такими параметрами также может реализоваться модель Бина, и будет происходить переход от двойников с низкими критическими параметрами к двойникам с более высокими критическими параметрами и т.д. Самой высокой междвойниковой джозефсоновской энергией связи обладают нанокристаллиты, которые не имеют внутри себя ГД. Таким образом, согласно полученным результатам, ВТСП материалы являются многоступенчатой системой, и это приводит к тому, что из-за постепенного скачкообразного подавления междвойниковой энергии джозефсоновских связей модель Бина на макроскопическом размере образца не наблюдается. Следовательно, для описания магнитных свойств ВТСП во всем диапазоне магнитных полей и токов с помощью обобщенной модели Бина необходимо сшивать друг с другом весь спектр моделей Бина, описывающих распределения поля и тока в пределах отдельно взятых изолированных двойников со своими размерами, критическими токами и полями. Таким образом, однозначное определение критических токов с помощью модели Бина [9] в такой сложной, меняющейся с изменением поля, джозефсоновской ВТСП среде, является сложной, порой нерешаемой задачей. Из полученных результатов также следует, что модель Бина можно применить для описания пространственного распределения тока

и поля в ВТСП среде в области полей ниже первого критического магнитного поля двойников. Учитывая обстоятельства, что в области слабых полей в образце образуется иерархия сверхпроводящих контуров с разными критическими токами, полями и $n_{\text{эф}}$, МОНО применима для описания магнитных свойств ВТСП во всем диапазоне полей и токов.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, путем воздействия ОЗЛМП на поликристаллические и квазимонокристаллические текстурированные двойниковые YBCO образцы с разными размерами и критическими токами исследовано особенности влияния полей размагничивания двойников на плотности критического тока образца и физических процессов в ВТСП образце и его двойниках. Выяснена роль полей размагничивания образца H_p и H_{rd} двойников в формировании макроскопических и локальных фундаментальных параметров H_{c1} и второго H_{c2} критических магнитных полей и практически важной величины J_c , YBCO образцов. Показано, что в области полей $\approx (0.1...6) \times 10^{-3}$ Тл нормированное осевое распределение остаточного поля хорошо описывается в рамках модели критического состояния Бина, а в диапазоне $\approx (0.1...80) \times 10^{-3}$ Тл — в рамках модели однородно намагниченного образца. Такой результат также подтверждается при пропускании тока через образец в направлении, перпендикулярном силовым линиям магнитного поля. Предложенная модель объясняет перетрансформацию физических процессов в ВТСП под влиянием H_p и H_{rd} в однородно намагниченном образце с изолированными двойниками. При приложении ОЗЛМП по поверхности двойников текут экранирующие мейснеровские токи J_{cM} , создающие поля размагничивания, направленные противоположно полям размагничивания, связанным с полями рассеяния вихрей, которые поддерживаются внутридвойниковыми токами пиннинга $J_{cп}$. Таким образом, H_p и результирующее поле H_{rd} подавляют критические токи J_c через междвойниковые слабые связи и приводят к распаду двойников больших размеров на более мелкие изолированные однородно намагниченные двойники с токами $J_{c\text{эф}}$. При поле $\approx 8 \times 10^{-2}$ Тл получено значение $J_{cп} \approx 10^9$ А/м², что хорошо согласуется с приведенными в разных источниках оценками внутризеренных токов. Полученные результаты можно также распространить и на другие «многосвязные» сверхпроводники с разными свойствами и морфологией, имеющие двойниковую структуру.

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы данной работы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена за счет бюджетного финансирования в рамках государственного задания ФИРЭ им. В. А. Котельникова РАН.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Obradors X., Puig T., Ricart S. et al. // Supercond. Sci. Technol. 2024. V. 37. № 5. Article No. 053001.
2. Congreve J.V.J., Shi Y., Tutt N.C. et al. // Supercond. Sci. Technol. 2024. V. 37. № 6. Article No. 065019.
3. Yang Y., Deng G. // Supercond. Sci. Technol. 2024. V. 37. № 8. Article No. 085011.
4. Sueyoshi T., Enokihata R., Yamaguchi H. et al. // Supercond. Sci. Technol. 2024. V. 37. № 30. Article No. 3075010.
5. Soman A.A., Wimbush S.C., Long N.J. et al. // Supercond. Sci. Technol. 2024. V. 37. № 8. Article No. 085004.
6. Голубков М.В., Степанов В.А. // ФТТ. 2024 Т. 66. № 4. С. 532.
7. Ростами Х.Р. // Письма в ЖЭТФ. 2018. Т. 108. № 11. С. 734.
8. Ростами Х.Р. // ЖТФ. 2020. Т. 90. № 12. С. 2066.
9. Bean C.P. // Rev. Mod. Phys. 1964. V. 36. № 1. P. 31.
10. Тинкхам М. // Введение в сверхпроводимость. М.: Атомиздат, 1980.
11. Линтон Э. // Сверхпроводимость. М.: Мир, 1971.
12. Svistunov V.M., D'yachenko A.I. // Supercond. Sci. Technol. 1992. V. 5. № 2. P. 98.
13. Tarantini C., Yamamoto A., Jiang J. et al. // Supercond. Sci. Technol. 2016. V. 29. № 2. Article No. 025004.
14. Елистратов А.А., Максимов И.Л. // ФТТ. 2000. Т. 42. № 2. С. 196.
15. Гохфельд Д.М. // ФТТ. 2014. Т. 56. № 12. С. 2298.

ON THE CAUSES OF LOW CRITICAL CURRENT IN TWIN FILM HIGH-TEMPERATURE SUPERCONDUCTORS

© 2025 Kh. R. Rostami*, V. A. Luzanov

*Fryazino branch Kotelnikov Institute of Radioengineering and Electronics RAS,
Vvedenskii Squar., 1, Fryazino, Moscow region, 141190 Russian Federation*

**E-mail: rostami@ms.ire.rssi.ru*

Received October 17, 2023; revised August 19, 2024; accepted September 5, 2024

The influence of internal local and external demagnetization fields on the critical current density of inter-doublet Josephson weak bonds J_c of high-temperature superconducting YBCO samples is investigated using the oscillation differential technique of local approximation. In the zero-field and zero-field cooling with flux accumulation regimes for samples with different J_c and twin sizes d , the demagnetization fields of samples H_{D1} and H_{D2} have been measured. The values of: d ; thermodynamic first critical magnetic fields of twins H_{ic1} ; twin demagnetization fields H_{Dtr} ; density of intra-twin effective critical currents J_{cef} ; critical pinning currents J_{cp} and shielding Meissner critical currents J_{cM} are determined. It is shown that at H_{ic1} fields the twins of large sizes “disintegrate” into a group of smaller twins with close demagnetizing factors. It is found that an increase in J_{cM} , J_{cef} , and a decrease in d lead, on the one hand, to a decrease in J_c due to an increase in the demagnetization field of the sample H_D and H_{Dtr} created by J_{cef} and J_{cM} , and, on the other hand, to an increase in J_{cef} and J_{cM} due to a decrease in d .

Keywords: high-temperature superconductors, twins, demagnetization fields