

Магнитополевые и температурные зависимости критического тока в тонких эпитаксиальных пленках высокотемпературного сверхпроводника $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$

Ю. В. Федотов, С. М. Рябченко,
Э. А. Пашицкий, А. В. Семенов, В. И. Вакарюк

Институт физики НАН Украины, пр. Науки, 46, г. Киев, 03028, Украина
E-mail: semenov@iop.kiev.ua

В. М. Пан, В. С. Флис

Институт металлофизики НАН Украины, пр. Вернадского, 36, г. Киев, 03680, Украина

Статья поступила в редакцию 15 октября 2001 г.

Исследованы магнитополевые (в поле \mathbf{H} , приложенном вдоль нормали к плоскости пленки z) и температурные зависимости плотности критического тока j_c в высококачественных эпитаксиальных биаксиально ориентированных пленках $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ с максимальным значением j_c , достигающим $2 \cdot 10^6$ А/см² в нулевом магнитном поле при $T = 77$ К. Найдено, что величина $j_c(H_z, T)$, не зависящая от H_z в области слабых полей $H_z < H_m$, при $H_z > H_m$ хорошо аппроксимируется зависимостью $j_c(H_z, T)/j_c(0, T) = \alpha \ln(H^*/H_z)$ в достаточно широкой области $0,95 > j_c(H_z, T)/j_c(0, T) > 0,3$. Величина $H^* = H_m e^{1/\alpha}$ пропорциональна $\tau = 1 - T/T_c$, как минимум, в области температур, для которой проведены измерения, а параметр α почти не зависит от температуры. При этом для образца с наибольшим значением плотности критического тока при $H_z \rightarrow 0$ обнаружен anomalously резкий переход от низкополевого плато к логарифмической зависимости. Проведен анализ ряда опубликованных в литературе данных по зависимостям $j_c(H_z, T)$ в тонких эпитаксиальных ВТСП пленках и показано, что аппроксимация данного вида применима также к результатам других авторов. При этом, хотя сами величины $j_c(H = 0, \tau)$, так же как и значения H^* , существенно различаются для пленок, исследованных разными авторами, величины α при аппроксимации их результатов логарифмической зависимостью оказываются весьма близкими друг к другу и к найденным в наших исследованиях. Предложена модель, качественно поясняющая природу обнаруженной зависимости $j_c(H_z, T)$, и обсуждены ее основные свойства. Показано, что зависимость, которая хорошо аппроксимируется логарифмической, отвечает механизму, связанному с депиннингом ансамбля вихрей Абрикосова, запиннированного на краевых дислокациях в малоугловых межблочных границах, которые существуют в тонких эпитаксиальных пленках ВТСП. Резкий переход от плато к логарифмическому участку реализуется, если при $H \approx H_m$ происходит смена механизма, определяющего плотность критического тока, а именно в том случае, когда при $H < H_m$ прозрачность межблочных границ для сверхпроводящего тока ограничивает величину j_c сильнее, чем депиннинг вихрей в слабых полях.

Досліджено магнітопольові (в полі \mathbf{H} , прикладеному вздовж нормалі до площини плівки z) та температурні залежності густини критичного струму j_c у високоякісних епітаксійних біаксіально орієнтованих плівках $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ з максимальним значенням j_c , що сягає $2 \cdot 10^6$ А/см² в нульовому магнітному полі при $T = 77$ К. Знайдено, що величина $j_c(H_z, T)$, що не залежить від H_z в області слабких полів $H_z < H_m$, при $H_z > H_m$ добре апроксимується залежністю $j_c(H_z, T)/j_c(0, T) = \alpha \ln(H^*/H_z)$ в достатньо широкій об-

ласті $0,95 > j_c(H_z, T)/j_c(0, T) > 0,3$. Величина $H^* = H_m e^{1/\alpha}$ пропорційна $\tau = 1 - T/T_c$, як мінімум, в області температур, для якої проведено виміри, а параметр α майже не залежить від температури. При цьому для зразка з найбільшим значенням густини критичного струму при $H_z \rightarrow 0$ виявлено аномально різкий перехід від низькопольового плато до логарифмічної залежності. Проведено аналіз ряду опублікованих у літературі даних по залежностях $j_c(H_z, T)$ у тонких епітаксійних ВТНП плівках і показано, що апроксимація цього виду придатна також до результатів інших авторів. При цьому, хоч самі величини $j_c(H = 0, \tau)$, так само як і значення H^* , суттєво відрізняються для плівок, досліджених різними авторами, величини α при апроксимації їх результатів логарифмічною залежністю виявляються дуже близькими один до одного і до одержаного в наших дослідженнях. Запропоновано модель, що якісно пояснює природу виявленої залежності $j_c(H_z, T)$, та обговорено її основні властивості. Показано, що залежність, яка добре апроксимується логарифмічною, відповідає механізму, пов'язаному з депінінгом ансамблю вихорів Абрикосова, зацінінгованого на крайових дислокаціях в малокутових міжблокових границях, які існують в тонких епітаксійних плівках ВТНП. Різкий перехід від плато до логарифмічної ділянки реалізується, якщо при $H \approx H_m$ відбувається зміна механізму, що визначає густину критичного струму, а саме в тому разі, коли при $H < H_m$ прозорість міжблокових границь для надпровідного струму обмежує величину j_c сильніше, ніж депінінг вихорів в слабких полях.

PACS: 74.60.Ge, 74.72.Bk, 74.76.-w

1. Введение

Как показано в большом числе работ [1–7], достигаемые значения плотности критического тока j_c в высококачественных тонких эпитаксиальных пленках ВТСП оказываются на два-три порядка выше, чем в монокристаллах тех же составов, и составляют $2\text{--}3 \cdot 10^6$ А/см² и более в нулевом магнитном поле при температуре $T = 77$ К. Это важно для практических применений свойства тонких эпитаксиальных пленок обычно связывают с более эффективным пиннингом вихрей в них (см. обзоры [8,9]).

В частности, определяющую роль для величины критического тока в эпитаксиальных пленках могут играть малоугловые границы между разориентированными в плоскости (a, b) монокристаллическими блоками, которые являются характерным элементом структуры эпитаксиальных пленок, получаемых разными методами напыления [9]. Такие границы раздела (ГР) представляют собой квазипериодические цепочки краевых дислокаций (КД). Это, с одной стороны, ограничивает допустимую предельную величину сверхпроводящего (СП) тока в образце в результате локального подавления СП параметра порядка вблизи ГР [10,11]. С другой стороны, высокая плотность КД в межблочных ГР может приводить к эффективному пиннингу вихрей, способствуя повышению критического тока.

Магнитопольевая зависимость плотности критического тока j_c в эпитаксиальных ВТСП пленках исследовалась во многих работах (см., например, [8,9] и ссылки в них), в которых изучалась зави-

симость тока, протекающего в плоскости пленки, от величины и направления прикладываемого магнитного поля \mathbf{H} при разных температурах. Угловые зависимости j_c , как правило, обнаруживают особенности при углах $\theta_H = 0$ и $\pi/2$ между направлением \mathbf{H} и нормалью \mathbf{z} к плоскости пленки. Первую из этих особенностей связывают с пиннингом вихрей на дислокациях в межблочных ГР, параллельных оси c , в то время как вторую особенность обычно связывают с наличием в пленках переходного слоя с дислокациями несоответствия вблизи подложки. При этом в зависимости от особенностей технологии изготовления пленки в ней могут присутствовать либо обе эти особенности одновременно, либо одна из них, например, при $\theta_H = 0$ [7–9,12].

В настоящей статье обсуждаются экспериментальные данные, полученные только для магнитного поля \mathbf{H} , ориентированного вдоль нормали \mathbf{z} к поверхности пленки, параллельной оси c ($\theta_H = 0$), поэтому в дальнейшем индекс « z » при H_z в большинстве случаев будем опускать.

Типичные результаты, описанные в литературе [13–16] для этого случая, заключаются в том, что зависимость $j_c(H)$ может быть разбита на несколько участков, соответствующих определенным интервалам магнитных полей. В первом из них, при $H < 1\text{--}20$ мТл (в зависимости от температуры T), величина j_c не зависит от приложенного поля. В более высоких полях j_c начинает уменьшаться с ростом H . Авторы большинства работ (см., например, [9,13,16]) выделяют на этом участке полевой зависимости j_c промежуточный интервал, в котором j_c убывает по закону, близкому к обрат-

ному корневому $H^{-1/2}$, после которого спад величины j_c с ростом поля становится пропорциональным более высокой степени $1/H$. При этом авторы проведенных экспериментальных исследований обращают внимание на корреляцию наблюдаемых зависимостей $j_c(H)$ с дефектами структуры пленок. Так, в [13] указывается на связь между значением характерного поля, в котором происходит переход от низкополевого «плато» к области сильной зависимости $j_c(H)$, и плотностью дислокаций в пленке (при этом рассматриваются дислокации, не входящие в малоугловые ГР). Авторы [15] обращают внимание на имеющуюся корреляцию между микроструктурой «островков»-блоков, выделенных межблочными границами, и характером спада $j_c(H, T)$ в тонких эпитаксиальных пленках ВТСП.

Результаты исследований $j_c(H, T)$ обсуждаются обычно на основе различных механизмов депиннинга вихрей (либо вихревой решетки) с учетом наличия специфических для тонких эпитаксиальных пленок центров пиннинга — линейных КД в межблочных границах. Эти границы, как правило, образуют двумерную сетку с размерами ячеек-блоков, случайно распределенными вблизи некоторого среднего значения, что хорошо видно при помощи высокоразрешающей электронной микроскопии (см., например, [17,18]). В зависимости от технологии выращивания пленок средние линейные размеры блоков могут составлять от нескольких десятков до сотен нанометров.

В частности, рассматривались механизмы, связанные с переходом от «неправильной» решетки вихрей, каждый из которых закреплен на дислокации, расположенной в сетке межблочных ГР, к более правильной вихревой решетке, в которой по крайней мере часть вихрей вынуждена размещаться внутри блоков, где нет столь эффективных центров пиннинга [9]. При этом зависимость $j_c(H) \sim H^{-1/2}$ обычно связывается с межвихревым электромагнитным взаимодействием при среднем расстоянии между вихрями $a_0 \sim B^{-1/2}$, где B — магнитная индукция. Для тонкой пластинки в предположении однородного распределения намагниченности $B = H$ в силу близкого к единице фактора размагничивания для $\mathbf{H} \parallel \mathbf{z}$.

В данной работе исследуются магнитопольевые и температурные зависимости плотности критического тока в высококачественных эпитаксиальных пленках $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, выращенных методом лазерного распыления (абляции), с критической температурой СП перехода $T_c = 91$ К и максимальным значением $j_c = 2 \cdot 10^6$ А/см² в нулевом магнитном поле при $T = 77$ К.

