

## Сверхток плотностью выше $10^6$ А/см<sup>2</sup> при 77 К в монокристаллическом пленочном проводнике из ВТСП купрата $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ – мечта или реальность?

В.М. Пан

*Институт металлофизики НАН Украины, бульв. Вернадского, 36, г. Киев, 03142, Украина*  
E-mail: pan@imp.kiev.ua

Статья поступила в редакцию 10 апреля 2006 г., после переработки 3 мая 2006 г.

Явления при протекании сверхтока в эпитаксиальных *c*-ориентированных тонких пленках ВТСП купрата  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  (YBCO) с высокой плотностью критического тока  $J_c(77 \text{ К}) \geq 2 \cdot 10^6$  А/см<sup>2</sup> исследованы с помощью четырехзондовых транспортных измерений, низкочастотной магнитной восприимчивости и СКВИД-магнитометрии. Пленки для исследований получены осаждением на монокристаллические подложки из сапфира (*r*-срез) с буферным слоем  $\text{CeO}_2$  или из  $\text{LaAlO}_3$  (100) с помощью неосевого *dc*-магнетронного распыления или импульсной лазерной абляции. Модель механизмов пиннинга вихрей Абрикосова и ограничения сверхтока разработана и обсуждена путем сравнения ее предсказаний с результатами измерений критического тока и его зависимостей от приложенного магнитного поля различной напряженности и ориентации, а также данными о наноструктуре, полученными с помощью высокоразрешающей просвечивающей электронной микроскопии и электронной дифракции при обратном рассеянии. Показано, что малоугловые субграницы слегка азимутально разориентированных доменов, образовавшиеся в процессе эпитаксиального роста пленки, играют ключевую роль в явлениях, которые обнаружены при транспорте сверхтока. Малоугловые субграницы наклона представляют собой эквидистантные упорядоченные ряды краевых дислокаций с несверхпроводящими ядрами диаметром около 3–4 нм. Линии дислокаций в субграницах параллельны друг другу и перпендикулярны плоскости пленки. Средняя плотность дислокаций по площади пленки зависит от реальной статистики случайной системы субграниц доменов и может достигать  $10^{11}$  см<sup>-2</sup>. Поскольку диаметр «нормального» ядра дислокации близок к диаметру кора вихря Абрикосова, элементарная сила пиннинга вихря на ядре дислокации оказывается близка к максимально возможной. Характерные черты пиннинга на дислокационных субграницах: 1) достижение высоких  $J_c(77 \text{ К}) \geq 2 \cdot 10^6$  А/см<sup>2</sup> и  $J_c(20 \text{ К}) > 10^7$  А/см<sup>2</sup> в эпитаксиальных пленках и проводниках; 2) существование «плато» в зависимости  $J_c(H)$ , т.е.  $J_c(H) = \text{const}$  при  $H < H_m$ ; 3) логарифмическое падение  $J_c(H)$  при  $H > H_m$ , т.е. при переходе от режима одночастичного пиннинга к коллективному пиннингу вихревой решетки на статистическом ансамбле случайно распределенных дислокационных субграниц; 4) существование порогового поля  $H_p$ , определяющего предел, до которого в тонкой ( $d \leq \lambda$ ) пленке вихри остаются прямолинейными и перпендикулярными пленке даже в наклоненном под большим углом приложенном поле; 5) эволюция угловых зависимостей  $J_c(\theta)$  с изменением напряженности поля полностью согласуется с моделью доминирующего пиннинга на «прошивающих» краевых дислокациях. Новый «пик-эффект» – повышение  $J_c(\mathbf{H} \parallel ab)$  с ростом продольного поля – впервые наблюдался при  $H > H_m$ , т.е. после окончания «плато»  $J_c(\mathbf{H} \parallel ab) = \text{const}$ .

Явища при протіканні надструму в епітаксійних *c*-орієнтованих тонких плівках ВТНП купрату  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  (YBCO) з високою густиною критичного струму  $J_c(77 \text{ К}) \geq 2 \cdot 10^6$  А/см<sup>2</sup> досліджено за допомогою чотирьохзондових транспортних вимірювань, низькочастотної магнітної сприйнятливості й СКВИД-магнітометрії. Плівки для досліджень отримані осадженням на монокристалічні підкладинки з сапфіру (*r*-зріз) з буферним шаром  $\text{CeO}_2$  або з  $\text{LaAlO}_3$  (100) за допомогою неспіввісного *dc*-магнетронного розпошення або імпульсної лазерної абляції. Модель механізмів пінінгу вихорів Абрикосова й обмеження надструму розроблена й об-

говорена шляхом порівняння її передбачень з результатами вимірювань критичного струму та його залежностей від прикладеного магнітного поля різної напруженості й орієнтації, а також з даними про наноструктуру, які отримані за допомогою просвічуючої електронної мікроскопії з високою роздільною здатністю та електронної дифракції при зворотньому розсіянні. Показано, що низькокутові субграниці злегка азимутально розорієнтованих доменів, які утворюються у процесі епітаксійного зростання півки, відіграють ключову роль у явищах, спостережених при транспорті надструму. Низькокутові субграниці нахилу є еквідистантними впорядкованими рядами межових дислокацій з ненадпровідними ядрами діаметром близько 3–4 нм. Лінії дислокацій у субграницях є паралельними одна одній і перпендикулярними площині півки. Середня густина дислокацій по площині півки залежить від реальної статистики випадкової системи субграниць доменів і може досягати  $10^{11} \text{ см}^{-2}$ . Оскільки діаметр «нормального» ядра дислокації є близьким до діаметру кора вихоря Абрикосова, елементарна сила пінінгу вихоря на ядрі дислокації є наближеною до максимально можливої. Характерні риси пінінгу на дислокаційних субграницях: 1) досягнення високих  $J_c(77 \text{ K}) \geq 2 \cdot 10^6 \text{ А/см}^2$  та  $J_c(20 \text{ K}) > 10^7 \text{ А/см}^2$  у епітаксійних півках та провідниках; 2) існування «плато» у залежності  $J_c(H)$ , тобто  $J_c(H) = \text{const}$  при  $H < H_m$ ; 3) логарифмічне зменшення  $J_c(H)$  при  $H > H_m$ , тобто при переході від режиму одночастинкового пінінгу до колективного пінінгу вихоревої ґратки на статистичному ансамблі випадково розподілених дислокаційних субграниць; 4) існування порогового поля  $H_p$ , що визначає межу, до якої у тонкій ( $d \leq \lambda$ ) півці вихорі залишаються прямолінійними та перпендикулярними півці навіть у нахиленому під великим кутом прикладеному полі; 5) еволюція кутових залежностей  $J_c(\theta)$  із зміною напруженості поля повністю узгоджується з моделлю домінуючого пінінгу на межових дислокаціях. Новий «пік-ефект» — підвищення  $J_c(\mathbf{H} \parallel ab)$  із зростанням повздожнього поля — вперше спостерігався при  $H > H_m$ , тобто після закінчення «плато»  $J_c(\mathbf{H} \parallel ab) = \text{const}$ .

PACS: 74.25.Sv, 74.72.Bk, 74.78.Bz

**Ключевые слова:** высокотемпературные сверхпроводящие купраты, эпитаксиальные тонкие пленки  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ , критические токи, пиннинг вихрей Абрикосова, краевые дислокации роста, малоугловые субграницы доменов.

## 1. Введение

Высокотемпературная сверхпроводимость (ВТСП) в металлоксидных купратах была открыта в 1986 году. Но только сейчас после 20-летних поисков и исследований появилась реальная перспектива их широкого применения в практических сильноточковых беспотерных устройствах при охлаждении до температуры кипения жидкого азота (77 К). Самым серьезным препятствием на пути к созданию практических ВТСП проводников с высокой токонесущей способностью оказались не технологические сложности, а недостаток понимания особенностей физической природы этих своеобразных материалов, которые исследователи представляли вначале как «сверхпроводящую керамику». На самом деле ВТСП купраты являются квазидвумерными анизотропными слоистыми металлами со сравнительно невысокой концентрацией носителей (около  $4 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$ ), в которых металлические и сверхпроводящие свойства обеспечивают купратные атомные плоскости  $\text{CuO}_2$ , перпендикулярные  $c$ -оси кристалла и отделенные друг от друга диэлектрическими слоями типа  $\text{BaO}$ . По этой причине транспорт как бездиссипативного сверхтока, так и «нормального»

тока перпендикулярно купратным плоскостям (т.е. вдоль оси  $c$ ) затруднен.

В каком-то смысле подобная картина недопонимания физической картины явлений имела место и в случае с низкотемпературными сверхпроводниками в начале 60-х гг. прошлого века, когда академик Б.Г. Лазарев со своими сотрудниками начал активные исследования и разработки в области создания сверхпроводящих проводов с высокими критическими токами для использования в магнитных системах с сильными магнитными полями. В то время квантование магнитного потока и образование вихрей в сверхпроводниках II рода в фазе Шубникова уже было известно, но ясной картины роли этого явления в ограничении величины критического тока еще не было достигнуто. Однако Б.Г. Лазарев со свойственной ему удивительной научной интуицией искал способы создания «наноструктуры» (как теперь сказали бы) в сплавах  $\text{Nb-Zr-Ti}$  и в покрытиях из  $\text{Nb}_3\text{Sn}$  [1,2]. Ему удалось достигнуть рекордных критических токов при низких температурах и создать непревзойденные сверхпроводящие магниты с самыми высокими полями.