Установлено, что величина $j_c(H_z, T)$, которая в области слабых полей $H_z < H_m$ не зависит от H , при $H_z > H_m$ хорошо аппроксимируется зависимостью $j_c(H_z, T)/j_c(0, T) = \alpha \ln(H^*/H_z)$, где параметр α почти не зависит от температуры в пределах точности измерений, а параметр $H^* = H_m e^{1/\alpha}$ пропорционален τ , как минимум, в области малых значений τ , для которых проведены измерения. При этом для образца с максимальным значением $j_c(H = 0, T = 77$ К) переход от низкополевого плато к логарифмической зависимости является весьма резким.

Проведенный анализ ряда опубликованных в литературе данных по зависимостям $j_c(H_z, T)$ в тонких эпитаксиальных ВТСП пленках показал, что аппроксимация данного вида применима не только к полученным нами результатам, но и к результатам других авторов [13–16]. При этом, хотя значения $j_c(H = 0, \tau)$ и величины H^* существенно различаются для пленок, исследованных разными авторами, величины α оказываются весьма близкими. В связи с этим в данной работе обсуждается возможная модель, качественно поясняющая природу обнаруженной зависимости $j_c(H_z, T)$.

2. Эксперимент

2.1. Образцы и метод измерений

Образцы, использованные для измерений в данной работе, получались методом напыления на полированную монокристаллическую подложку (100) LaAlO_3 путем лазерного испарения напыляемых материалов при специально формируемом профиле лазерного пучка (описание методики см. в [17]). Как следует из ранее проведенных исследований [18,19], данный метод позволяет получать эпитаксиальные $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ пленки с осью c , ориентированной вдоль нормали к их поверхности. При этом в плоскости пленки возникает «сетка» малоугловых межблочных границ. Типичные углы между осями a и/или b в соседних блоках не превышают единиц градусов. Характерные средние размеры блоков составляют от 10 до 100 нм в зависимости от режимов осаждения.

Следует отметить, что проведенные ранее высокоразрешающие электронномикроскопические исследования поперечных срезов выращенных пленок [18] показали, что в зависимости от условий напыления пленки межблочные границы могут быть «тонкими» (12–15 нм) либо диффузными, размытыми (30–35 нм). Следует полагать, что эти случаи соответствуют разной структуре

дислокационных стенок и разному скоплению дефектов вблизи них.

В данной работе исследовались две пленки Р48 и Р532 с одинаковыми толщинами по 300 нм каждая и размерами в плоскости $\approx 0,5 \times 0,5$ см, которые получались при разных режимах осаждения. Пленка Р48 была осаждена при испарении $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ с помощью двухлучевого твердотельного лазера Nd-YAG из двух вращающихся стехиометрических мишеней при температуре подложки около 740–750 °С и давлении кислорода в камере около 0,2 мбар. Средний поперечный размер монокристаллических блоков — «доменов», получаемый при таком режиме осаждения, как следует из электронномикроскопического контроля, составляет 20–50 нм. Пленки, выращенные в таком режиме, обычно имеют весьма узкий по температуре переход в СП состояние и высокую плотность критического тока. Пленка Р532 выращивалась в режиме, обычно приводящем к более широкому (по температуре) переходу в СП состояние и более низким j_c .

Измерения критических параметров ВТСП пленок j_c и T_c проводились с помощью бесконтактного метода низкочастотной магнитной восприимчивости на частоте 937 Гц в диапазоне температур 77–100 К в магнитном поле от нуля до 0,06 Тл. Исползованная методика бесконтактных измерений плотности критического тока обоснована в [20,21] с использованием модели критического состояния сверхпроводников второго рода (модель Бина [22]). Она основана на анализе зависимости мнимой части комплексной магнитной восприимчивости χ'' исследуемых образцов от амплитуды переменного магнитного поля h_- . Измеряемая величина $\chi''(h_-)$ достигает максимума при определенном значении $h_- = h_m$. В общем случае величина h_m зависит от плотности критического тока, формы и размеров образца достаточно сложным образом. В [20] показано, что для тонкой пленки, имеющей форму диска, в перпендикулярном пленке переменном магнитном поле связь между j_c и h_m должна описываться соотношением $j_c = 1,030 h_m / d_z$, где d_z — толщина пленки (здесь j_c в А/м², h_m в А/м и d_z в м). В [21] показано, что это же выражение достаточно хорошо описывает результаты экспериментов и на пленках других изометрических форм, в том числе и квадратных.

Следует заметить, что проведенное в работах [20,21] обоснование индукционного метода измерения j_c по амплитуде возбуждающего поля h_m , при которой $\chi''(h_-)$ достигает максимума, выполнено в предположении, что j_c не зависит от маг-

нитного поля в интервале $-h_m < H < h_m$. Кроме того, соотношения, связывающие j_c и h_m , были получены для случая отсутствия постоянного внешнего магнитного поля. Поэтому применение этого метода для определения j_c в магнитном поле, более того, в области полей, где наблюдается зависимость j_c от H , требует дополнительного теоретического обоснования.

В работах [14,15] данный метод применялся для измерений $j_c(H)$ в пленках YBCO в довольно широкой области полей $0 \leq H \leq 5$ Тл. Авторы [14] указывают, что само по себе приложение постоянного поля H_z не должно модифицировать соотношений, полученных в [20,21], если j_c медленно меняется с полем. Можно ожидать, что метод сохраняет свою корректность для измерений в магнитном поле, если относительные изменения $j_c(H_z, T)$ в интервале $H_z \pm h_m$ будут малыми.

Результаты измерения $j_c(H)$ резистивным методом (путем прямого определения сопротивления образцов при пропускании транспортного тока) [9,16] находятся в хорошем качественном согласии с результатами бесконтактных индукционных измерений. Это дает дополнительное оправдание применимости индукционного метода к изучению полевых зависимостей j_c .

Нами специально проводилась проверка воспроизводимости получаемых величин h_m (а следовательно, и j_c) при измерениях в режиме наращивания поля от нулевого до максимального и на обратном ходу в режиме уменьшения прикладываемого поля от максимального до нулевого. Никаких различий полученных зависимостей $j_c(H)$ в пределах точности измерений для этих двух режимов обнаружено не было.

Величина T_c определялась по началу резкого возрастания $\chi''(T)$. Точность измерения и воспроизведения значений T_c составляла $\pm 0,1$ К.

2.2. Температурная зависимость критического тока при $H = 0$

Температурная зависимость критического тока $j_c(0, T)$ измерялась в отсутствие постоянного внешнего поля (т.е. фактически в магнитном поле Земли, которое при всех температурах измерений не влияло на величину критического тока). Вначале в малом индуцирующем переменном поле с амплитудой $h_- \ll h_m$ были проведены измерения температурных зависимостей действительной и мнимой частей магнитной восприимчивости исследуемых пленок. Результаты измерений $\chi(T)$ приведены на рис. 1. Из них можно судить, что пленка Р48 имеет не только более высокую критическую температуру ($T_c = 90,9 \pm 0,1$ К) по срав-

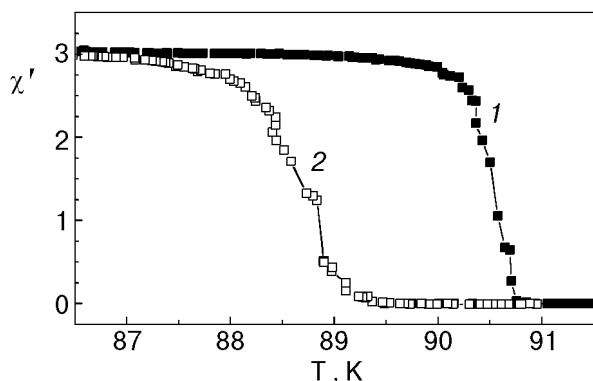


Рис. 1. Температурная зависимость χ' (в произвольных единицах) для пленок P48 (1) и P532 (2).

нению с P532 ($T_c = 89,6 \pm 0,1$ К), но и более узкий по температуре переход в СП состояние (более узкую область нарастания $\chi'(T)$), т.е. является более качественной и более однородной.

Температурные зависимости плотности критического тока $j_c(0, \tau)$ для данных образцов, пересчитанные по значениям h_m , найденным из измерений $\chi''(h_-)$ при каждой из температур, приведены на рис. 2 в двойных логарифмических

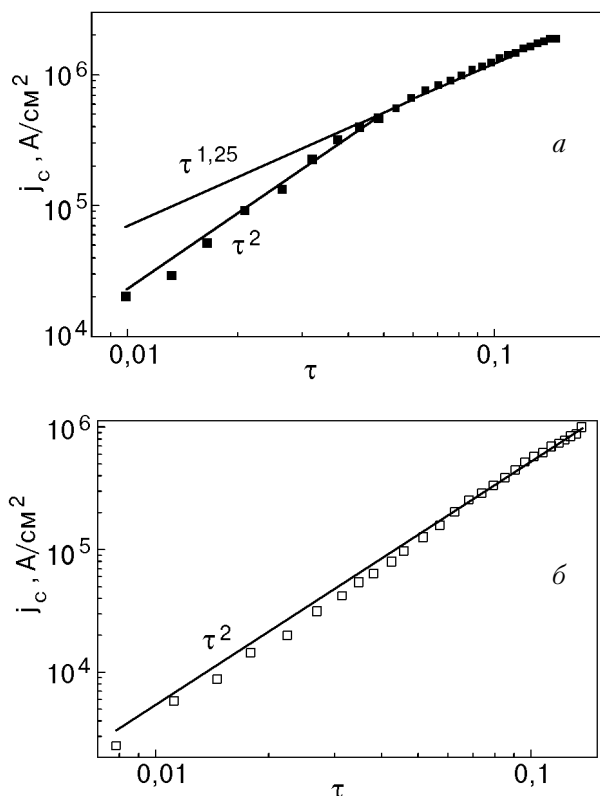


Рис. 2. Температурные (от $\tau = 1 - T/T_c$) зависимости плотности критического тока для пленок P48 (а) и P532 (б). Точки — эксперимент. Сплошные линии — аппроксимирующие зависимости $\tau^{1,25}$ и τ^2 .

координатах. Как видно, соответствующие зависимости могут быть аппроксимированы степенной функцией

$$j_c(T) = J_n(1 - T/T_c)^s. \quad (1)$$

При этом для образца P48 зависимость содержит два участка с разными значениями параметров: $J_n = (16,7 \pm 5,3) \cdot 10^7$ А/см²; $s = 1,93 \pm 0,10$ для $\tau = (1 - T/T_c) \leq 0,048$ и $J_n = (2,0 \pm 0,23) \cdot 10^7$ А/см²; $s = 1,20 \pm 0,05$ в интервале $0,048 \leq \tau \leq 0,154$. Для образца P532 во всем исследованном интервале $0,008 \leq \tau \leq 0,136$ эти параметры имеют лишь один набор значений $J_n = (5,1 \pm 0,35) \cdot 10^7$ А/см² и $s = 1,99 \pm 0,03$, т.е. образец P532 имеет меньшие абсолютные значения критического тока при $H = 0$ и в нем не наблюдается изменение показателя степени в зависимости типа (1).