Следует отметить, что одной из важнейших особенностей ВТСП купратов является предельно малая длина когерентности  $\xi_{ab}$ , которая оказалась почти соизмеримой с межатомными расстояниями (около 1,5 нм). Поэтому любые внутренние планарные кристаллические дефекты, которые имеют характерную толщину  $d \geq \xi_{ab}$  (а это прежде всего межкристаллитные границы в поликристаллических купратах), становятся «слабыми связями», т.е. джозефсоновскими барьерами, где фаза волновой функции конденсата куперовских пар испытывает скачок, и транспорт сверхтока, который переносится конденсатом куперовских пар, начинает зависеть от прозрачности этих барьеров, взаимной разориентации соседних кристаллов-зерен, а также проникновения и движения джозефсоновских вихрей. Оказалось также, что параметр порядка и сверхпроводящая энергетическая щель в ВТСП купратах сильно анизотропны в  $ab$ -плоскости, имеют не  $s$ -, а  $d$ -волновую симметрию в пространстве импульсов и, как в настоящее время принято считать, образуют четырехлепестковую фигуру, которая описывается функцией  $x^2 - y^2$  [3]. Это означает, что в некоторых (нодальных) направлениях в  $ab$ -плоскости щель оказывается равной нулю даже при стремящейся к абсолютному нулю температуре. Отсюда дополнительные ограничения на величину сверхтока через границы соседних кристаллов в зависимости от их взаимной ориентации. Измерения, проведенные на бикристаллах  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  (YBCO) с единственной границей [4], показали, что именно транспорт через высокоугловую границу является причиной значительного подавления величин  $J_c$  и  $J_c(H)$ , особенно в приложенном магнитном поле, даже достаточно слабом. Таким образом, наивысшие  $J_c(77 \text{ К})$  могут быть реализованы только в монокристаллических пленках, в которых купратные атомные плоскости параллельны границе раздела (интерфейсу), подложке и направлению транспорта сверхтока. Действительно, эпитаксиально выращенные на монокристаллической подложке пленки YBCO (и подобные пленки типа REBCO, где RE = Dy, Sm, Nd и некоторые другие редкоземельные металлы) при температуре кипения жидкого азота демонстрируют плотность критического тока  $J_c(77 \text{ К}) \geq (2-3) \cdot 10^6$  А/см<sup>2</sup>! Однако в то же время известно, что в так называемых «объемных» или «массивных» монокристаллах купратов, выращенных из расплава традиционным методом (они обычно очень маленькие (2–4 мм<sup>2</sup> по площади) и очень хрупкие),  $J_c(77 \text{ К})$  не превышает  $5 \cdot 10^4$  А/см<sup>2</sup> [5,6], т.е. оказывается ниже почти на 2 порядка величины. Эта разница достаточно хорошо известна, но малопонятна. Исходя из общих соображений можно предположить,

что монокристаллические пленки от традиционно выращенных монокристаллов кардинально отличаются наноструктурой, которая не создает препятствий для транспорта сильносвязанного сверхтока вдоль купратных плоскостей  $\text{CuO}_2$ , но в то же время обеспечивает сильный пиннинг вихрей Абрикосова. Однако, что это за наноструктура, как она образуется и каков механизм ее влияния, было неизвестно. Впервые обоснованная гипотеза о формировании в процессе зарождения и роста пленки YBCO стенок дислокаций в малоугловых субграницах и их доминирующей роли в транспорте сверхтока была сформулирована автором этой статьи на 5-й Ежегодной «Конференции по сверхпроводимости и ее применениям» (Институт сверхпроводимости Университета штата Нью-Йорк, Буффало, Нью-Йорк, 24–26 сентября 1991 г. [7]) под влиянием трех обстоятельств:

1) к этому времени появились работы [8,9], где авторы с помощью электронной микроскопии высокого разрешения показали, что по крайней мере на начальных стадиях зарождения и роста пленок YBCO плотность краевых дислокаций может достигать  $10^{11}$  линий/см<sup>2</sup>;

2) в это же время были выполнены исследования по стимулированию повышения  $J_c$  монокристаллов YBCO путем их облучения тяжелыми ионами с высокой энергией [10], которое приводит к образованию колоннообразных (т.е. линейных) дефектов, прошивающих кристалл, и к росту  $J_c(77 \text{ К})$  более чем на порядок;

3) в это же время была опубликована работа Карла Меркла и его сотрудников из Аргоннской Национальной Лаборатории [11], в которой методом электронной микроскопии с атомным разрешением была изучена дислокационная малоугловая граница наклона в пленке YBCO и ядро краевой дислокации роста, радиус которого оказался равным приблизительно 3–4 межатомным расстояниям, т.е. очень близким по величине к  $\xi_{ab}$ . Значительные смещения атомов в ядре дислокации из их равновесных позиций, найденные в [11], свидетельствуют о подавлении сверхпроводящего состояния внутри ядра, т.е. в объеме диаметром около 3–4 нм. Как следует из представлений о механизме корпиннинга, такая близость этих величин способствует достижению максимально сильного закрепления вихря. Кроме того, данные электронной микроскопии о колоннообразных дефектах показывают, что их эффективный диаметр также имеет близкую величину, т.е. около 5 нм.

Таким образом, концептуально пленочный ВТСП купратный проводник с высокой токонесящей способностью должен быть, с одной стороны, монокристаллом очень большой длины (например, километр или

больше), причем достаточно гибким и прочным, чтобы из него можно было изготовить, например, магнитную систему с большим числом витков, а с другой — он должен иметь внутри купратного покрытия особую наноструктуру дефектов, чтобы запинниговать ансамбль вихрей Абрикосова, не подавляя прозрачность для протекания сверхтока. Отсюда следует вывод, что для создания практически полезных ВТСП купратных проводников с высокой токонесущей способностью при 77 К необходимо решить очень сложные физико-технологические задачи:

1) необходимо найти метод «выращивания» длинномерного пленочного монокристалла из ВТСП купратов, который был бы порядка километра (или больше) длиной, а также обладал одновременно прочностью и гибкостью;

2) нужно решить проблему формирования в этой монокристаллической пленке оптимальной наноструктуры, которая бы обеспечила наиболее эффективный пиннинг вихрей Абрикосова, при этом не препятствуя свободному транспорту сверхтока вдоль купратных плоскостей ни путем образования внутренних слабосвязанных джозефсоновских барьеров (так называемой «гранулярности»), ни путем подавления прозрачности границ для транспорта сверхтока.

Современные технологии осаждения пленок ВТСП купратов позволяют избежать «гранулярности», т.е. образования разориентированных кристаллов-зерен. Основной физический путь для реализации таких технологий можно определить как применение методов «искусственной эпитаксии» [12] при осаждении на длинную прочную и гибкую (металлическую) ленту. Под «искусственной эпитаксией» подразумевается комплекс физико-технологических приемов, которые вынуждают купратные пленки зарождаться и расти эпитаксиально на ленте-подложке, покрытой перед этим буферными слоями биаксиально-текстурированных тугоплавких кубических оксидов (например,  $\text{CeO}_2$ ,  $\text{MgO}$ ,  $\text{YSZ}$  и других). Осаждение купратной пленки на такие буферные слои при соответствующих условиях обеспечивает образование сильно биаксиально-текстурированной в  $ab$ -плоскости структуры пленки  $\text{YBCO}$  толщиной около 1,5 мкм, способной нести бездиссипативный сверхток до 400 А на 1 см ширины [13].

Решение второй задачи требует создания специальной наноструктуры дефектов в пленке купрата, обеспечивающих максимально сильный пиннинг вихрей Абрикосова и не препятствующих течению сверхтока. Поэтому главная цель данной работы — выяснение того, какие внутренние физические причины, а также наноструктурные особенности моно-

кристаллических купратных  $\text{YBCO}$ -пленок обуславливают высокие значения плотности критического тока и механизмы его ограничения. Понимание этих механизмов дает новый импульс для дальнейшего повышения токонесущей способности практических купратных REBCO «покрытых проводников». Можно думать, что такой результат будет хорошим продолжением деятельности Б.Г. Лазарева по созданию сверхпроводящих материалов с рекордной токонесущей способностью в сильных магнитных полях.

## 2. Пиннинг вихрей Абрикосова в эпитаксиальных пленках ВТСП купратов

Как уже упоминалось [14–16], наиболее высокая плотность критического тока  $J_c$  при 77 К для ВТСП купратов достигнута в монокристаллических эпитаксиальных тонких пленках. В пленках  $\text{YBCO}$  толщиной 80 нм  $J_c(77\text{ К})$  достигает  $7 \cdot 10^6$  А/см<sup>2</sup> [17].

Для того чтобы понять физические причины рекордного поведения  $J_c$  пленок  $\text{YBCO}$ , в том числе в приложенных внешних магнитных полях разной ориентации, были предложены несколько моделей, которые отличаются прежде всего механизмами пиннинга вихрей Абрикосова, так как предполагается, что именно природа пиннинга ответственна за величину  $J_c(H)$  и  $J_c(H, \theta)$  пленок, т.е. за характер магнитопольевых и ориентационных зависимостей  $J_c(H, \theta)$ . В качестве наиболее эффективных пиннинг-центров в купратных  $\text{YBCO}$ -пленках рассматриваются: 1) линейные, одномерные протяженные кристаллические дефекты — дислокационные линии, точнее, ядра дислокаций, которые являются нормальными (т.е. несверхпроводящими) образованиями с характерным радиусом поперечного сечения, приблизительно равным длине когерентности  $\xi_{ab}$  [6,7,18,19]; 2) планарные двумерные протяженные дефекты (двойниковые или/и антифазные границы) [20,21]; 3) точечноподобные дефекты (кислородные вакансии и включения нормальных фаз, например,  $\text{Y}_2\text{O}_3$ ) [22–25]; 4) поверхность пленки и ее нерегулярности [26].

Из данных по электронной микроскопии с высоким (атомным) разрешением известно, что структурно-совершенные пленки ВТСП купратов, таких как  $\text{YBCO}$ , эпитаксиально осажденные на близкую по структуре (но химически невзаимодействующую) монокристаллическую диэлектрическую подложку со сравнительно небольшим несоответствием параметров ее кристаллической решетки по отношению к растущей пленке, характеризуются очень высокой плотностью краевых дислокаций (до  $10^{11}$  линий/см<sup>2</sup>) [8,9,18], возникновение которых индуцировано специальным механизмом роста при высокой температуре (около 740–750 °С), который предлагается

называть «механизмом поворотной релаксации» [6,27–30]. Такие дислокации в достаточно тонких пленках ( $d \leq 300\text{--}400$  нм) «прошивают» пленку во всю ее толщину параллельно  $c$ -оси (т.е. перпендикулярно поверхности и купратным плоскостям). В работе [19] предложен термин «прошивающие» («threading») дислокации. Высокая плотность дислокаций в структурно-совершенных монокристаллических эпитаксиальных пленках купратов в отличие от «массивных» монокристаллов, где дислокаций мало (в монокристаллах купратов плотность дислокаций составляет около  $10^8$  см<sup>-2</sup>, что на 2–3 порядка ниже, чем в пленках), является наиболее важным различием наноструктуры кристаллических дефектов пленок и монокристаллов, которое и делает их электродинамический отклик существенно отличающимся.

Чувствительным инструментом для того, чтобы различить разные механизмы пиннинга и эффективно действующие пиннинг-центры, служат угловые зависимости  $J_c$ , измеренные в разных полях. Известно, что пиннинг на коррелированных одномерных (линейных) [31] или двумерных (планарных) [32] дефектах в объемных монокристаллах сверхпроводников приводит к соответствующему виду зависимостей  $J_c(H, \theta)$ . Действительно, из общих соображений следует, что если линейные и(или) планарные пиннинг-центры параллельны друг другу в сверхпроводнике, то соответствующие максимумы в зависимостях  $J_c(H, \theta)$  появляются тогда, когда направление приложенного магнитного поля совпадает с направлением коррелированных протяженных дефектов [31,32]. Сивале и др. [33] отмечают, что источник особенностей в характере зависимостей  $J_c(H, \theta)$  — анизотропия эффективных масс носителей тока. Однако такой подход применим [33,34], если пиннинг обеспечивается некоррелированным беспорядком (т.е. случайным точечноподобным). Тогда зависимость  $J_c(H, \theta)$  определяется скейлинговым параметром  $H(\cos^2 \theta + \varepsilon^2 \sin^2 \theta)^{1/2}$  [32,33], где  $\varepsilon = \sqrt{m_{ab}/m_c}$  — величина анизотропии,  $\varepsilon = 1/5\text{--}1/7$  для YBCO [34]. В случае монотонного снижения  $J_c(\mathbf{H} \parallel \mathbf{c}, \theta = 0)$  этот скейлинг должен приводить к зависимости  $J_c(H = \text{const}, \theta)$  с минимумом при  $\theta = 0$  и максимумом при  $\theta = \pi/2$ . Действительно, в [22] и некоторых других работах (в том числе и в нашей [35]) найдено, что максимум в зависимости  $J_c(\theta)$  для YBCO-пленок при  $\mathbf{H} \parallel \mathbf{c}$  не наблюдается, по крайней мере в малых полях. Для многих исследователей это наблюдение послужило свидетельством отсутствия или по крайней мере неэффективности в эпитаксиальных YBCO-пленках линейных пиннинг-центров, перпендикулярных купратным плоскостям. В противоположность, во многих рабо-

тах, начиная с Роаса, Шульца и Заеманн-Ищенко [20] и затем Лос-Аламосской группы [36], наблюдали пик  $J_c(\theta)$  при ориентации  $\mathbf{H} \parallel \mathbf{c}$  [37–47], причем был обнаружен не только максимум, но и тенденция его сдвига от положения при  $\mathbf{H} \parallel \mathbf{c}$  в «вицинальных» пленках, т.е. пленках, в которых купратные плоскости наклонены по отношению к поверхности и интерфейсу [45]. Величина сдвига оказалась зависящей от соотношения факторов анизотропии и «геометрии» (т.е. размерного фактора). Это соотношение отражает несовпадение направлений вихрей Абрикосова в пленке (т.е. индукции  $B$ ) и внешнего приложенного магнитного поля  $H$ :  $(\theta - \theta_B) \approx (d/w - \varepsilon^2)/H$  [45], где  $d$  и  $w$  — толщина и ширина пленки («геометрия»), а  $\theta_B$  — угол между вектором индукции в пленке и направлением оси  $c$ .

Существующие противоречия в понимании и обосновании полученных экспериментальных результатов оказываются серьезным препятствием в развитии оптимальных подходов и технологических путей для дальнейших разработок в области «покрытых проводников» с целью повышения их токонесущей способности [13]. В работе известной группы Ван дер Бик, Кончиковски, Инденбом и др. [22] авторы, не обнаружив  $J_c(\theta)$ -максимума при ориентации  $\mathbf{H} \parallel \mathbf{c}$ , сделали вывод о том, что преимущественный пиннинг имеет место на случайно распределенных наночастицах нормальной фазы Y<sub>2</sub>O<sub>3</sub>. В результате многие исследователи (например, [23–25]) ищут способы введения нормальных частиц в пленки YBCO для повышения  $J_c$  и  $J_c(H)$ . С нашей точки зрения, этот путь может приводить к повышению  $J_c$  и  $J_c(H)$  благодаря образованию дополнительных прошивающих дислокаций, прорастающих начиная с поверхности когерентных с матрицей пленки наночастиц. Фактически это проявление того же механизма, который «срабатывает» при гетероэпитаксиальном росте.

В настоящей работе убедительно показано, почему  $J_c(\theta)$ -максимум при  $\mathbf{H} \parallel \mathbf{c}$  может не появляться, хотя линейные дефекты доминируют, обеспечивая сильный пиннинг.

Угловую зависимость критического тока в магнитном поле, имеющую два максимума  $J_c(H, \theta)$  при  $\theta = 0^\circ$  и  $\theta = 90^\circ$ , для пленок YBCO впервые наблюдали в [20], и тогда ее объясняли присутствием в пленке двойников — максимум при  $\theta = 0^\circ$ , а также присущим («intrinsic») пиннингом, т.е. пиннингом, связанным со слоистой структурой купратных кристаллов, — максимум при  $\theta = 90^\circ$ . Однако, как показано при исследовании монокристаллов YBCO-купратов, «intrinsic»-пиннинг, как и пиннинг на двойниках, может обеспечить  $J_c(H)$  на уровне не выше  $10^3\text{--}10^4$  А/см<sup>2</sup> (см., например, [5,6]). В отли-

чие от работы [20] (см. [6,7,17–19,27–32,36–54]) особенности угловой ориентационной зависимости критического тока в эпитаксиальных пленках YBCO связывают с существованием характерной для этих пленок системы линейных структурных дефектов — краевых дислокаций (КД). Вследствие сильной анизотропии упругих свойств слоистых кристаллов купратных металлооксидных соединений, а также особенностей процессов эпитаксиального роста купратных пленок, дислокационные ансамбли в них ориентированы в основном вдоль оси  $c$ , а также в плоскости  $ab$ . Это обстоятельство является причиной анизотропии сил пиннинга вихрей Абрикосова и, соответственно, критического тока с максимумами  $J_c(H, \theta)$  при  $\theta = 0^\circ$  и  $90^\circ$ .

Как уже отмечалось, эффективность кор-пиннинга вихрей Абрикосова на несверхпроводящих ядрах КД обусловлена соизмеримостью длины когерентности  $\xi_{ab}$  и радиуса нормальной области в ядре КД, а также высокой плотностью прошивающих КД, которые ориентированы вдоль оси  $c$ . В соответствии с данными по электронной микроскопии [8,9,27–30] средняя плотность прошивающих КД достигает значений  $10^{10}$ – $10^{11}$  линий/см<sup>2</sup>, в то время как плотность винтовых дислокаций роста не превышает  $10^8$ – $10^9$  линий/см<sup>2</sup>, так что их вклад в суммарную силу пиннинга пренебрежимо мал.

Что касается продольных протяженных дефектов кристаллической решетки, параллельных плоскости  $ab$ , то к ним относятся КД несоответствия, локализованные вблизи границы раздела пленки с подложкой и обусловленные разницей постоянных кристаллической решетки пленки и подложки [39], а также КД, которые связаны с дефектами упаковки слоев в пленке.

Существование двух систем линейных протяженных дефектов, ориентированных вдоль оси  $c$  и в плоскости слоев в эпитаксиальных пленках YBCO, в соответствии с простой моделью одночастичного кор-пиннинга жестких вихрей на ядрах КД [55] должно приводить к существованию двух максимумов (пиков) на зависимости  $J_c(\theta)$ . Действительно, в работах [36–47] наблюдали ориентационные зависимости  $J_c(H, \theta)$ , которые демонстрировали четкие максимумы  $J_c(H, \theta)$  при  $\mathbf{H} \parallel \mathbf{c}$  для пленок YBCO, приготовленных импульсным лазерным осаждением. Потом, однако, выяснилось, что максимумы при  $\mathbf{H} \parallel \mathbf{c}$  и  $\mathbf{H} \parallel ab$  на зависимостях  $J_c(H, \theta)$  при определенных условиях экспериментов не проявляются [22,35,37,38]. По этой причине истинный характер магнитополевых и ориентационных зависимостей  $J_c(H, \theta)$  для эпитаксиальных монокристаллических пленок YBCO, а также физическая природа их электродинамического отклика в по-

следнее время являются предметом оживленных дискуссий [22–26,33,55–57].

Таким образом, в противоположность [22] в настоящей работе развивается модель, основанная на представлениях о доминирующей роли *коррелированных линейных* дефектов в транспорте сверхтока купратными пленками. На основе анализа полученных экспериментальных данных разработана теоретическая модель протекания бездиссипативного сверхтока в эпитаксиальных пленках YBCO с доменной субструктурой и случайной системой (сеткой) малоугловых субграниц (дислокационных стенок), о существовании которых свидетельствуют данные электронной микроскопии с высоким (атомным) разрешением [27–30]. Наша модель [6,7,18,35,37–44,46–55,58] базируется на представлениях, что механизм пиннинга вихрей, а также характер магнитополевых и ориентационных зависимостей плотности критических токов  $J_c(H, \theta)$  связаны с особенностями взаимодействия вихрей Абрикосова со статистически распределенной сеткой доменных малоугловых субграниц наклона, которые являются рядами эквидистантных параллельных друг другу КД, т.е. разреженными дислокационными «стенками».

### 3. Материалы и методы исследований

#### 3.1. Эпитаксиальные пленки YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7-δ</sub>

Для исследований были использованы тонкие,  $d \leq \lambda_L$ , монокристаллические ВТСП пленки металлооксидного купрата YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7-δ</sub>, изготовленные методом импульсного лазерного осаждения (лазерной абляции) (ИЛО) на нагретую до 740–750 °С оптически полированную монокристаллическую подложку из LaAlO<sub>3</sub>, ориентированную по плоскости кристалла (100), при особым образом сформированном профиле лазерного факела [59], либо методом несоосного магнетронного распыления (НМР) на постоянном токе на монокристаллическую подложку из сапфира ( $r$ -срез), покрытую тонким буферным слоем CeO<sub>2</sub> (толщиной 25–40 нм). Как описано ранее [39,59], эти методы позволяют получать монокристаллические эпитаксиальные пленки YBCO с кристаллографической осью  $c$ , ориентированной вдоль нормали к интерфейсу, поверхности и купратным плоскостям CuO<sub>2</sub>. В пленке в процессе роста при высокой температуре (740–750 °С) и охлаждении формируется наноструктурная случайная сетка малоугловых междоменных субграниц наклона, представляющих собой более или менее регулярные ряды КД [6,27–30,40]. Типичные углы азимутальной разориентировки соседних доменов между собой не превышают 1–2°. Характер-

ные средние размеры доменов составляют от 20 до 200 нм в зависимости от режима осаждения и типа подложки или буферного слоя. Несовпадение параметров кристаллических решеток пленки и подложки рассматривается как основная движущая сила, а образование и эволюция ансамблей дислокаций — как механизм возникновения локальных поворотов наноразмерных островков-доменов пленки на первоначальном этапе ее роста. Расчет зависимости энергии системы пленка — интерфейс — подложка от угла поворота «островка» растущей пленки по отношению к главным осям подложки показывает, что переход пленки из первоначально упругодеформированного (псевдоаморфного) состояния в релаксированное обусловлен появлением минимума энергии системы в области малых углов поворота [28,30].

Анализ зависимости интерфейсной энергии от параметра несоответствия дает основание считать, что при релаксации упругодеформированного состояния пленки энергетически выгодным является поворот нанодоменов с образованием сетки интерфейсных дислокаций на границах кручения и дислокаций несоответствия на границах наклона. Данные электронной микроскопии на просвет (ТЕМ) [27–29] и электронной дифракции на отражение (EBSD) [29] свидетельствуют о формировании и эволюции субзеренной дислокационной наноструктуры в пленках YBCO. На первоначальном этапе роста (толщиной в несколько атомных слоев) в пленке образуются дислокационные скопления с высокой плотностью, располагающиеся на интерфейсе сначала хаотически («облака» или «леса»), а затем, по мере увеличения толщины пленки, происходит формирование более или менее регулярных малоугловых границ (стенок) доменов, причем эволюция дислокационной субструктуры пленок YBCO происходит по механизму полигонизации [29,30].