2.3. Магнитопольная зависимость плотности критического тока

Измерения магнитопольной зависимости критического тока $j_c(H_z, \tau)$ пленок P48 и P532 проведены для ряда значений температур в интервале $T_c > T > 77$ К упоминавшимся выше методом измерений $\chi''(h_-)$ при каждом значении приложенного магнитного поля. Статическое магнитное поле H величиной до 60 мТл прикладывалось вдоль нормали к поверхности пленки.

Полученные зависимости $j_c(H_z)$ для разных значений температуры приведены на рис. 3 в полулогарифмических координатах, а нормированные зависимости $j_c(H_z, \tau)/j_c(0, \tau)$ для тех же температур показаны на рис. 4.

Как видно на этих рисунках, наблюдаемые зависимости $j_c(H_z, \tau)$ при малых полях $H < H_m$ содержат плато, где j_c не зависит от поля. Величина H_m , определяющая ширину плато, растет с понижением температуры. Затем, после довольно резкого излома в точке $H = H_m$ (более резкого для пленки P48 и несколько более плавного для P532), возникают области, где j_c довольно быстро уменьшается с ростом поля.

Из приведенных в полулогарифмическом масштабе графиков следует, что эта зависимость для пленки P48 может быть описана соотношением

$$j_c(H_z, T)/j_c(0, T) = \alpha \ln(H^*/H_z). \quad (2)$$

Коэффициент α , найденный из аппроксимации экспериментальных данных уравнением (2), оказался практически не зависящим от температуры (см. рис. 5). Параметр $H^* = H_m e^{1/\alpha}$, определяющий поле перехода от плато, где $j_c(H_z, T) = j_c(0, T)$,

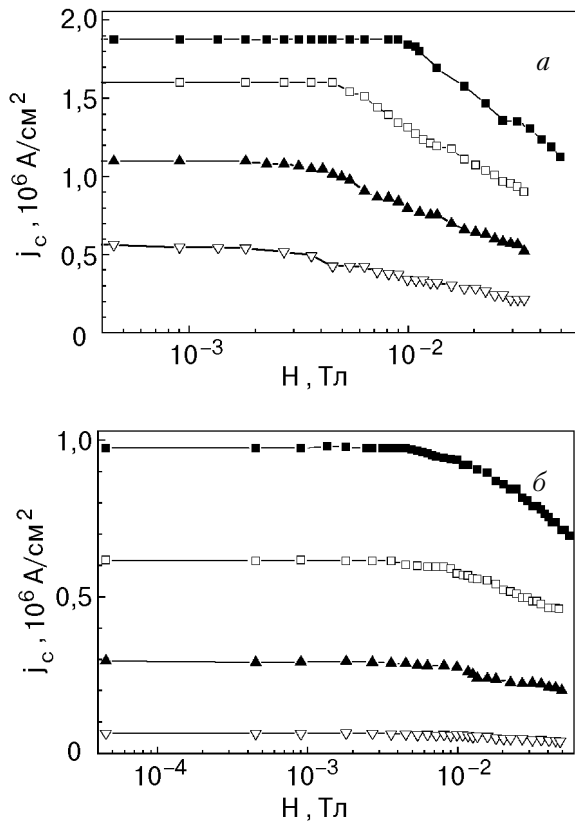


Рис. 3. Магнитолевые зависимости плотности критического тока в пленках P48 (а) и P532 (б) для температур T , К: 77 (■); 80 (□); 83 (▲); 86 (∇). Линии проведены по точкам для наглядности.

к логарифмической зависимости (2), оказывается зависящим от температуры. Как видно на рис. 6, на котором приведены значения $H^*(\tau)$, найденные из оптимальной аппроксимации для пленки P48, эта зависимость в пределах точности измерений может быть аппроксимирована зависимостью

$$H^*(\tau) = H_{\text{eff}} \tau, \quad (3)$$

где для образца P48 $H_{\text{eff}} = (4,1 \pm 0,2)$ Тл.

Чтобы убедиться в неслучайном характере соответствия экспериментальных кривых логарифмической магнитолевой зависимости $j_c(H_z, T)$, мы построили ту же зависимость $j_c(H_z, T)/j_c(0, T)$ для образца P48 в двойных логарифмических координатах (см. рис. 4, б) и привели зависимость $j_c(H_z) \sim H_z^{-1/2}$, часто используемую для аппроксимации подобных экспериментальных данных. Там же приведены подгоночные кривые, соответствующие для разных температур соотношению (2) с параметрами α , показанными на рис. 5, и с $H^*(\tau)$, соответствующим уравнению (3) при указанном значении H_{eff} . Как видно на рис. 4, а, б, логарифмическая зависимость (2) значительно

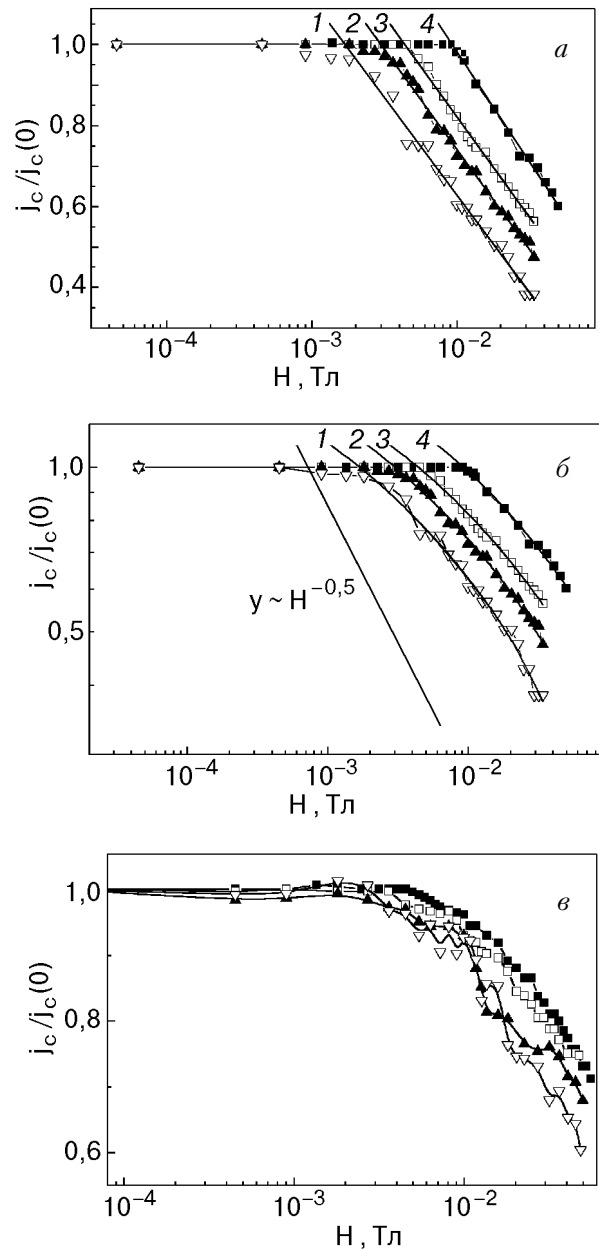


Рис. 4. Нормированные магнитолевые зависимости плотности критического тока $j_c(H)/j_c(0)$ в пленках P48 (а, б) и P532 (в) для различных температур T , К: 77 (■); 80 (□); 83 (▲); 86 (∇). Линии 1, 2, 3 и 4 – аппроксимация по уравнению (2) с α и H^* , составляющими 0,208 и 0,206 Тл; 0,215 и 0,314 Тл; 0,215 и 0,458 Тл; 0,234 и 0,643 Тл для линий 1–4 соответственно.

лучше описывает полученные результаты, чем степенная.

Для пленки P532 можно, видимо, также говорить о существовании зависимости $j_c(H)$ типа (2), начиная с некоторых полей, хотя переходный участок от плато с $j_c(H_z, T) = j_c(0, T)$ к этой зависимости оказывается размытым. Анализировать параметры полевой зависимости j_c для этого об-

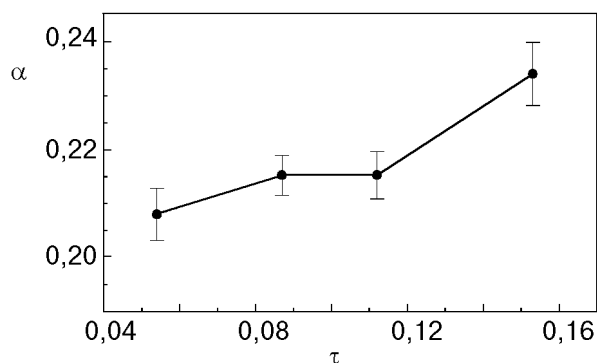


Рис. 5. Значения α , найденные из аппроксимаций магнитопольевых зависимостей $j_c(H)$ в пленке P48 уравнением (2), для различных температур (τ). Линия, соединяющая точки, проведена для наглядности.

разца по полученным данным несколько сложно ввиду довольно узкого интервала магнитных полей, для которых проведены измерения.

Найденным значениям $j_c(H_z)$ в области низкополевого плато ($0 < H_z < H_m$) для образца P48 соответствовали величины h_m , равные 10 мТл при $T = 77$ К и 3 мТл при $T = 86$ К — наиболее близкой к T_c температуре, для которой измерялась полевая зависимость. Для образца P532 соответствующая величина h_m при 77 К была примерно вдвое, а при 86 К — впятеро ниже, чем для P48, в связи с меньшими значениями j_c . Эти величины h_m сравнимы с ширинами низкополевых «плато» на зависимостях $j_c(H_z, T)$ в исследованных образцах при соответствующих температурах. С дальнейшим ростом прикладываемого поля величины h_m уменьшались пропорционально уменьшению $j_c(H_z)$. Из сопоставления этих значений h_m с данными рис. 3, 4 следует, что только в узкой области перехода от «плато» к логарифмической зависимости для образца P48 можно гово-

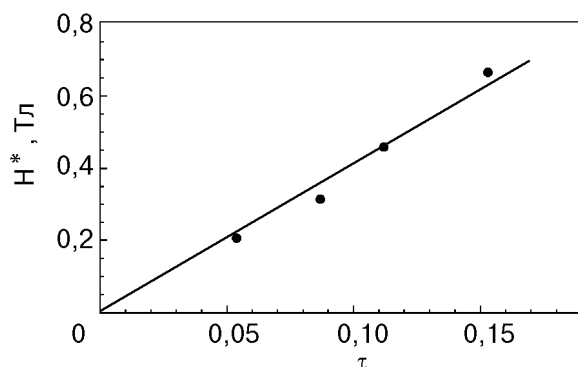


Рис. 6. Зависимость от τ значений H^* , найденных из аппроксимации $j_c(H, \tau)/j_c(0, \tau)$ для пленки P48 уравнением (2) (●), и аппроксимация этой зависимости уравнением $H^* = \tau H_{\text{eff}}^* c H_{\text{eff}} = 4,1$ Тл (—).

рить о заметном изменении $j_c(H_z)$ в интервале полей $H_z \pm h_m$. В связи с этим можно было бы ожидать некоторого кажущегося сглаживания резкости этого перехода, хотя он и в этих условиях выглядит аномально резким.