На рис. 1,а,б представлены электронно-микроскопические изображения на просвет поперечных сечений пленок YBCO со сравнительно небольшим увеличением (приблизительно 60 000). Пленки осажены методом ИЛО на подложки из LaAlO<sub>3</sub>. Видны домены, разделенные хорошо сформированными упорядоченными дислокационными границами, которые проходят через всю толщину пленки ( $d \approx 300$  нм) за исключением тонкого слоя на интерфейсе (его называют иногда «мертвым слоем»). Показано также схематическое изображение наноструктуры пленки с доменами и малоугловыми дислокационными границами (рис. 1,в). Следует отметить, что проведенные нами электронно-микроскопические исследования поперечных сечений YBCO-пленок [41] показали, что в зависимости от условий осаждения междоменные границы могут быть «тонкими»

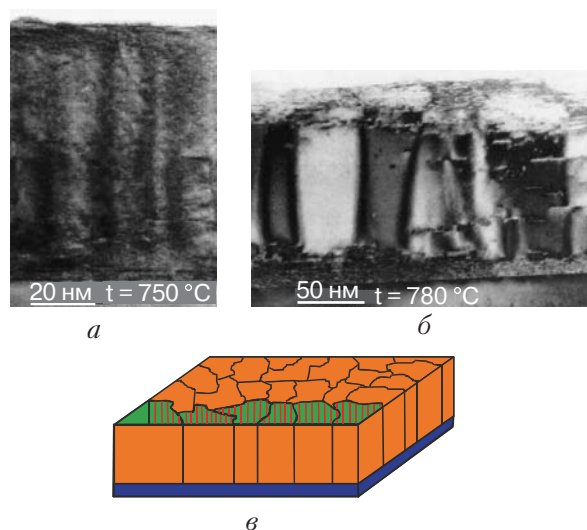


Рис. 1. Электронно-микроскопическое изображение на просвет поперечного сечения пленок YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7-δ</sub> со сравнительно небольшим увеличением (приблизительно 60 000). Пленки осажены методом импульсной лазерной абляции на подложку из LaAlO<sub>3</sub> (100): а — температура подложки 750 °С, субграницы имеют диффузный неупорядоченный характер, размер доменов около 20–30 нм; б — температура подложки 780 °С, видны домены, отделенные друг от друга хорошо сформированными упорядоченными дислокационными субграницами, а также дефекты упаковки, размер доменов 50–80 нм; в — схематическое изображение типичной наноструктуры доменов в пленке YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7-δ</sub>, показаны также прошивающие краевые дислокации в субграницах.

(12–15 нм, рис. 1,б) либо диффузными, размытыми (30–35 нм, рис. 1,а). Предполагается, что эти случаи отвечают разной наноструктуре дислокационных стенок (упорядоченной или неупорядоченной), а также, возможно, разной плотности сосредоточения точечных дефектов в окрестности границы.

Пленки, осажженные с помощью методов ИЛО и НМР, различаются размерами доменов и средней концентрацией дислокаций ввиду того, что условия роста существенно отличаются. При использовании техники НМР рост происходит в условиях более близких к термодинамически равновесным по сравнению с методом ИЛО. Эти условия характеризуются меньшей плотностью термализованной плазмы, из которой происходит осаждение, и меньшей скоростью доставки адатомов и/или их комплексов от мишени к подложке (режим низкого «пересыщения»). В результате скорость роста ИЛО-пленок на порядок выше, чем у НМР-пленок, а наноструктура ИЛО-пленок менее совершенна, т.е. концентрация дефектов, в частности дислокаций и дефектов упаковки, выше [40–42].

### 3.2. Методы измерения плотности критического тока

Измерения  $J_c(H, \theta)$  YBCO-пленок проведены в постоянных приложенных магнитных полях разной ориентации по отношению к исследуемой пленке с помощью индукционных и транспортных методик, а также СКВИД-магнитометрии.

Для индукционных измерений  $J_c$  использован бесконтактный метод регистрации низкочастотной магнитной восприимчивости. Эта методика основана на анализе зависимости мнимой части магнитной восприимчивости  $\chi''$  тонкой пленки от амплитуды переменного магнитного поля  $h_{ac}$ , которое приложено перпендикулярно плоскости пленки. В [60] показано, что зависимость  $\chi''(h_{ac})$  имеет максимум при значении  $h_{ac} = h_m$ . Для пленки в форме диска  $J_c$  и  $h_m$  связаны соотношением  $J_c = 1,03 h_m/d$ , где  $d$  — толщина пленки. В [61] показано, что такое же выражение достаточно хорошо описывает и результаты измерений для пленок других изометрических форм (в том числе и квадратных). Амплитуда  $h_{ac}$  изменялась в пределах 0,001–5 мТл. Регистрирующая система включала синхронный детектор-усилитель SR-830, который связан с компьютером. Максимум  $\chi''$  определялся путем аппроксимации зависимости  $\chi''(h_{ac})$  вблизи него полиномом второго порядка. Относительная ошибка определения  $h_m$  и, соответственно,  $J_c$  составляла не более 5% от измеряемой величины.

Постоянное магнитное поле  $\mathbf{H}$ , которое прикладывается к пленке в наших индукционных измерениях и задает величину индукции в ней, создается неподвижным резистивным электромагнитом (диапазон полей 0,002–1,1 Тл). Ось симметрии магнита (и вектор  $\mathbf{H}$ ) лежит в горизонтальной плоскости, а измерительный блок, т.е. модулирующие (возбуждающие) и приемные (измерительные) катушки могут поворачиваться в этой же плоскости вместе с закрепленным в них образцом исследуемой пленки. Образец фиксируется таким образом, чтобы нормаль к плоскости пленки была параллельна оси катушек. Поэтому при получении данных об ориентационных зависимостях критического тока, т.е. при повороте пленки по отношению к направлению вектора  $\mathbf{H}$  приложенного постоянного поля, изменяется только угол между вектором  $\mathbf{H}$  и нормалью к плоскости пленки, который определяется с точностью  $\pm 0,25^\circ$ . Переменное низкочастотное поле, которое индуцирует замкнутый сверхток, всегда направлено перпендикулярно пленке. В связи с такой геометрией индуцированные замкнутые сверхтоки в пленке имеют как параллельную, так и перпендикулярную составляющие по отношению к плоскости, в которой поворачивается вектор  $\mathbf{H}$  постоянного приложенного магнитного поля. Это означает, что в отличие от

измерений  $J_c(H, \theta, \phi)$  транспортным методом угол  $\phi$  между направлением тока и плоскостью вращения вектора магнитного поля  $\mathbf{H}$  при индукционном методе измерений оказывается нефиксированным. Однако, учитывая, что зависимости  $J_c(H, \theta)$  для  $\phi = 0$  и  $90^\circ$  качественно подобны и лишь слегка отличаются количественно (согласно данным [60]), следует ожидать правильного отображения основных особенностей  $\theta$ -зависимостей  $J_c(H, \theta)$  при применении бесконтактного индукционного метода измерения  $J_c(H, \theta, \phi)$  с поворотом вектора  $\mathbf{H}$  и изменением угла  $\phi$ . В частности, те особенности, которые связаны со спецификой проникновения в тонкую пленку вихрей Абриковского, параллельных ее поверхности, оказываются правильно отображенными.

Намагниченность (магнитный момент) как функция приложенного магнитного поля  $H_a$  была измерена с применением СКВИД-магнитометра «Quantum Design MPMS» в интервале полей  $|H_a| \leq 5$  Тл и температур  $5 \text{ K} \leq T \leq 80 \text{ K}$ . Плотность критического тока  $J_c$  определялась стандартным способом из ширины петли гистерезиса намагниченности  $\Delta M = |M^+| + |M^-|$  ( $M^+$  и  $M^-$  — восходящая и ниспадающая ветви петли гистерезиса соответственно) с использованием простого соотношения модели критического состояния [54]  $J_c = 2\Delta M / [w(1 - w/3l)]$ , где  $l$  и  $w$  — длина и ширина пленки соответственно. Магнитопольные зависимости плотности критического тока, измеренные с помощью СКВИД-магнитометра при разных температурах от 5 до 80 К, показаны на рис. 2. Четко видна область низкополевого «плато», которая простирается от 0,02 до 0,10 Тл в зависимости от температуры измерения: чем ниже температура, тем длиннее «плато».

Измерения  $J_c$  методом четырехзондовой техники при пропускании транспортного тока были выполнены на тонкопленочных мостиках, изготовленных с помощью обычной фотолитографии. Ширина мостиков 0,25 мм, а критерий электрического поля, который считался соответствующим критическому току, составлял  $E_c = 1$  мкВ/см. Для повышения точности результатов измерений каждый мостик имел по восемь и больше токовых и потенциальных контактов. Измерения проводились с использованием нескольких разных пар контактов. Результаты транспортных измерений  $J_c(H)$ , полученные при 77 К для ОМР-пленки K1509, которая была также исследована методом СКВИД-магнитометрии, показаны на рис. 2 для сравнения. При транспортных измерениях  $J_c(H)$  для генерации и поддержания заданного магнитного поля использовалась сверхпроводящая магнитная система из провода ниобий-титан с максимальным полем 9 Тл. Поле индуцировалось в исследуемом пленочном образце,



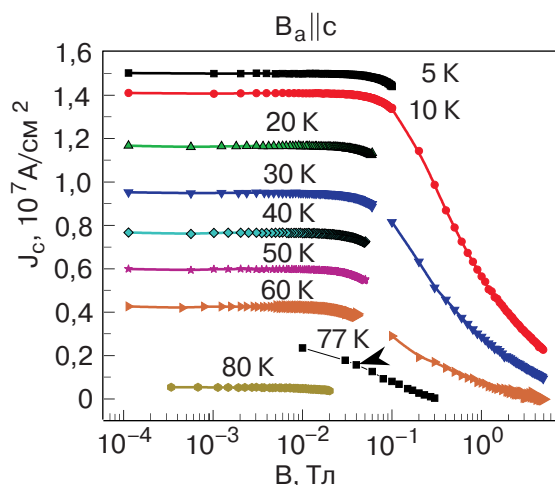


Рис. 2. Плотность критического тока в зависимости от приложенного перпендикулярного поля, измеренная при разных температурах с помощью СКВИД-магнитометра для пленки K1509 (неосевое магнетронное распыление на постоянном токе, толщина 300 нм). Для сравнения приведены данные измерений транспортным методом при 77 К.

который был помещен внутри так называемого «теплого объема» диаметром 40 мм, температура образца внутри этого объема могла регулироваться в пределах 4,2–300 К. Уникальная конструкция держателя образца позволяет поворачивать образец с транспортным током на 360° по отношению к направлению вектора магнитного поля, не прерывая измерительного цикла и не изменяя температуры.

#### 4. Влияние магнитного поля на плотность критического тока при различной ориентации вектора поля

##### 4.1. Вектор магнитного поля направлен вдоль *c*-оси пленки

4.1.1. Пиннинг вихрей в малых приложенных внешних полях. Магнитопольные зависимости критического тока  $J_c(\mathbf{H} \parallel \mathbf{c})$  пленок YBCO были получены нами ранее [39,44,46,47,50–54] при различных температурах в интервале  $T_c > T > 5$  К описанными выше методами СКВИД-магнитометрии, измерений магнитной восприимчивости  $\chi''(h_{ac})$  при каждом значении приложенного постоянного магнитного поля, а также четырехзондовым транспортным методом. Постоянное магнитное поле  $\mathbf{H}$  в данном случае приложено перпендикулярно поверхности пленки (и, следовательно, купратным плоскостям, так как все исследованные пленки были *c*-ориентированными). Следует отметить, что подобные кривые  $J_c(\mathbf{H} \parallel \mathbf{c})$  для пленок YBCO были получены в работах [19,56,57].

Все экспериментально полученные зависимости  $J_c(\mathbf{H} \parallel \mathbf{c}, \tau)$  ( $\tau = 1 - T/T_c$  – приведенная температура), которые соответствуют пленкам с монокристаллической структурой, в небольших приложенных магнитных полях  $H < H_m$  демонстрируют стандартное поведение: 1) вначале наблюдается «плато», где  $J_c$  не зависит от поля  $H$ , причем величина  $H_m$ , которая определяет протяженность плато, увеличивается с понижением температуры; 2) при  $H \geq H_m$  величина  $J_c(H)$  начинает уменьшаться при увеличении поля и в полулогарифмических координатах при  $H > H_m$  величина  $J_c(H)$  прекрасно описывается выражением

$$J_c(\mathbf{H} \parallel \mathbf{c})/J_c(0) = \alpha \log(H^*/H \parallel \mathbf{c}), \quad (1)$$

где коэффициент пропорциональности  $\alpha$  не зависит от температуры и лежит в пределах  $\alpha \approx 0,20$ – $0,24$  для пленок с различными наноструктурными характеристиками. Параметр  $H^* = H_m e^{1/\alpha}$  – характеристическое магнитное поле, которое линейно зависит от приведенной температуры  $\tau = 1 - T/T_c$  [51,52].

В наших работах [46,47,53,54] показано, что экспериментально измеренные магнитопольные зависимости  $J_c(\mathbf{H} \parallel \mathbf{c})$  очень хорошо описываются статистической моделью пиннинга вихрей Абрикосова на системе правильных рядов КД, образующих систему малоугловых субграниц наклона, отделяющих друг от друга монокристаллические домены, внутри которых, как предполагается, дислокаций (центров пиннинга) нет. Линейные размеры доменов распределены согласно случайному закону, который описывает параметры наноструктурной сетки субграниц данной пленки, задавая и интегральную силу пиннинга, и прозрачность субграниц для протекания сверхтока.

Таким образом, при построении модели в качестве доминирующих центров пиннинга вихревой решетки в эпитаксиальных пленках YBCO рассматриваются ядра КД, перпендикулярные интерфейсу, поверхности пленки и купратным плоскостям  $\text{CuO}_2$  для *c*-ориентированных пленок (идеализированное схематическое изображение 1°-й малоугловой дислокационной субграницы наклона показано на рис. 3). Линейные центры пиннинга, будучи параллельными вихрям, способны создавать элементарные силы пиннинга, близкие к максимально возможному. Подтверждением этого служат расчеты энергии и силы пиннинга вихрей на несверхпроводящих (нормально-металлических или, возможно, даже диэлектрических) ядрах КД, выполненные в [55]. Результаты этих расчетов свидетельствуют о достижении высоких значений силы пиннинга, близких к теоретически максималь-

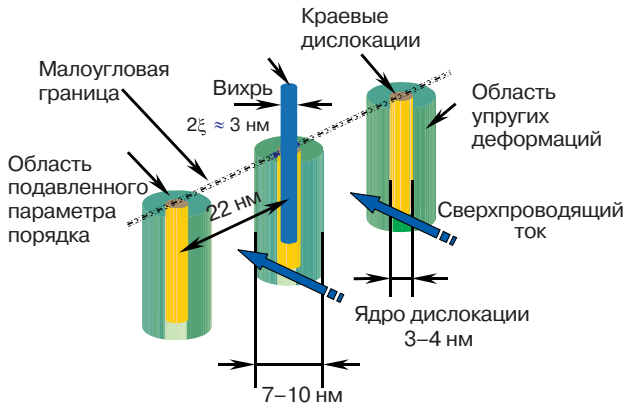


Рис. 3. Схематическое изображение малоугловой 1°-й субграницы. Показаны «окна» для протекания сверхтока между нормальными ядрами дислокаций. Расстояние между дислокациями 22 нм соответствует углу разориентации 1°.

но возможной величине  $f_{\text{pin}}^{\text{max}} \approx \varepsilon_0 / \xi_{ab}$  при низких температурах (здесь  $\varepsilon_0 \approx \phi_0 / (4\pi\lambda)^2 \log \kappa$  — энергия вихря Абрикосова,  $\xi_{ab}(T) = \xi_{ab}(0)\tau^{-1/2}$  — длина когерентности,  $\phi_0$  — квант магнитного потока,  $\kappa$  — параметр Гинзбурга — Ландау).

В [55] показано, что при  $r_0 > \xi$  (где  $r_0$  — радиус несверхпроводящего «канала», которым считается ядро КД) максимальная сила пиннинга достигается при смещении  $u$  оси вихря на край канала, т.е. когда  $u = r_0$ . В [55] получена оценка  $f_{\text{pin}}^{\text{max}} \approx 0,12\varepsilon_0 / \xi$  для случая  $r_0 = \xi$ . При  $r_0 > \xi$  элементарная сила пиннинга стремится к своему предельному значению  $f_{\text{pin}}^{\text{max}} \approx \varepsilon_0 / \xi\sqrt{2}$ . По оценкам той же работы, при более высоких температурах, когда  $r_0^2 \ll \xi_{ab}^2(T)$ , максимальное значение силы одночастичного кор-пиннинга вихря равно

$$f_{\text{pin}}^{\text{max}} = \frac{9}{32} \sqrt{\frac{2}{3}} \varepsilon_0 \frac{r_0^2}{\xi^3} \approx 0,23\varepsilon_0 \frac{r_0^2}{\xi^3}.$$

При радиусах несверхпроводящего ядра КД  $r_0 < \xi_{ab}$  имеет место подавление сверхпроводящего параметра порядка в области  $r_0 \sim \xi_{ab}$  вследствие эффекта близости, а также упругих деформаций кристаллической решетки пленки в окрестности ядра КД. Поэтому эффективный радиус ядра КД как центра пиннинга всегда больше или равен  $\xi_{ab}$ , по крайней мере при  $T \ll T_c$ .

Для неупорядоченной системы коррелированных линейных центров пиннинга (т.е. параллельных друг другу КД) или случайным образом распределенной сетки малоугловых доменных границ в приложенных магнитных полях малой напряженности, когда вихри, вошедшие в пленку, не взаимодействуют между собой, одночастичный пиннинг вихрей

Абрикосова на ядрах КД определяет величину  $J_c$  в соответствии с известным простым соотношением:

$$f_{\text{pin}}^{\text{max}} = f_L = \frac{\phi_0}{c} J_c. \quad (2)$$

Здесь  $f_L$  — сила Лоренца, действующая на вихрь. Таким образом, характеристики низкополевого «плато» (которое является характерной особенностью магнитопольевых зависимостей критического тока, построенных в полулогарифмических координатах  $J_c(H)[10^6 \text{ А/см}^2] - \log H[\text{Тл}]$  для монокристаллических купратных пленок: 1) протяженность плато по координате «напряженность поля», т.е. величина  $H = H_m$ , где  $J_c(H)$  начинает уменьшаться, 2) положение «плато» по координате «плотность критического тока», т.е. величина  $J_c = \text{const}$  в полях  $H < H_m$ , определяются одночастичным пиннингом вихрей или конкуренцией между депиннингом и прозрачностью малоугловых границ для протекания сверхтока.

4.1.2. «Коллективный» пиннинг решетки вихрей дислокационными стенками. Рассмотрим механизм пиннинга вихрей в более сильных магнитных полях, за пределами низкополевого «плато». С увеличением напряженности приложенного поля  $H$  (и индукции  $B$  в объеме пленки), а значит, уменьшением расстояния между соседними вихрями  $a_0 \approx \sqrt{\phi_0 / H}$ , появляется их взаимодействие и стремление к образованию правильной треугольной вихревой решетки (ВР). Таким образом, для определения  $J_c(H)$  в поперечном поле (т.е.  $\mathbf{H} \parallel \mathbf{c}$  и  $\mathbf{H} \perp ab$ ) необходимо знать механизм коллективного пиннинга всей вихревой решетки на системе  $c$ -ориентированных КД.

Будем считать, что все центры пиннинга (ядра КД) одинаковые и их средняя плотность внутри пленки намного больше плотности вихрей. При средней концентрации КД  $n_d \approx 10^{11}$  линий/см<sup>2</sup> (т.е. при среднем расстоянии между ними  $r_d \approx 3 \cdot 10^{-6}$  см) условие  $n_v \leq n_d$  выполняется для магнитных полей  $H \leq 2$  Тл. А если учесть, что КД в эпитаксиальных пленках YBCO находятся в малоугловых субграницах между монокристаллическими доменами со случайными размерами и формой, то фактическое среднее расстояние  $d$  между ближайшими КД вдоль субграницы оказывается намного меньшим, чем усредненное  $\bar{r}_d = 1/\sqrt{n_d}$ . В этом случае условие  $d \ll a_0$  может удовлетворяться в значительно более широком интервале полей. Так, для малоугловой границы с углом разориентации  $\vartheta = 2^\circ$  и  $d(\vartheta) \approx 10^{-6}$  см условие  $a_0 \gg d(\vartheta)$  выполняется в полях  $H \leq 20$  Тл.