3. Обсуждение результатов

3.1. Температурная зависимость плотности критического тока в нулевом поле

Как отмечалось выше, для образца P48 степенная зависимость $j_c(0, \tau) \propto \tau^s$ характеризуется наличием кроссовера при $\tau = 0,048$ от значения $s = 1,93 \pm 0,10$ к $s = 1,20 \pm 0,05$. Этот результат согласуется с теоретическими зависимостями $j_c(0, \tau) \propto \tau^2$ и $j_c(0, \tau) \propto \tau^{5/4}$, полученными на основе развитой в работах [10,11] модели, которая описывает ограничение плотности СП тока, протекающего через малоугловые границы раздела (ГР) между монокристаллическими блоками в эпитаксиальных пленках ВТСП. Данный механизм предполагает, что сила одночастичного пиннинга вихрей в слабых полях настолько велика, что критический ток, необходимый для их депиннинга $j_{c \text{ dep}}(H \rightarrow 0, \tau)$, превышает максимальный СП ток $j_{c \text{ tr}}(\tau)$, допускаемый прозрачностью малоугловых ГР. В результате этого плотность критического тока в пленке равна $j_c(0, \tau) = j_{c \text{ tr}}(\tau)$.

Малоугловая ГР представляет собой квазипериодическую цепочку краевых дислокаций (КД), расстояние d между которыми зависит от угла взаимной разориентировки блоков θ и определяется формулой Франка $d(\theta) = b/2 \sin(\theta/2) \approx b/\theta$, где b — модуль вектора Бюргера, равный по порядку величины постоянной решетки. Как было показано в [10,11], существует неджозефсоновский механизм подавления СП тока, протекающего через такую ГР. В рамках данного механизма учитывается, что СП ток, протекающий перпендикулярно ГР, пространственно перераспределяется в каналах между диэлектрическими ядрами КД. Максимальное локальное значение его плотности может достигать плотности тока распаривания, подавленного несверхпроводящим окружением этих ядер за счет эффекта близости. Для случая малых углов θ было получено, что величина $j_{c \text{ tr}}(\tau)$ описывается соотношением, подобным (1). При этом возможны несколько режимов, приводящих к разным показателям s в зависимости (1) для $j_{c \text{ tr}}(\tau)$.

Для малых значений τ , когда длина когерентности $\xi(T) = \xi_0/\sqrt{\tau}$ достаточно велика и превышает $d(\theta)$, должна реализоваться зависимость (1) с $s = 2$, тогда как в области больших τ , когда

$d(\theta) > \xi(\tau)$, могут реализоваться два возможных режима в зависимости от параметров Γ_1 и Γ_2 , характеризующих соответственно степень локального изменения СП свойств пленки вблизи ГР (в частности, подавление СП параметра порядка Ψ и тока распаривания $j_0 \propto \Psi^3$) и эффект «геометрической тени», создаваемой диэлектрическими ядрами КД.

В случае достаточно малого значения параметра Γ_2 , что соответствует дислокационным ядрам малого радиуса (т.е. большой прозрачности малоугловых ГР), когда выполняется условие $\Gamma_1\Gamma_2 \ll 2$, с ростом τ должен наблюдаться кроссовер от показателя $s = 2$ к $s = 3/2$ при критическом значении τ_c , которое определяется из условия $d(\theta) = 2\xi(\tau_c)$. Такой кроссовер экспериментально наблюдался при $\tau_c = 0,048$ для высококачественной эпитаксиальной пленки $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ толщиной 50 нм, исследованной в [11].

При достаточно больших значениях параметров Γ_1 и Γ_2 , когда $\Gamma_1\Gamma_2 \gg 2$, что соответствует большим (порядка 10–20 Å) радиусам несверхпроводящих ядер КД, с ростом τ , согласно [11], должен наблюдаться кроссовер от $j_{c \text{ tr}}(\tau) \sim \tau^2$ к $j_{c \text{ tr}}(\tau) \sim \tau^{5/4}$. Результаты, полученные для пленки Р48 (см. рис. 2,а), очевидно, соответствуют данному теоретическому предсказанию. Исходя из значения τ_c , при котором наблюдается указанный кроссовер, и экспериментальных значений $j_c(\tau)$ по разные стороны от него по формуле (22) из работы [11] можно оценить значения параметров Γ_1 и Γ_2 для краевых дислокаций в межблоковых границах как $\Gamma_1 \approx 4$ и $\Gamma_2 \approx 3,6\sqrt{\tau}$.

В случае больших значений Γ_2 область «геометрической тени» ядра дислокации становится большой. При этом ширина сверхпроводящего канала между дислокациями может стать меньше $\xi(\tau)$ даже при достаточно больших τ . В этом случае квадратичная зависимость $j_{c \text{ tr}}(\tau) \sim \tau^2$ будет, согласно [11], иметь место во всем интервале наблюдений, что фактически соответствует образованию S - N - S -контакта вдоль межблоковой границы раздела. Можно предполагать, что именно этот случай реализуется в пленке Р532.

Механизм ограничения плотности критического тока прозрачностью межблочных ГР не предполагает магнитополевой зависимости $j_{c \text{ tr}}(\tau)$. Таким образом, если именно $j_{c \text{ tr}}(\tau)$ определяет наблюдаемую величину $j_c(0, \tau)$, то магнитополевая зависимость $j_c(H, \tau)$ должна иметь «плато» вплоть до полей, в которых будет выполняться условие $j_{c \text{ dep}}(H, \tau) \leq j_{c \text{ tr}}(\tau)$.

Ниже, при анализе магнитополевой зависимости, мы увидим, что зависимость $j_{c \text{ dep}}(H, \tau)$ тоже может приводить к «полке» при малых полях. Возможность различать по экспериментальным данным ситуации $j_{c \text{ tr}}(\tau) \leq j_{c \text{ dep}}(H \rightarrow 0, \tau)$ и $j_{c \text{ tr}}(\tau) \geq j_{c \text{ dep}}(H \rightarrow 0, \tau)$, видимо, сводится к анализу возможных температурных зависимостей $j_{c \text{ tr}}(\tau)$ и $j_{c \text{ dep}}(H \rightarrow 0, \tau)$ и их сравнению с экспериментом. Кроме того, можно ожидать, что резкость перехода от плато к участку с существенной магнитополевой зависимостью j_c будет различной в этих двух случаях.

Заметим, что в [13], на основе выполненных там оценок, высказывалась точка зрения о том, что для исследованных там образцов величина j_c в малых полях, соответствующих «полке» на начальном участке $j_c(H)$, определяется током распаривания. При этом с током распаривания сравнивалась даже не максимальная локальная плотность критического тока, достигаемая при протекании тока через дислокационную стенку, а ее среднее измеряемое значение.

В пленке Р48, в которой проявляется кроссовер в температурной зависимости $j_c(H=0, \tau)$, ожидаемый из модели [10,11], реализуется большое значение самого $j_c(H=0, \tau)$, согласующееся с оценками [10,11], и наблюдается крайне резкий переход от плато к логарифмическому участку в $j_c(H, \tau)$. Это дает основания полагать, что в ней имеет место ситуация с $j_{c \text{ tr}}(\tau) \leq j_{c \text{ dep}}(H \rightarrow 0, \tau)$, и $j_c(H=0, \tau)$ определяется $j_{c \text{ tr}}(\tau)$ в соответствии с моделью [10,11].

Несмотря на возможность объяснения температурной зависимости $j_c(H=0, \tau)$ в пленке Р532 на основе модели [10,11], данных для вывода о реализации в ней соотношения $j_{c \text{ tr}}(\tau) \leq j_{c \text{ dep}}(H \rightarrow 0, \tau)$, необходимого для привлечения этой модели, видимо, недостаточно.

3.2. Магнитополевая зависимость плотности критического тока. Сравнение с данными других авторов

Магнитополевая зависимость j_c в области $H > H_m$ связана с ростом плотности вихрей и усилением взаимодействия между ними при увеличении напряженности магнитного поля. Заметим, что в литературе неоднократно сообщалось (см. [9,13–16] и др.) о наличии на зависимости $j_c(H)$ в эпитаксиальных пленках низкополевой «полки» с дальнейшим переходом к уменьшению j_c с ростом H . Тем не менее нам не известны литературные данные, где зависимость $j_c(H)/j_c(0)$ на участке спада описывалась бы соотношением вида (2).

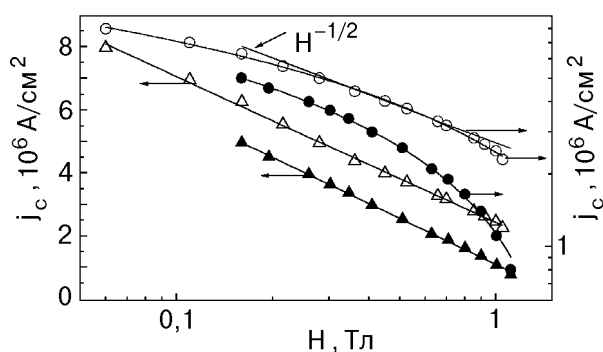


Рис. 7. Данные магнитопольных зависимостей $j_c(H)$, приведенные на рис. 36,а в работе [9], для температур T , К: 54 (○, △); 81 (●, ▲). Линии — аппроксимация данных уравнением (2) с соответствующими параметрами. Для сравнения показана аппроксимация данных для $T = 54$ К зависимостью $j_c(H) \sim H^{-1/2}$.

Возникает вопрос, является ли зависимость типа (2) характерной только для изученных нами образцов или она присутствует в результатах измерений других авторов, исследовавших аналогичные ВТСП пленки. Для проверки мы взяли результаты [9, см. рис. 36,а], полученные при измерении $j_c(H_2)$ резистивным (четырёхзондовым) методом для температур 54 и 81 К. Анализ этих данных показан на рис. 7, на котором приведены подгоночные кривые, соответствующие выражению (2) с оптимально выбранными параметрами, а также зависимость типа $j_c(H_2) \sim H_2^{-1/2}$. Как видно, зависимость (2) лучше (в более широком интервале полей) описывает результаты [9, рис. 36,а], чем обратная корневая зависимость.