Существование большого числа таких эффективных центров пиннинга, как нормальные ядра «прошивающих» КД в  $c$ -ориентированных эпитакси-

альных пленках YBCO, приводит к тому, что энергетически выгодными становятся искажения (упругая деформация) ВР, которые подстраивают ее таким образом, чтобы максимальное число вихрей оказалось захваченным ближайшими КД — центрами пиннинга при минимально возможных смещениях вихрей от их равновесных позиций, соответствующих узлам правильной треугольной ВР. При этом некоторая часть вихрей оказывается не запиннигованной непосредственно внутри потенциальных пинниговых ям, а находится в свободном от дислокаций объеме — внутри доменов. Концентрация запиннигованных ( $n_p$ ) и квазисвободных ( $n_v - n_p$ ) вихрей определяется числом и конфигурацией размещения центров пиннинга (КД) в статистической сетке субграниц, а также постоянной ВР, зависящей от приложенного магнитного поля ( $a_0 \approx \sqrt{\phi_0 / H}$ ). Будем предполагать, что имеет место следующая иерархия основных размеров:

$$r_0 \leq \xi(T) < d(\vartheta) \ll \langle L \rangle < a_0(H) < \lambda(T).$$

Такая ситуация, которая отвечает реальному соотношению масштабов, изображена в виде схемы на рис. 4. Здесь  $r_0$  — радиус дислокационной пинниговой потенциальной ямы;  $\xi_{ab}(T)$  — зависящая от температуры длина когерентности Гинзбурга—Ландау, определяющая радиус нормальной сердцевинки вихря Абрикосова;  $d(\vartheta)$  — расстояние между центрами соседних дислокаций в малоугловой субгранице, зависящее от угла разориентировки доменов  $\vartheta$ ;  $\langle L \rangle$  — средний размер домена;  $a_0(H)$  — период треугольной решетки вихрей, зависящий от

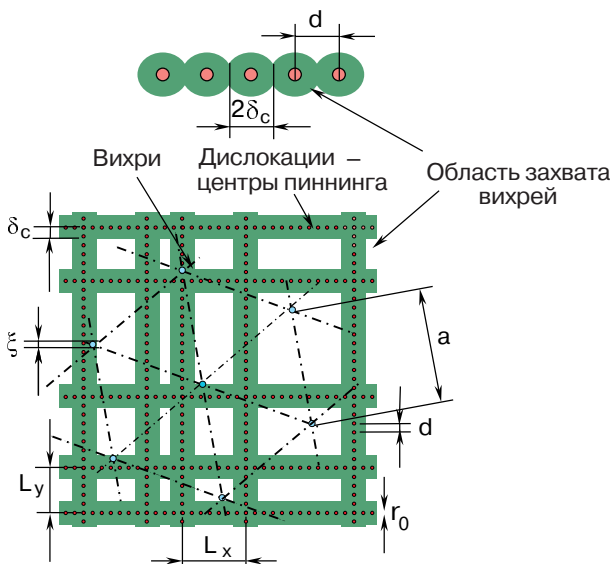


Рис. 4. Схематическая картина прямоугольных доменов и треугольной решетки вихрей Абрикосова. Показаны характерные размеры, существенные для модели ограничения  $J_c(\mathbf{H} \parallel \mathbf{c})$  за счет депиннинга вихрей с дислокаций в малоугловых субграницах доменов.

поля  $H$ ;  $\lambda(T)$  — зависящая от температуры глубина проникновения Гинзбурга—Ландау.

При условии  $a_0 \gg d \leq \lambda(T)$  ( $d$  — толщина пленки) можно не учитывать изгибные деформации вихрей и их «перепутывание». В этом случае средняя суммарная сила пиннинга запиннигованного ансамбля вихрей плотностью  $n_p$  будет равна  $F_{\text{pin}} = n_p f_{\text{pin}}$  (в расчете на единицу площади пленки). Суммарная сила Лоренца, действующая на всю ВР, будет равна  $F_L = n_v f_L = n_v \phi_0 J / c$ . В результате условие коллективного срыва (депиннинга) вихрей со всей системы одинаковых центров пиннинга (ядер КД), определяющее величину критического тока  $J_c$ , имеет вид

$$\frac{n_p}{n_v} f_{\text{pin}}^{\text{max}} = f_L = \frac{\phi_0}{c} J_c. \quad (3)$$

Плотность вихрей в пленке зависит только от величины приложенного поля, в то время как плотность запиннигованных вихрей зависит не только от поля, но и от плотности и пространственного распределения дислокационных пинниговых ям, а также от температуры, так как  $\xi_{ab}(T)$  (зависящая от температуры длина когерентности Гинзбурга—Ландау) определяет радиус нормальной сердцевинки вихря Абрикосова и в конце концов — энергию пиннинга. Отношение числа запиннигованных вихрей  $n_p(H, T)$  к их общему количеству  $n_v(H)$ , которое будем называть функцией аккомодации искаженной ВР, запиннигованной коллективно на ансамбле КД, является основной характеристикой предложенной модели. Таким образом, нахождение величины  $n_p(H, T) / n_v(H)$ , определяющей зависимость  $J_c(H)$ , — ключевой мотив предложенной в наших работах [46, 47, 54] модели пиннинга ВР на случайно распределенной сетке малоугловых субграниц, состоящих из регулярных эквидистантных рядов КД, линии которых перпендикулярны плоскости пленки и купратным слоям.

При параллельном смещении вихря из равновесного положения в ВР на некоторое малое расстояние  $\delta$  появляется положительная добавка в потенциальной энергии сверхпроводника за счет упругой деформации ВР, которую формально можно описать с помощью упругого модуля сдвига ВР  $C_{66}$  [46, 47, 54]:

$$\varepsilon_{\text{disp}}(\delta) = C_{66}(H) \delta^2, \quad C_{66} = \frac{\phi_0 H}{(8\pi\lambda)^2} = \frac{\varepsilon_0}{a_0^2}. \quad (4)$$

Пиннинг вихря энергетически выгоден, если для энергии вихря выполняется условие  $\varepsilon_v \equiv \varepsilon_{\text{disp}}(\delta) + \varepsilon_{\text{pin}}(0) < 0$ . Отсюда определяем критическую величину смещения вихря  $\delta_c$  для возможности его захвата пиннинг-центром (ядром КД).

Если  $\delta_c$  значительно больше, чем расстояние между КД вдоль малоугловой субграницы  $d(\vartheta) \approx b/\sin \vartheta$  (где  $b$  – вектор Бюргера КД, который в данном случае равен периоду кристаллической решетки вдоль оси  $b$ , т.е. 0,388 нм), то это означает, что в этом случае  $\delta_c$  характеризует расстояние от узла правильной ВР до ближайшей субграницы. С другой стороны, если средний линейный размер доменов  $\langle L \rangle \gg d(\vartheta)$ , то при случайном расположении сетки междоменных субграниц вероятность захвата вихря одним из центров пиннинга (ядром КД, локализованным вдоль субграницы) равна произведению вероятности того, что точка, отвечающая отрицательному изменению энергии вихря  $\varepsilon_v < 0$ , попадет в пределы домена определенных размеров и формы и эта точка находится на расстоянии  $\delta$  от границы домена, меньшем  $\delta_c$ . Предположим, что домены в пленке имеют случайные размеры  $L$ , распределенные согласно функции распределения  $P(L)$ . В частности, можно использовать нормированное гамма-распределение [56]:

$$P(L) = \frac{\mu^\nu}{\Gamma(\nu)} L^{\nu-1} e^{-\mu L}, \quad (5)$$

где

$$\nu = (\langle L \rangle / \sigma)^2 \equiv k^2, \quad \mu = \langle L \rangle / \sigma^2 = k^2 / \langle L \rangle = k / \sigma, \quad (6)$$

$\sigma$  – дисперсия (разброс) размеров доменов по отношению к среднему значению. Плотность вероятности попадания узла искаженной решетки в домен с линейными размерами  $L$  будет равна

$$W(L) = L^2 P(L). \quad (7)$$

Вероятность того, что этот узел попадет в полосу шириной  $\delta_c$  вдоль малоугловой субграницы равна отношению площади полосы к площади всего домена  $L^2$ , т.е.

$$\tilde{P}(L, \delta_c) = \begin{cases} 1, & L \leq 2\delta_c; \\ 1 - (L - 2\delta_c)^2 / L^2, & L \geq 2\delta_c. \end{cases} \quad (8)$$

В результате, вследствие того, что критический ток депиннинга ВР  $J_c^{\text{depin}}(H, \tau)$ , нормированный на односторонний ток депиннинга в нулевом поле

$$J_c^{\text{depin}}(0, \tau) = \frac{c}{\phi_0} f_{\text{pin}}^{\text{max}}, \quad (9)$$

согласно (3), равен доле запиннигованных вихрей

$$J_c^{\text{depin}}(H, \tau) / J_c^{\text{depin}}(0, \tau) = n_p(H) / n_v(H), \quad (10)$$

необходимо вычислить отношение  $n_p/n_v$  для определения магнитопольевой зависимости  $J_c(H)$  эпитаксиальных пленок

YBCO в режиме коллективного пиннинга ВР на случайной системе КД, локализованных вдоль малоугловых субграниц между доменами разных размеров.

С учетом (10) для доли запиннигованных вихрей получаем выражение

$$\frac{n_p}{n_v} = \int_0^{2\delta_c} W(L) dL + \int_{2\delta_c}^{\infty} W(L) \left[ 1 - \frac{(L - 2\delta_c)^2}{L^2} \right] dL, \quad (11)$$

где  $W(L)$  определено выражением (7), а зависимость от магнитного поля дается только соотношением  $\delta_c(H) \propto 1/\sqrt{H}$ . Для гамма-распределения (5) интегрирование по  $L$  в (11) дает следующий результат:

$$\frac{n_p}{n_v} = 1 - \frac{1}{\Gamma(2 + \nu)} [4\mu^2 \delta_c^2 \Gamma(\nu, 2\mu\delta_c) - 4\mu\delta_c \Gamma(1 + \nu, 2\mu\delta_c) + \Gamma(2 + \nu, 2\mu\delta_c)], \quad (12)$$

где  $\Gamma(x)$  и  $\Gamma(x, \alpha)$  – полная и неполная гамма-функции Эйлера.

На рис. 5 показаны зависимости  $n_p/n_v$  от безразмерной величины  $h = (\nu/2\mu\delta_c)^2$ , построенные согласно (12) для разных значений  $\nu$ , которые соответствуют зависимости от  $H$  при разном соотношении положения максимума функции распределения доменов (6) при  $L = \langle L \rangle$  и ширины функции  $\sigma$ . В полулогарифмическом масштабе кривые хорошо описывают магнитопольевую зависимость  $J_c(H)$  эпитаксиальных пленок YBCO в широкой области полей [46,47,54,58].

Ясно, что квадратными доменами с их непрерывным случайным распределением по размерам  $L$

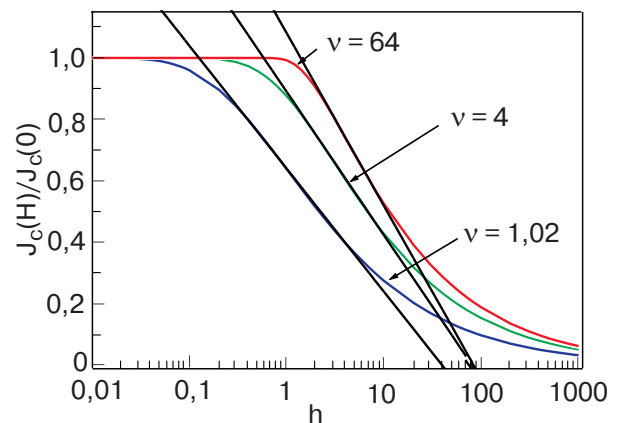


Рис. 5. Рассчитанные зависимости  $J_c(H) / J_c(0)$  от безразмерного параметра  $h = (\nu / 2\mu\delta_c)^2$  при различных значениях  $\nu$ , т.е. при изменении функции аккомодации ( $n_p / n_v$ ). Прямые линии соответствуют приближению  $J_c(H \parallel c) / J_c(0) = \alpha \log(H^*/H)$ .

вряд ли можно непрерывно заполнить всю площадь пленки. Непрерывное заполнение реализуется при помощи прямоугольных доменов с независимым случайным распределением по двум размерам  $L_x$  и  $L_y$ , которое описывается произведением функций  $P(L_x)$  и  $P(L_y)$  вида (5). Тогда вероятность захвата вихря одной из дислокаций в границе домена с размерами  $L_x$  и  $L_y$  будет равна

$$\tilde{P}(L_x, L_y, \delta_c) = \begin{cases} 1, & \min(L_x, L_y) \leq 2\delta_c; \\ 1 - \frac{(L_x - 2\delta_c)(L_y - 2\delta_c)}{L_x L_y}, & L > 2\delta_c, \end{cases} \quad (13)$$

а доля запиннигованных вихрей будет составлять [46,47,54]

$$\frac{n_p}{n_v} = 1 - \frac{1}{\Gamma^2(\nu)} [\Gamma(\nu, 2\mu\delta_c) - 2\mu\delta_c \Gamma(\nu - 1, 2\mu\delta_c)]^2. \quad (14)$$

Несмотря на отличие аналитических выражений (12) и (14), соответствующие полевые зависимости от  $h \sim H$  оказываются близкими для одинаковых  $\nu$  (в частности, отличаются по наклону вблизи точки перегиба не более чем на 5%). Это указывает на не слишком сильное влияние детального вида функции распределения доменов по размеру и форме на интегральную полевую зависимость  $n_p/n_v$  и, соответственно, на  $J_c(H)$  при таком статистическом механизме пиннинга вихрей на случайном ансамбле КД в малоугловых субграницах. Тем не менее модель дает хорошее как качественное, так и количественное описание экспериментальных результатов, полученных на разных эпитаксиальных пленках YBCO в том числе и другими авторами [19,56,57]. Зависимость  $J_c(H) \sim \log(H^*/H)$ , которая предложена впервые в [52], в полулогарифмических координатах ( $J_c - \log H$ ) соответствует прямолинейному участку зависимости  $J_c(H)$  вблизи точки перегиба, причем положение этой точки зависит от  $T$  и от наноструктуры пленки YBCO (главным образом, от средних размеров доменов и разброса по  $L$ ).

Для количественного описания экспериментальных зависимостей в области полей  $\geq 1$  Тл необходимо усовершенствовать модель путем учета дискретности малоугловых субграниц (расстояния  $d$  между соседними КД) в явном виде. Тогда вероятности (8) и (13) уменьшатся за счет геометрического фактора  $f(d/2\delta)$ , где

$$f(x) = \frac{1}{2} \left[ \sqrt{1-x^2} + \arcsin(x)/x \right] \text{ для } x < 1, \quad (15)$$

$$f(x) = \pi/4x \text{ для } x > 1.$$

В случае прямоугольных доменов выражение для доли запиннигованных вихрей с учетом дискретности субграниц принимает вид [47,54]

$$\frac{n_p}{n_v} = 1 - \left[ 1 - f\left(\frac{d}{2\delta_c}\right) \right] \left[ \frac{\Gamma(\nu, 2\mu\delta_c)}{\Gamma(\nu)} \right]^2 - f\left(\frac{d}{2\delta_c}\right) \left[ \frac{\Gamma(\nu, 2\mu\delta_c) - 2\mu\delta_c \Gamma(\nu - 1, 2\mu\delta_c)}{\Gamma(\nu)} \right]^2. \quad (16)$$

В малых полях ( $\delta \rightarrow \infty$ ) геометрический фактор стремится к единице и выражение (16) переходит в прежний результат (14), тогда как в больших полях (16) обеспечивает асимптотическое поведение  $J_c \propto H^{-1}$  в соответствии с экспериментальными данными [19,56,57].

4.1.3. Реальная наноструктура и результаты электромагнитных измерений. Из модели, описанной выше, следует, что плотность критического тока  $J_c(\mathbf{H} \parallel \mathbf{c})$ , нормализованная на величину, соответствующую режиму одночастичного пиннинга, т.е. уровню «плато», зависит от магнитного поля и температуры только через параметр  $\delta \propto (\tau/H)^{1/2}$ . Это означает, что отношение  $J_c(\mathbf{H} \parallel \mathbf{c}, T)/J_c(0, T)$  должно быть инвариантно по отношению к величине  $\delta$ , т.е. кривые нормализованного  $J_c$  в зависимости от  $H/(H_0\tau)$  для различных фиксированных температур должны совпадать. Характеристическое поле  $H_0$  вводится с помощью условия  $2\mu\delta \equiv \nu 2\delta/\langle L \rangle \equiv \nu(H_0\tau/H)^{1/2}$ , т.е.  $H_0 = 8r_0^2\phi_0/(\xi_0^2\langle L \rangle^2)$ , где  $r_0$  – радиус несверхпроводящего ядра КД. Такой скей-

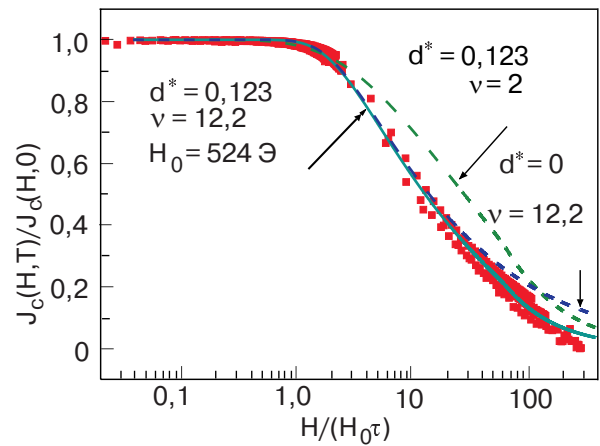


Рис. 6. Приведенные полевые зависимости критического тока для пленки, полученной неосевым магнетронным распылением на подложке сапфир / CeO<sub>2</sub>. Сплошная линия – совместная подгонка экспериментальных данных для 10, 30 и 60 К. Пунктирные линии – рассчитанные зависимости для широкого распределения ( $\nu = 2$ ) и для сплошных границ ( $d^* = 0$ ).  $d^* = d/\langle L \rangle$  – приведенное расстояние между дислокациями.

линг позволяет с хорошей точностью показать совпадение кривых  $J_c(H)$  для разных температур (от 5 до 80 К), которые приведены на рис. 2, а также фитировать их с помощью выражения (16), выбирая  $H_0$ ,  $\nu$  и  $d/\langle L \rangle$  в качестве независимых параметров (рис. 6). Наблюдается некоторое отклонение от универсального поведения кривых при фитировании для высоких температур и полей. Это может быть связано с крипом потока [19], так как скорость крипа увеличивается с температурой и падает при снижении критического тока.

Величина, равная квадрату отношения среднего размера доменов к ширине дисперсии их размеров  $\nu = (\langle L \rangle / \sigma)^2 \approx 12,2$ , полученная в результате процедуры фитирования, соответствует достаточно узкому распределению размеров доменов (рис. 7). Параметр  $\alpha = \partial[J_c(H)/J_c(0)]/\partial \log(H_0\tau/H)$  в точке перегиба на кривой равен около 0,25, т.е. больше, чем было найдено нами ранее в [52], где  $\alpha$  было равно 0,18–0,24. Отметим, что в работе [52] исследовались пленки YBCO, осажденные методом ИЛО на подложках из  $\text{LaAlO}_3$ , в то время как в [46,47] изучались пленки, полученные методом ОМР на сапфировых подложках с буферным слоем из  $\text{CeO}_2$ . Характеристики наноструктуры в этих пленках существенно отличаются, как указывалось выше.

Если предположить, что  $r_0 = 0,5\xi_0$ , то средний размер доменов по оценке из параметра фитирования  $H_0 = 524$  Э оказывается равным  $\langle L \rangle = 280$  нм. Третий параметр фитирования — среднее расстояние между соседними дислокациями вдоль субграницы  $d \approx 35$  нм. Отсюда легко оценить угол разориентировки соседних доменов  $\vartheta$ , используя формулу Франка. Этот угол оказывается очень маленьким — меньше градуса ( $0,65^\circ$ ).

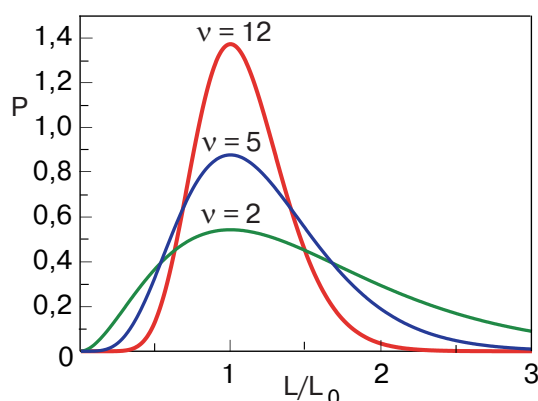


Рис. 7. Модельные функции распределения доменов по размерам (интеграл нормирован на единицу). Величина  $L_0 = 1$  соответствует положению пика. Экспериментальные результаты соответствуют  $\nu = 12,2$ .

Функция распределения доменов по размерам может быть выведена также из коэффициентов разложения в ряд Фурье профиля соответствующих рентгеновских отражений, а именно тех, которые имеют ненулевую компоненту в плоскости  $ab$ . Для определения истинной формы линии пленки YBCO проводилось сравнение со стандартным отражением (в данном случае использовалось отражение от монокристаллической сапфировой подложки). Деформации кристаллической решетки пленки YBCO можно было исключить с помощью записи двух порядков одного и того же отражения. В частности, в данном случае использовались отражения (1 0 6) и (2 0 12) (рис. 8). В соответствии с процедурой, предложенной Уорреном и Авербахом (УА) (см. [47]), распределение доменов по размерам пропорционально производной второго порядка от фурье-преобразования профиля дифракционной рентгеновской линии. Однако УА-процедура чрезмерно чувствительна к случайным осцилляциям преобразования, которые могут приводить к появлению реально не существующих особенностей на кривых распределения. Поэтому для того, чтобы сравнить распределение размеров доменов, извлеченное из рентгеновских данных, с тем, которое было получено из анализа магнитопольных зависимостей плотности критического тока, проводилось фитирование первой производной от фурье-образа по ее предсказанному виду в предположении Г-распределения с использованием обычной симплексной процедуры. Если принять во внимание существенные приближения такой модели, то следует считать, что полученные из этого расчета величины  $\nu \approx 8$  и  $\langle L \rangle = 220$  нм находятся в разумном соответствии с полученными из электромагнитных данных.

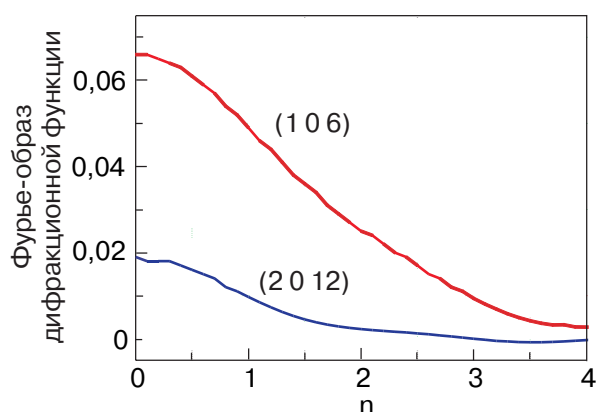


Рис. 8. Фурье-образ дифракционной функции отражений (1 0 6) и (2 0 12) пленки YBCO, полученной магнетронным распылением на подложке сапфир /  $\text{CeO}_2$ .  $n$  — параметр фурье-преобразования.