Далее мы проанализировали данные, приведенные в работе [13], где измерения $j_c(H_2)$ проводились методом крутильного магнитометра для пленки с кольцевыми вырезами при температурах 80, 60, 40 и 4,2 К. Результаты этого анализа показаны на рис. 8,а с использованием полулогарифмических координат. Сравнительное построение в двойных логарифмических координатах дано на рис. 8,б: точки — данные [13], кривые — результат их аппроксимации (на начальном участке зависимостей $j_c(H_2)$) с помощью уравнения (2) при оптимально подобранных параметрах. При этом параметр α оказался равным 0,24; 0,22; 0,21 и 0,19 (для указанных выше четырех значений температуры соответственно). Найденные из оптимальной аппроксимации значения $H^*(\tau)$ показаны на рис. 9. Для температур 80–40 К точки укладываются на прямую $H^*(\tau) = 2,3\tau$ Тл. Значение H^* для $T = 4,2$ К лежит существенно выше этой зависимости. Заметим, что рис. 9 соответствует приведенному в [13, см. рис. 4] графику $B^*(T)$ после пересчета его

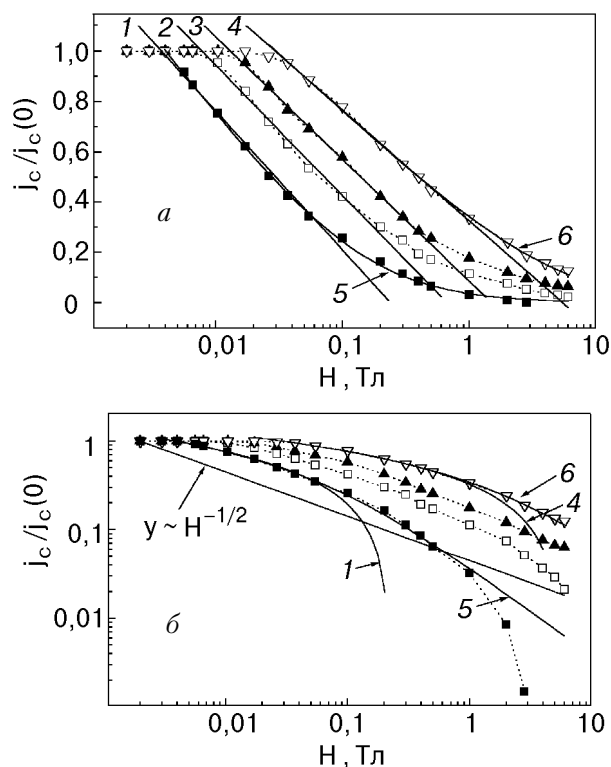


Рис. 8. Зависимости $j_c(H, T)/j_c(0, T)$, построенные по данным работы [13, рис. 2] при температурах T , К: 80 (■); 60 (□); 40 (▲); 4,2 (▽). Сплошные линии 1–4 соответствуют уравнению (2) с параметрами α и H^* , равными 0,241 и 0,239 Тл; 0,225 и 0,667 Тл; 0,211 и 1,495 Тл; 0,192 и 5,463 Тл. Линии 5 и 6 — аппроксимация данных уравнением (4) для 80 и 4,2 К соответственно. Пунктирные линии проведены по точкам для наглядности. Для сравнения указана линия, соответствующая $y \sim H^{-1/2}$.

данных от T к τ , так как по способу определения в [13] B^* соответствует введенной нами в уравнении (2) величине $H_m = H^* e^{-1/\alpha}$. В то же время $H_m(\tau) \propto H^*(\tau)$, поскольку величина α для данных

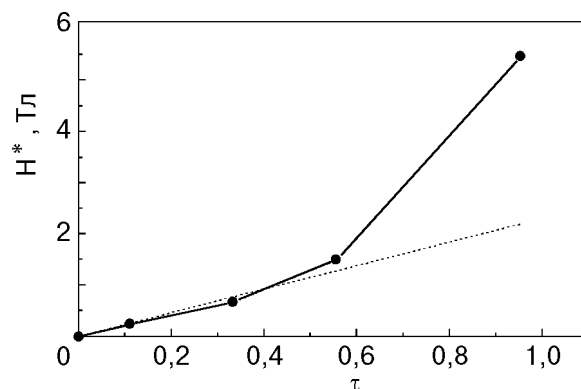


Рис. 9. Зависимость значений H^* , найденных из аппроксимации данных работы [13] (см. рис. 8,а) уравнением (2). Точки соединены сплошной линией для наглядности. Пунктирная линия соответствует уравнению $H^* = 2,3\tau$ Тл.

[13], как и для наших результатов, от температуры почти не зависит. Аппроксимированные нами данные работы [13] по температурной зависимости $j_c(0, T)$ указывают на линейную по τ зависимость $j_c(0, T) = j_c(0, T \rightarrow 0)\tau$ для исследованного в этой работе образца.

На рис. 8 видно, что данные [13] при всех температурах в малых полях $H < H_m$ содержат участки $j_c(H_z, T) = j_c(0, T)$, затем несколько более широкие, чем в случае пленки P48, переходные участки к логарифмической зависимости типа (2). Далее зависимость типа (2) выполняется в интервале $0,95 \geq j_c(H_z, T)/j_c(0, T) \geq 0,25-0,3$, после чего следуют участки более пологой зависимости $j_c(\lg H_z^{-1})$.

Следует заметить, что аппроксимация данных [13] на рис. 8 зависимостью типа

$$j_c(H_z, T)/j_c(0, T) = \alpha_1 \ln [(H_1^* + H_z)/H_z], \quad (4)$$

которая в малых полях практически совпадает с (2), позволяет с хорошей точностью описать экспериментальные данные вплоть до полей на порядок больших, чем это удастся с помощью соотношения (2). При этом оптимальные значения α_1 и H_1^* несколько отличаются от α и H^* . Кривые для такой аппроксимации также показаны на рис. 8.

На рис. 10 приведены результаты аппроксимации зависимостей $j_c(H_z, T)/j_c(0, T)$, взятых из данных работы [14, см. рис. 8], зависимостью (2). Как видно, эти данные тоже хорошо описываются

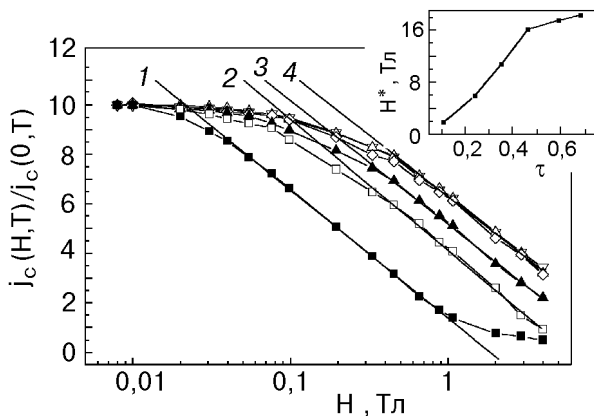


Рис. 10. Зависимости $j_c(H, T)/j_c(0, T)$, построенные по данным работы [14, см. рис. 8] при разных T/T_c : 0,89 (■); 0,76 (□); 0,65 (▲); 0,53 (△); 0,41 (◇) и 0,32 (▽). Сплошные линии 1-4 соответствуют уравнению (2) с параметрами α и H^* , равными 0,225 и 1,846 Тл; 0,231 и 5,91 Тл; 0,218 и 10,7 Тл; 0,217 и 18,26 Тл. На вставке дана зависимость H^* от τ .

этим соотношением, однако переходный участок от «полки» при $H_z < H_m$ к логарифмической зависимости здесь существенно уширен по сравнению с нашими результатами для образца P48 и/или данными работы [13]. Линейная зависимость $H^*(\tau) \sim \tau$ также выполняется для более высоких температур (малых $\tau \leq 0,45$), а при низких температурах (больших $\tau \geq 0,6$) проявляет насыщение.

Как видно на рис. 2 в работе [15], экспериментальные данные этой работы аналогичным образом могут быть аппроксимированы соотношением (2) на участке $0,2 < j_c(H_z, T)/j_c(0, T) < 0,87$.

Заметим, что результаты аппроксимации данных работ [14, 15] соотношением (2) близки к нашим результатам для образца P532 с точки зрения ширины переходного участка от «полки» к логарифмической зависимости. При этом величины $j_c(0, T)$ для образцов, исследованных в [14, 15], существенно ниже, чем для P48 и образца, исследованного в [13]. В этом смысле образцы в [15, 16] тоже подобны P532.

В то же время полученный нами для образца P48 резкий излом на зависимости $j_c(H_z, T)/j_c(0, T)$ при переходе от «полки» при $H_z < H_m$ к логарифмической зависимости при $H_z > H_m$ не имеет полной аналогии с данными работ [13-15]. Даже в [13], где этот переход заметно резче, чем, например, в [14, 15], он менее резок, чем для образца P48.

3.3. Магнитополевая зависимость критического тока в эпитаксиальных пленках. Модель и ее следствия

Будем полагать для упрощения задачи, что актуальными центрами пиннинга вихрей в тонких эпитаксиальных пленках являются только прямолинейные краевые дислокации в дислокационных стенках межблочных границ, ориентированные параллельно кристаллографической оси c . При этом все центры пиннинга такого рода одинаковы. Эти приближения не влияют на качественную суть модели и ее следствия. Если концентрация КД гораздо больше концентрации вихрей n , то в данном приближении можно не учитывать «перепутывания» вихревых нитей, и если некоторая доля вихрей n_p запиннингована на обсуждаемых центрах (линейных дефектах), то суммарная сила пиннинга для ансамбля вихрей, стремящегося к образованию вихревой решетки, будет равна $n_p F_{p \text{ ind}}$. Вместе с тем сила Лоренца, действующая на этот ансамбль, будет равна $n F_{L \text{ ind}}$. Здесь $F_{p \text{ ind}}$ и $F_{L \text{ ind}} = F_{L \text{ ind}}(j)$ — соответственно сила пиннинга и сила Лоренца для одного вихря.

При этом условие коллективного срыва вихрей с центров пиннинга (скачкообразного перехода к режиму «flux flow») принимает вид

$$(n_p/n) F_{p \text{ ind}} - F_{L \text{ ind}}(j_c) = 0, \quad (5)$$

где выражение для силы Лоренца, действующей на отдельный вихрь, имеет стандартный вид:

$$F_{L \text{ ind}}(j) = \frac{\phi_0}{c} j. \quad (6)$$

Сила пиннинга на отдельной КД, нормальной к плоскости пленки и параллельной магнитному полю, зависит от размеров ядра КД, от состояния материала (нормальный металл, диэлектрик) в ядре и прилегающей к нему области и от профиля пиннигующей потенциальной ямы $\epsilon_p(u)$, где u — смещение оси вихря, параллельной z , относительно центра ядра КД в плоскости (x, y) . В частности, для модели одночастичного пиннинга вихря на КД с диэлектрическим ядром радиусом $r_c < \xi = \xi_0 \tau^{-1/2}$ максимальная сила пиннинга может быть представлена в виде [23]

$$F_{p \text{ ind}} = \left(\frac{d\epsilon_p(u)}{du} \right)_{\max} = \frac{9}{32} \left(\frac{2}{3} \right)^{1/2} \frac{\epsilon_0 r_c^2}{\xi^3} \cong 0,23 \frac{\epsilon_0 r_c^2}{\xi^3}, \quad (7)$$

где $\epsilon_0 = (\phi_0/4\pi\lambda)^2$; $\lambda = \lambda_0 \tau^{-1/2}$ — глубина проникновения магнитного поля; $(d\epsilon_p(u)/du)_{\max}$ — максимальная величина производной по смещению параллельного оси дислокации вихря в пиннигующей потенциальной яме в направлении, перпендикулярном данной оси.

Подстановка (6) и (7) в (5) ведет к выражению

$$j_{c \text{ dep}}(H, \tau) / j_{c \text{ dep}}(0, \tau) = n_p(H) / n(H), \quad (8)$$

где

$$j_{c \text{ dep}}(0, \tau) = 0,23 \frac{c\phi_0 r_c^2}{(4\pi\lambda_0)^2 \xi_0^3} \tau^{5/2}.$$

Как видно, отношение n_p/n — это единственный сомножитель в (8), зависящий от магнитной индукции в пленке B (равной приложенному внешнему полю H_z в силу близкого к единице фактора размагничивания).

Заметим, что выражение (7) получено для модели пиннинга на дислокации с малым диэлектрическим ядром. В случае, если размеры ядра велики (либо ядро не диэлектрик, а нормальный

металл), уравнение (7) будет несколько иным и даже может привести к иной зависимости от τ величины $j_{c \text{ dep}}(H=0, \tau)$. Однако пропорциональность $j_{c \text{ dep}}(H, \tau)$ величине n_p/n при этом не изменится, и выражение (8) останется в силе, хотя и с другой зависимостью для $j_{c \text{ dep}}(0, \tau)$. Однако подробно обсуждать эти случаи мы не будем.

В отсутствие центров пиннинга ансамбль из n вихрей в тонкой пленке, помещенной в магнитное поле \mathbf{H} , перпендикулярное ее поверхности, образовывал бы правильную гексагональную решетку с параметром $a \approx \sqrt{\phi_0/H}$. Наличие центров пиннинга ведет к тому, что данная решетка искажается таким образом, чтобы максимальное число вихрей размещалось на центрах пиннинга при наименьших возможных отклонениях от положений, соответствующих узлам правильной решетки. При этом некоторая часть вихрей «вынуждена» разместиться вне центров пиннинга, т.е. остается не запиннигованной. Число таких вихрей определяется количеством и конфигурацией размещения центров пиннинга в образце, а также зависящим от поля параметром вихревой решетки a . В результате, отношение n_p/n становится зависящим от величины H .

В двумерной решетке вихрей, параллельных оси z , вихрь, смещенный на расстояние $\delta\rho = \rho - \rho_0$ (здесь $\rho = \mathbf{x} + \mathbf{y}$; $\rho = \sqrt{x^2 + y^2}$) из «правильного» положения в точке ρ_0 , приобретает дополнительную энергию [24,25]

$$\epsilon_{\text{dist}}(\delta\rho) = \frac{\epsilon_0}{a^2} (\delta\rho)^2 = \frac{\phi_0 H}{(8\pi\lambda)^2} (\delta\rho)^2. \quad (9)$$

В то же время расположение вихря на центре пиннинга приводит к выигрышу в энергии на величину энергии пиннинга для параллельного полю линейного диэлектрического дефекта [25]:

$$\epsilon_p = - \frac{\epsilon_0 r_c^2}{2\xi^2}; \quad r_c \ll \xi. \quad (10)$$

При этом пиннинг вихря является энергетически выгодным, если выполняется условие $\epsilon_{\text{dist}}(\delta\rho) + \epsilon_p < 0$.

В результате величина δ , равная критическому значению смещения ($\delta\rho$), до которого вихрь еще будет запиннигованным на КД, сместившись от правильного положения в решетке, составит

$$\delta = \frac{r_c}{\xi_0} \left(\frac{2\phi_0\tau}{H} \right)^{1/2} = \left(\frac{A\tau}{H} \right)^{1/2}. \quad (11)$$

Обозначение $A = 2r_c^2 \phi_0 / \xi_0^2$ введено для удобства.

Далее, для нахождения $j_{c \text{ dep}}(H, \tau)$, согласно (8), необходимо вычислить отношение $n_p(H)/n(H)$, что является ключевым моментом для рассматриваемой модели.

Ограничимся областью магнитных полей, где δ гораздо больше, чем расстояние d между дислокациями в малоугловых ГР между блоками. В этом случае величина δ фактически характеризует расстояние от узла правильной вихревой решетки до ближайшей ГР между блоками. С другой стороны, поскольку $\delta \ll a$ и $d \ll \langle L \rangle$, где $\langle L \rangle$ — средний линейный размер блоков, то в этой же области полей может выполняться условие $a \gg \langle L \rangle$. При достаточно малых полях, обеспечивающих выполнение последнего условия, и при случайном расположении межблочных границ вероятность захвата вихря на один из центров пиннинга (т.е. на линейную КД в малоугловой ГР) равна произведению вероятности попадания точки минимума электромагнитной энергии данного вихря (узла «правильной» ВР) в пределы блока определенной формы и размера и вероятности того, что эта точка окажется на расстоянии от границы блока, меньшем δ . Предположим, что блоки имеют квадратную форму. Тогда плотность вероятности попадания узла «правильной» ВР в блок с линейными размерами L будет $W(L) \propto L^2 P(L)$, где $P(L)$ — плотность функции распределения блоков по L . Вероятность того, что этот узел окажется удаленным от ГР менее чем на δ , будет равна отношению площади пояса шириной δ вблизи границ блока к площади всего блока L^2 :

$$\tilde{P}(L, \delta) = \begin{cases} 1, & L \leq 2\delta; \\ \frac{L^2 - (L - 2\delta)^2}{L^2}, & L > 2\delta. \end{cases} \quad (12)$$

В результате для критического тока, выраженного через долю запиннигованных вихрей, имеем

$$j_{c \text{ dep}}(H, \tau) / j_{c \text{ dep}}(0, \tau) = n_p(H) / n(H) = \int_0^{2\delta} W(L) dL + \int_{2\delta}^{\infty} W(L) [1 - (L - 2\delta)^2 / L^2] dL. \quad (13)$$

Зависимость от величины приложенного поля H входит в (13) только через зависимость $\delta(H)$.

Анализ выражения (13) с различными распределениями $W(L)$ (либо $P(L)$) показывает, что если характеризовать эти распределения параметром $k = \langle L \rangle / \sigma$, где σ — параметр ширины функции распределения, то при $k \gg 1$ вычисляемая по формуле (13) функция $j_{c \text{ dep}}(H, \tau) / j_{c \text{ dep}}(0, \tau)$ практически не зависит от конкретного вида $W(L)$. При этом она имеет характерный вид с «полкой» при малых полях и с дальнейшим спадом. Участок этого спада в интервале $0,9 > j_{c \text{ dep}}(H, \tau) / j_{c \text{ dep}}(0, \tau) > 0,3$ либо даже несколько более широком хорошо аппроксимируется соотношением (2). При этом параметр α в (2), который характеризует наклон полевой зависимости $j_{c \text{ dep}}(H, \tau)$ вблизи точки перегиба в полулогарифмических координатах, с ростом k стремится к своему предельному значению, равному одной и той же величине $\approx 0,25$, независимо от вида $W(L)$. При выборе прямоугольной функции распределения эта же величина α остается практически неизменной и при меньших k вплоть до $k = 1,1$. Для более гладких функций распределения величина α , соответствующая наилучшей аппроксимации полевой зависимости, плавно понижается, начиная от $k < 4-5$, вплоть до значения $\approx 0,18$ при $k \rightarrow 1$. Сравнение с экспериментом позволяет подобрать оптимальное k .

Заметим, что указанные выше величины α определены путем приравнивания производных по $\ln h$ от зависимости, получаемой из (13) в точке ее максимального наклона, и от аппроксимирующей функции $y = \alpha \ln(H^*/H)$. Определение оптимального значения α при сравнении функции (13) с аппроксимирующей функцией по методу наименьших квадратов в интервале значений $0,35 < j_{c \text{ dep}}(H, \tau) / j_{c \text{ dep}}(0, \tau) < 0,85$ ведет к несколько меньшим значениям этого параметра в сравнении с его определением через производную по $\ln H$ в точке максимального наклона. При этом значения H^* , наоборот, получаются немного выше.

Величина H^* , необходимая для аппроксимации соответствующего участка (13) уравнением (2), растет с уменьшением $\langle L \rangle$. С этой точки зрения можно качественно понять отмеченный в [13] рост $B^* = H_m^* = H^* e^{-1/\alpha}$ для образцов, содержащих, кроме межблочных границ, еще и КД внутри блоков, ориентированные нормально к поверхности пленки. Эффективно наличие таких дислокаций можно учесть в рамках рассмотренной выше модели как уменьшение $\langle L \rangle$, что ведет к росту $B^* = H_m^* \propto H^*$ (α практически не зависит от τ). Эта же причина, видимо, ведет и к значительно большим величинам H^* при аппроксимации

логарифмической зависимостью данных работы [14], чем в случае нашего образца Р48 либо данных [13]. Кроме того, следует полагать, что в случае [14] реализуются пиннингующие центры с более слабым пиннингом, что ведет к существенно более низким значениям $j_{c \text{ dep}}(0, \tau)$.

Наиболее полно анализ выражения (13) проводился нами для функции распределения «гамма»-типа, соответствие которой экспериментально измеренному распределению числа блоков по размерам получено в [15]. Это распределение имеет вид

$$P(L) = \frac{\mu^\nu}{\Gamma(\nu)} L^{\nu-1} e^{-\mu L}, \quad (14)$$

где $\nu = (\langle L \rangle / \sigma)^2 = k^2$, $\mu = \langle L \rangle / \sigma^2 = k^2 / \langle L \rangle = k / \sigma$. Экспериментально найденная в [15] функция распределения наилучшим образом соответствует (14) с $\nu = 2,57$ ($k = 1,60$) и $\langle L \rangle = 18$ нм.

В случае квадратных блоков ей соответствует следующая плотность распределения площадей, занимаемых блоками, в зависимости от их линейных размеров:

$$W(L) = \frac{\mu^{\nu+2}}{\Gamma(\nu+2)} L^{\nu+1} e^{-\mu L}. \quad (15)$$

Интегрирование выражения (13) с такой плотностью распределения дает

$$j_{c \text{ dep}}(H, \tau) / j_{c \text{ dep}}(0, \tau) = 1 -$$

$$\frac{k^4 \frac{1}{h} \Gamma[k^2, \frac{k^2}{\sqrt{h}}] - \frac{2k^2}{\sqrt{h}} \Gamma[1+k^2, \frac{k^2}{\sqrt{h}}] + \Gamma[2+k^2, \frac{k^2}{\sqrt{h}}]}{\Gamma[2+k^2]}, \quad (16)$$

где $\Gamma[x]$ и $\Gamma[x, x']$ — полная и неполная гамма-функции Эйлера соответственно; $h = H \langle L \rangle^2 / (4A\tau)$.

Графики функции (16) в зависимости от h при разных k показаны на рис. 11. Как видно, они содержат «полку» при малых h , а затем после перегиба, резкость которого возрастает с ростом k , участок логарифмической зависимости. Далее зависимость от $\ln h$ становится более полой. Аппроксимация логарифмического участка зависимости выражением $j_{c \text{ dep}}(H, \tau) / j_{c \text{ dep}}(0, \tau) = \alpha \ln(h^* / h)$ позволяет найти оптимальные значения α и $h^* = H \langle L \rangle^2 / (4A\tau)$, которые зависят от параметра k функции распределения (14). При этом величина α принимает значения от 0,248 при $k \gg 1$ до 0,186 при $k \rightarrow 1$ при ее определении по

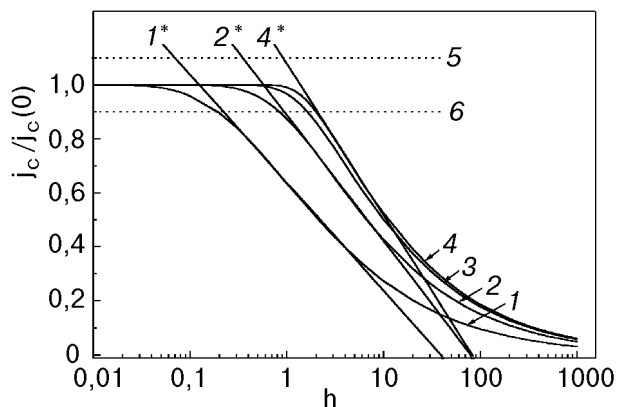


Рис. 11. Зависимости $j_{c \text{ dep}}(h) / j_{c \text{ dep}}(h = 0)$, построенные по формуле (16) для разных k : 1,01 (1); 2 (2); 4 (3); 8 (4). Линии 1^* , 2^* , 4^* — аппроксимирующие на участке спада зависимости $j_{c \text{ dep}}(h)$ типа $\alpha \ln(h^* / h)$, соответствующие значениям α и h^* , равным 0,185 и 33,5; 0,203 и 80,04; 0,244 и 83,11 соответственно. Значения α и h^* взяты из подгонки по методу наименьших квадратов к кривым 1, 2, 4. Линии 5 и 6 схематически отображают случаи $j_{c \text{ tr}}(0) > j_{c \text{ dep}}(H \rightarrow 0)$ и $j_{c \text{ tr}}(0) < j_{c \text{ dep}}(H \rightarrow 0)$.

производным в точке максимального наклона. Зависимости $\alpha(k)$ и $h^*(k)$, определенные как при сравнении производных, так и методом наименьших квадратов, показаны на рис. 12.

Следует заметить, что с помощью квадратных блоков с непрерывным случайным распределением по размерам L вся площадь пленки не может быть плотно заполнена. Простейший способ плотного заполнения реализуется в случае блоков прямоугольной формы с независимым случайным распределением размеров L_x и L_y , которое описывается произведением функций $P(L_x)$ и $P(L_y)$,

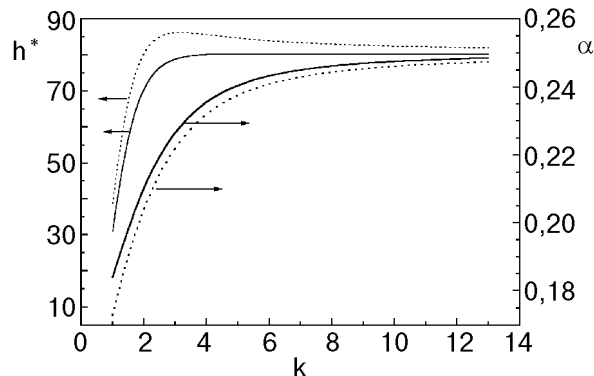


Рис. 12. Зависимости $\alpha(k)$ и $h^*(k)$, вытекающие из аппроксимации участка спада $j_{c \text{ dep}}(h)$ зависимостью типа $\alpha \ln(h^* / h)$. Сплошные кривые — подгонка по значениям производных в точках перегиба кривых, пунктирные — подгонка методом наименьших квадратов.

определяемых, например, соотношением (14). В этом случае доля запиннигованных вихрей равна

$$n_p/n = 1 - \frac{1}{\Gamma^2(v)} [\Gamma(v, 2\mu\delta) - 2\mu\delta\Gamma(v-1, 2\mu\delta)]^2. \quad (17)$$

Несмотря на различие аналитических выражений (16) и (17), соответствующие им полевые зависимости весьма близки (отличаются по наклону вблизи точки перегиба не более чем на 5%), что подтверждает отмечавшееся выше слабое влияние детальной формы функции распределения на зависимость $j_c(H_z, T)$.

Таким образом, результаты наших измерений и работ [14,15] могут быть описаны функцией распределения (14) с соответствующими значениями параметра k . Величины H^* также могут быть согласованы с распределением (14) подбором значений $\langle L \rangle$.

В случае же полученных нами для пленки P48 экспериментальных данных с резким изломом полевой зависимости $j_c(H_z, T)$ в точке $H = H_m$ необходимо еще предположить, что для всех температур, для которых проведены измерения (кроме, может быть, самой высокой $T = 86$ К, что соответствует $\tau = 0,055$), выполняется условие $j_{c\ tr}(\tau) \leq j_{c\ dep}(H \rightarrow 0, \tau)$. Без этого условия ни при какой функции распределения не удастся объяснить наблюдаемый резкий переход зависимостей $j_c(H_z, T)/j_c(0, T)$ от «полки» к логарифмическому участку. Заметим, что проведенные нами оценки $j_{c\ tr}(\tau)$ на основе формул в работе [11] и величины $j_{c\ dep}(0, \tau)$ показывают, что эти величины одного порядка и их отношение зависит от детальной структуры пиннигующего потенциала и межблочных ГР, а также от τ . В случае тонких пленок с наивысшими значениями $j_c(H=0, \tau)$, таких как образец P48, можно ожидать $j_{c\ tr}(\tau) \leq j_{c\ dep}(H \rightarrow 0, \tau)$ при $\tau > \tau_{cr}$, где τ_{cr} — пороговое значение для соотношения $j_{c\ tr}(\tau)/j_{c\ dep}(H \rightarrow 0, \tau) \leq 1$ либо > 1 .

Согласно проведенному анализу, при указанной смене знака этого неравенства должны одновременно наблюдаться как уменьшение резкости перехода $j_c(H)$ от «полки» к логарифмической зависимости, так и изменение показателя степени s в зависимости (1) для $j_c(H=0, \tau)$. Таким образом, для пленок с $j_{c\ tr}(0, \tau) \leq j_{c\ dep}(H \rightarrow 0, \tau)$ это может быть дополнительной причиной для появления кроссовера в $j_c(H=0, \tau)$, помимо обоснованной в [10,11].

Переход зависимости $j_c(H)$ от «полки» к логарифмическому участку для данных работы [13] также достаточно резкий, хотя и несколько более размытый, чем для пленки P48. Некоторое сгла-

живание излома может вызываться разбросом параметров различных межблочных границ в одном и том же образце. Видимо, сейчас нет достаточных данных для обоснованных утверждений о знаке неравенства $j_{c\ tr}(\tau)/j_{c\ dep}(H \rightarrow 0, \tau) > 1$ либо < 1 в этом случае, хотя, скорее всего, здесь тоже реализуется условие $j_{c\ tr}(\tau)/j_{c\ dep}(H \rightarrow 0, \tau) < 1$. Такое предположение более предпочтительно, поскольку столь резкий перегиб от «полки» к логарифмическому участку, как в [13], также трудно получить при разумных параметрах функции распределения $W(L)$, дающих одновременно наблюдаемую величину α при аппроксимации данных [13] уравнением (2). В то же время наш образец P532 и образцы, исследованные в [14,15], можно с полным основанием отнести к таким, у которых $j_{c\ tr}(\tau)/j_{c\ dep}(H \rightarrow 0, \tau) > 1$.

Отметим еще одну особенность аппроксимации экспериментальных результатов результатами вычисления (13) с функциями (12) и (14). Участки $j_c(H_z, T)/j_c(0, T)$, непосредственно следующие за логарифмическим, при попытке их описания по формуле (16) в эксперименте (и при соответствующей эксперименту [13] аппроксимации формулой (4)) идут ниже, чем в расчете при использовании для $\delta(H)$ уравнения (11). Но отличное согласование достигается при использовании в (12) и (13) для $\delta(H)$ уравнения

$$\delta(H) = \left(\frac{A\tau}{H(1 + \gamma H)} \right)^{1/2} \quad (18)$$

с $\gamma \ll 1$. При этом результат вычисления (13) с функцией распределения (14) сводится к (16) с заменой в нем h на $h(1 + \gamma h)$. Найденные при аппроксимации оптимальные значения γ не согласуются с ожидаемыми, если полагать, что энергия пиннинга на краевой дислокации зависит от поля пропорционально $(1 - H/H_{c2})$.

Ранее мы указывали, что использованная нами при рассмотрении $j_{c\ dep}(H, \tau)$ модель статистически независимого распределения узлов вихревой решетки и линий межблочных границ имеет ограничения при больших полях. Возможно, отмеченная особенность при аппроксимации экспериментальных данных формулами (16) либо (17) является следствием ограничения применимости предлагаемой нами модели вычисления $\tilde{P}(L, \delta)$ — формула (12) — со стороны высоких полей. Этот вопрос будет рассмотрен отдельно.

Заметим также, что предлагаемая модель дает температурную зависимость $H^* \sim \tau$. Такая зависимость хорошо выполняется для всех экспериментальных данных, с которыми проводилось

сравнение, в области $0,05 < \tau < 0,3-0,5$. При больших значениях τ для данных [13,14] наблюдаются отклонения от этой зависимости, причем, как уже отмечалось, разного характера.

Предсказанная зависимость $H^* \sim \tau$ найдена в области, в которой справедлива теория Гинзбурга—Ландау, т.е. при малых τ . Поэтому мы не комментируем отклонения от нее в области, где τ становятся столь большими.

4. Заключение

Таким образом, в данной работе установлено, что зависимость плотности критического тока в тонких эпитаксиальных пленках $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, содержащих малоугловые границы раздела блоков, от магнитного поля, приложенного перпендикулярно плоскости пленки, после участка с «плато», на котором j_c практически не зависит от H , содержит участок с логарифмической магнитопольевой зависимостью вида $j_c(H_z, T)/j_c(0, T) = \alpha \ln(H^*/H)$. Далее зависимость j_c от логарифма поля становится более пологой и удовлетворительно аппроксимируется зависимостью $j_c(H_z, T) \sim H_z^{-1/2}$. Подобное поведение характерно для $j_c(H_z, T)$, полученных различными авторами.

В данной работе для образца с максимальным критическим током ($j_c(H_z=0, T=77 \text{ К}) > 10^6 \text{ А/см}^2$) экспериментально наблюдался аномально резкий переход (излом!) в $j_c(H_z, T)$ от «полки» при малых полях к логарифмическому участку. Кроме того, впервые обращается внимание на саму возможность логарифмической аппроксимации (2) и на то, что величины α при применении такой аппроксимации к данным разных авторов оказываются практически одинаковыми и почти не зависят от температуры (в пределах точности измерений).

Наблюдаемая зависимость $j_c(H_z, T)$ объяснена на основе модели с пиннингом ансамбля вихрей Абрикосова на краевых дислокациях в межблочных границах, представляющих собой «дислокационные стенки». Решетка вихрей оказывается рассогласованной с пространственным распределением границ блоков, включающих цепочки близко расположенных дислокаций. При этом до определенной величины поля это рассогласование мало и все вихри остаются запиннингованными. После увеличения приложенного поля выше определенного предела рассогласование нарастает и для части вихрей энергетически более выгодным оказывается быть размещенными не на центрах пиннинга — дислокациях в межблоковых границах, а внутри блоков. В результате меньший ток

становится достаточным, чтобы создать силу Лоренца, действующую на ансамбль вихрей, представляющий искаженную вихревую решетку, и достаточную для срыва вихрей с центров пиннинга, т.е. для возникновения режима «flux flow».

В предположении о статистически независимом распределении межблочных границ и узлов вихревой решетки получено общее выражение для $j_{c \text{ dep}}(H_z, T)/j_{c \text{ dep}}(0, T)$. Показано, что при любой функции распределения числа блоков, в зависимости от их характерного линейного размера L , результирующая магнитопольевая зависимость плотности критического тока на довольно широком участке $0,3 < j_c(H_z, T)/j_{c \text{ dep}}(0, T) < 0,9$ может быть аппроксимирована логарифмической. Показано, что величина параметра α при этой аппроксимации мало чувствительна к функции распределения блоков по размерам, а также к другим параметрам, учитывающим свойства образца. Параметр α в небольших пределах зависит от отношения среднего размера блока $\langle L \rangle$ к ширине функции распределения σ в области малых $k = \langle L \rangle / \sigma \lesssim 1$.

В то же время величина характерного поля перехода от «полки» к логарифмической зависимости $H_m = H^* e^{-1/\alpha}$ зависит от самой величины среднего размера блока $\langle L \rangle$ при любых k и дополнительно зависит от k при $k \sim 1$. Резкость перехода от «полки» к логарифмическому участку растет с ростом k в области его малых значений и перестает зависеть от k при $k \gg 1$.

Как уже указывалось, экспериментально установлено, что для пленок с высоким значением $j_c(H_z \rightarrow 0, T=77 \text{ К}) > 10^6 \text{ А/см}^2$ наблюдается весьма резкий излом на $j_c(H_z)$ на участке перехода от «полки» к логарифмической зависимости. Такая резкость перехода не может быть согласована с моделью, в которой плотность критического тока в отсутствие поля ограничена величиной $j_{c \text{ dep}}(0, T)$, т.е. депиннингом одиночных вихрей под действием силы Лоренца.

Показано, что в этом случае наблюдаемые зависимости $j_c(H_z, T)/j_c(0, T)$ могут быть объяснены в предположении, что в отсутствие поля плотность критического тока ограничивается прозрачностью для СП тока малоугловой межблочной границы $j_{c \text{ tr}}(T)$. Величина $j_{c \text{ tr}}(T)$ практически не зависит от приложенного поля, т.е. в этом случае реализуется ситуация $j_{c \text{ tr}}(T) < j_{c \text{ dep}}(0, T)$, и резкий излом в $j_c(H_z, T)/j_c(0, T)$ имеет место в поле H_m , в котором $j_{c \text{ dep}}(H_m, T) = j_{c \text{ tr}}(T)$. Проведена оценка, согласно которой величина $j_{c \text{ dep}}(0, T)$ даже в этих случаях не должна многократно превышать $j_{c \text{ tr}}(T)$. Поэтому магнитопольевая зависи-

мость $j_{c \text{ dep}}(H, T)$, определяющая $j_c(H_z, T)$ в полях $H > H_m$, сразу после H_m соответствует логарифмическому участку.

Для одного из образцов (P48) экспериментально получена температурная зависимость $j_{c \text{ tr}}(T) \sim \tau^{5/4}$, предсказанная ранее теоретически [11] для одного из вариантов соотношения параметров, определяющих $j_{c \text{ tr}}(T)$. В отличие от зависимостей типа $\tau^{3/2}$ и τ^2 [11] либо τ [13], о такой зависимости ранее не сообщалось.

1. P. Chaudhari, R. H. Koch, R. B. Laibowitz, T. R. McGuire, and R. J. Gambino, *Phys. Rev. Lett.* **58**, 2684 (1987).
2. G. W. Crabtree, J. Z. Liu, A. Umezawa, W. K. Kwok, C. H. Sowers, S. K. Malik, B. W. Veal, D. J. Lam, M. B. Brodsky, and J. W. Downey, *Phys. Rev.* **B36**, 4021 (1987).
3. V. M. Pan, S. V. Gaponov, G. G. Kaminsky, D. V. Kuzin, V. I. Matsui, V. G. Prokhorov, M. D. Strikovsky, and C. G. Tretiachenko, *Cryogenics* **29**, 392 (1989).
4. L. Civale, A. D. Marwick, M. W. McElfresh, T. K. Worthington, A. P. Malozemoff, F. H. Holtzberg, J. R. Thompson, and M. A. Kirk, *Phys. Rev. Lett.* **65**, 1164 (1990).
5. V. M. Pan, A. L. Kasatkin, V. L. Svetchnikov, and H. W. Zandbergen, *Cryogenics* **33**, 21 (1993).
6. V. F. Solovjov, V. M. Pan, and H. C. Freyhardt, *Phys. Rev.* **B50**, 13724 (1994).
7. D. H. Lowndes, D. K. Christen, C. E. Klabunde, Z. L. Wang, D. M. Kroeger, J. D. Budai, Shen Zhu, and D. P. Norton, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 2355 (1995).
8. V. M. Pan, *Physics and Material Science of Vortex States, Flux Pinning and Dynamics*, NATO ASI Series, R. Kossowsky et al. (eds.), Dordrecht, Netherlands, Kluwer Academic Publ., **26**, 1 (1999).
9. В. М. Пан, *Успехи физ. мет.* **1**, 49 (2000).
10. A. Gurevich and E. A. Pashitskii, *Phys. Rev.* **B57**, 13878 (1998).
11. Э. А. Пашицкий, В. И. Вакарюк, С. М. Рябченко, Ю. В. Федотов, *ФHT* **27**, 131 (2001).
12. B. Roas, L. Schultz, and G. Saemann-Ischenko, *Phys. Rev. Lett.* **64**, 479 (1990).
13. B. Dam, J. M. Huljbrechtse, F. C. Klaassen, R. C. F. van der Geest, G. Doornbos, J. H. Rector, A. M. Testa, S. Freisem, J. C. Martinez, B. Stauble-Pumpin, and R. Griessen, *Nature* **399**, 439 (1999).
14. E. Mezzetti, R. Gerbaldo, G. Ghigo, L. Gozzelino, B. Minetti, C. Camerlingo, A. Monaco, G. Cuttone, and A. Roveelli, *Phys. Rev.* **B60**, 7623 (1999).
15. G. Ghigo, D. Botta, A. Chiodoni, R. Generbaldo, L. Gozzelino, B. Minetti, C. Camerlingo, and C. Gianini, *Proc. 10th International Workshop on Critical Currents – IWCC 2001, June 4–7, 2001*, C. Jooss (ed.), Goettingen, Germany (2001), p. 100.
16. V. A. Komashko, A. G. Popov, V. L. Svetchnikov, A. V. Pronin, V. S. Melnikov, A. Yu. Galkin, V. M. Pan, C. L. Snead, and M. Suenaga, *Supercond. Sci. Technol.* **13**, 209 (2000).
17. I. Peshko, V. Flis, and V. Matsui, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **34**, 732 (2001).
18. V. M. Pan, V. S. Flis, O. P. Karasevska, V. I. Matsui, I. I. Peshko, V. L. Svetchnikov, M. Lorenz, A. N. Ivanyuta, G. A. Melkov, E. A. Pashitskii, and H. W. Zandbergen, *J. Supercond. Novel Incorporating Magnetism* **14**, 105 (2001).
19. V. Svetchnikov, V. Pan, Ch. Traeholt, and H. Zandbergen, *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **7**, 1396 (1997).
20. R. Clem and A. Sanchez, *Phys. Rev.* **B50**, 9355 (1994).
21. M. Wurlitzer, M. Lorenz, K. Zimmer, and P. Esquinazi, *Phys. Rev.* **B55**, 11816 (1995).
22. Charles P. Bean, *Rev. Mod. Phys.* **36**, 31 (1964).
23. Э. А. Пашицкий, В. Вакарюк, *ФHT* **28**, 16 (2002).
24. D. R. Nelson and V. M. Vinokur, *Phys. Rev.* **B48**, 13060 (1993).
25. G. Blatter, M. V. Feigelman, V. G. Geshkenbein, A. I. Larkin, and V. M. Vinokur, *Rev. Mod. Phys.* **66**, 1125 (1994).

Magnetic field and temperature dependences
of critical current in thin epitaxial films
of high-temperature superconductor
 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$

Yu. V. Fedotov, S. M. Ryabchenko,
E. A. Pashitskii, A. V. Semenov, V. I. Vakaryuk,
V. M. Pan, and V. S. Flis

The magnetic field and temperature dependences of critical current density j_c at \mathbf{H} normal to film plane z are investigated for high-quality epitaxial biaxially oriented $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ films with the maximum value of j_c exceeding $2 \cdot 10^6$ A/cm² at zero field and $T = 77$ K. It is found that the value of $j_c(H_z, T)$ is independent of H_z for $H_z < H_m$, but for $H_z > H_m$ it is well approximated by the dependence $j_c(H_z, T)/j_c(0, T) = \alpha \ln(H^*/H_z)$ in a rather wide region $0.95 > j_c(H_z, T)/j_c(0, T) > 0.3$. The quantity $H^* = H_m e^{1/\alpha}$ is proportional to the reduced temperature $\tau = 1 - T/T_c$, at least for the temperature range measured, while parameter α is almost temperature-independent. For a specimen with a maximum critical current density in $H_z \rightarrow 0$ an abnormal sudden change from the low-field plateau to a logarithmic dependence is observed. Some literature data on $j_c(H_z, T)$

dependences for thin epitaxial HTSC films are analyzed. The above approximation is shown to be applicable to other authors' results. Though the values of $j_c(H=0, \tau)$, as well as the values of H^* , are essentially different for the films studied by different authors, the values of α for all data approximated by the logarithmic dependence are very close each other and to those found in our investigation. A model elucidating the nature of the $j_c(H_z, T)$ dependence observed is proposed and its main properties are discussed. The dependence approximated well by the logarithmic law is shown to reflect the

mechanism of critical current limitation due to the depinning of an ensemble of Abrikosov vortices pinned by the multitude of edge dislocations in the low-angle domain boundaries inherent for thin epitaxial HTSC films. The steep plateau—logarithmic region transition is realized in the case when at $H \approx H_m$ the mechanism of critical current limitation is changed, i.e. for $H < H_m$ the transparency of domain boundaries for superconducting current limits j_c value more severe than the vortex depinning in low fields.