4.2. Вектор магнитного поля направлен вдоль *ab*-плоскости пленки

Магнитополевая зависимость плотности критического тока  $J_c(H)$  в случае параллельной ориентации ( $\mathbf{H} \parallel ab$ ), так же как и для перпендикулярной ориентации ( $\mathbf{H} \parallel c$ ), характерна тем, что вплоть до некоторого значения поля  $H_m$  величина  $J_c(\mathbf{H} \parallel ab)$  остается неизменной, т.е. имеет место низкополевое «плато». Напряженность приложенного магнитного поля  $H_m$ , при которой начинает уменьшаться плотность критического тока при параллельной ориентации  $H_m^{\parallel}(\mathbf{H} \parallel ab)$ , может быть на порядок больше, чем аналогичные поля  $H_m^{\perp}$  для ориентации  $\mathbf{H} \parallel c$  (рис. 9). На рис. 9 приведены данные для пленки толщиной  $d \approx 300$  нм. Для купратных ВТСП пленок при учете анизотропии сверхпроводящих свойств, обусловленной слоистой кристаллической структурой купратов, критическое поле начала проникновения вихрей Абрикосова в ВТСП пленку толщиной меньшей глубины проникновения ( $d < \lambda_{ab}$ ) при перпендикулярной ориентации магнитного поля [47] имеет вид

$$H_{c1}^* \approx \frac{2\phi_0 \varepsilon}{\pi d^2} \log \left( \frac{d}{\xi_c} \right), \quad (17)$$

где  $\varepsilon = \lambda_{ab} / \lambda_c$  — параметр анизотропии,  $\xi_c(T) = \xi_0 \varepsilon / \sqrt{\tau}$  — длина когерентности с учетом анизотропии. Для YBCO в соответствии с литературными данными [34]  $\varepsilon \approx 1/5-1/7$ . Величина  $H_{c1}^*(d)$  почти не зависит от температуры в интервале температур, соответствующем  $\tau > 0,1$ . Для пленки толщиной  $d = 300$  нм оценки поля начала проникновения вихрей Абрикосова дают величину

$H_{c1}^*(d) \approx 0,013-0,017$  Тл. В то же время на рис. 9 можно видеть, что в действительности при продольной ориентации приложенного магнитного поля (вдоль *ab*-плоскости пленки) снижение величины  $J_c(\mathbf{H} \parallel ab)$  начинается в поле  $H_{\perp}^* \approx 0,08$  Тл, которое приблизительно в пять раз превышает значения  $H_{c1}^*(300 \text{ нм})$ , найденные по формуле (17). Более того, в диапазоне полей  $H_{c1}^* < H < H_{\perp}^*$  наблюдается некоторый рост плотности критического тока, т.е. своеобразный «пик-эффект».

Кривые, показанные на рис. 9, получены в [46,47] методом измерений динамической низкочастотной магнитной восприимчивости и последующего анализа зависимости  $\chi''(h_{ac})$  с помощью модели Клема—Санчеса [60]. Подобные результаты были получены также с помощью прямых транспортных четырехзондовых измерений  $J_c(\mathbf{H} \parallel ab)$  на другой пленке K6300 (рис. 10).

Данные, приведенные на рис. 9 и 10, относятся к пленкам, полученным методом НМР. Как было подчеркнуто выше, метод НМР позволяет получать пленки, которые имеют намного более гладкую поверхность по сравнению с пленками, осажденными с помощью метода ИЛО. Измерения соотношения высоты «пиков» и «долин» («peak-to-valley») с помощью атомного силового микроскопа (AFM) показали, что такое соотношение для НМР-пленок достигает 2 нм, т.е. почти на два порядка меньше, чем для ИЛО-пленок. Следует отметить, что на магнитопольных зависимостях  $J_c(\mathbf{H} \parallel ab)$  для ИЛО-пленок при ориентации вектора поля  $\mathbf{H} \parallel ab$  не найдено подобного роста плотности критического тока и «плато» не достигает столь больших значений напряженности поля.

Зависимости  $J_c(H)$ , показанные на рис. 9, 10, получены для свежеприготовленных пленок, т.е. таких, которые ранее не использовались в измерениях

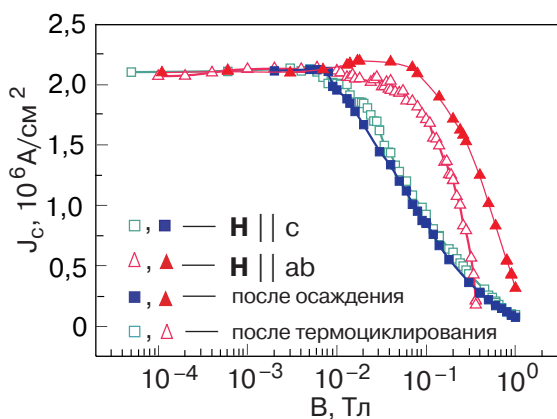


Рис. 9. Зависимости  $J_c(\mathbf{H} \parallel c)$  (квадраты) и  $J_c(\mathbf{H} \parallel ab)$  (треугольники) для пленки K2 (толщина 300 нм, получена магнетронным распылением) при 77 К, измеренные по магнитной восприимчивости непосредственно после осаждения (заполненные символы) и после термоциклирования между 77 и 300 К (незаполненные символы).

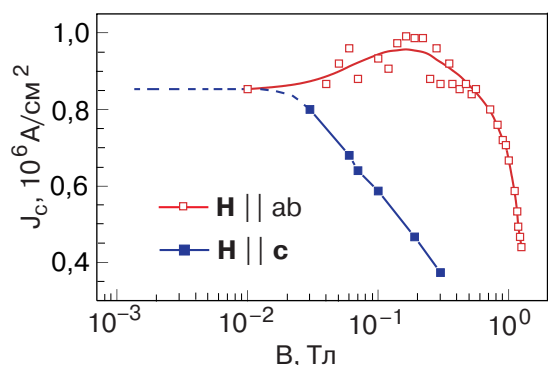


Рис. 10. Зависимости  $J_c(\mathbf{H} \parallel c)$  (темные символы) и  $J_c(\mathbf{H} \parallel ab)$  (белые символы) для пленки K6300 (толщина 300 нм, получена магнетронным распылением) при 77 К, измеренные транспортным четырехзондовым методом.

и не подвергались термоциклированию, при котором происходит некоторая деградация поверхности. Аналогичная зависимость  $J_c(\mathbf{H} \parallel ab)$  для пленки K2 была получена также после серии термоциклов, т.е. отогревов до комнатной температуры (300 К) и затем повторных захлаживания до 77 К для проведения измерений  $J_c(H)$  методом низкочастотной динамической восприимчивости (рис. 9). Как можно видеть, зависимость  $J_c(\mathbf{H} \parallel ab)$  претерпела существенные изменения: протяженность «плато» уменьшилась, а «пик-эффект» (т.е. рост  $J_c$  при увеличении напряженности внешнего приложенного магнитного поля) исчез, в то время как аналогичная зависимость  $J_c(\mathbf{H} \parallel c)$  для поперечной ориентации поля практически не изменилась (рис. 9). Таким образом, это явление может быть истолковано как эффект, связанный с деградацией поверхности пленки при термоциклировании (более подробное обсуждение приведено ниже).

Весьма интересным обстоятельством, которое выяснилось при измерениях плотности критического тока при двух взаимно перпендикулярных ориентациях приложенного внешнего поля, т.е.  $J_c(\mathbf{H} \parallel c)$  и  $J_c(\mathbf{H} \parallel ab)$ , оказалось количественное совпадение этих величин в интервале приложенных полей  $H < H_m^\perp$ . Это неудивительно, так как  $J_c(H \rightarrow 0)$  в любом случае определяется пиннингом одного вихря, параллельного оси  $c$ . Такие вихри всегда существуют в тонкой пленке независимо от методов измерения  $J_c$ , которые применялись в данной работе, вследствие высокого размагничивающего фактора для тонкой пленки [47].

Действительно, при транспортных измерениях вихри входят с края пленки благодаря полю транспортного тока, при индукционных — за счет индуцируемого замкнутого тока, а при измерениях намагниченности — также вследствие индуцируемого тока. А сила пиннинга, действующая на одиночный вихрь, всегда одинакова и равна одночастичному пиннингу вихря, не взаимодействующего с другими вихрями, на ядре дислокации! Таким образом, при использовании любого из этих методов для измерения критического тока  $J_c(\mathbf{H} \parallel c < H_m)$  результат оказывается одним и тем же, соответствующим току депиннинга одиночного запиннированного на дислокации вихря, т.е. такого, который создает элементарную силу Лоренца  $f_L$ , равную  $f_p^{\max}$  и действующую на единицу длины сердцевинки вихря.

Однако максимальная сила пиннинга, действующая на отдельный вихрь со стороны ядра дислокации [55], определяется свойствами конкретной дислокации, а именно эффективным радиусом  $r_0$  несверхпроводящего ядра, расстоянием  $d(\vartheta)$  до соседних дислокаций в стенке, а также углом между

малоугловой субграницей и направлением макроскопического тока (либо перпендикулярной ему силы Лоренца). В модели коллективного депиннинга вихревой решетки с ансамбля КД в малоугловых субграницах для простоты предполагалось, что все дислокации в пленке эквивалентны как центры пиннинга. Такое приближение вполне удовлетворительно при условии  $d(\vartheta) \gg \xi(T)$ , когда каждую дислокацию можно рассматривать как изолированный центр пиннинга, но в реальных пленках с распределением по углам разориентации доменов  $\vartheta$  (в модели  $\vartheta$  полагалось фиксированным) это условие может нарушаться, что приведет к некоторому распределению по одночастичным силам пиннинга (ограниченному сверху значением для изолированной дислокации).

Следует также отметить, что при использовании любого метода измерений определяется макроскопическое значение критического тока, являющееся результатом усреднения одночастичных сил пиннинга по большому числу вихрей и центров закрепления, а для метода переменной магнитной восприимчивости — и по всему объему пленки. При этом, в соответствии с моделью, нормированная на значение в нулевом поле магнитополевая зависимость критического тока определяется, в первую очередь, распределением доменов по размерам и форме, тогда как само значение критического тока на плато  $J_c(\mathbf{H} \parallel c < H_m)$ , также индивидуальное для каждой пленки, определяется распределениями по  $\theta$  и, возможно, по  $r_0$ , которые не учитываются в модели.

Представляется, что деградация поверхности не может существенно уменьшить транспортные свойства пленки, т.е.  $J_c$ , хотя и является достаточной, чтобы повлиять на рельеф поверхности. Это подтверждается результатами сравнительных измерений пленки толщиной 300 нм (рис. 9). На этих рисунках показано, что в то время как  $J_c(\mathbf{H} \parallel c)$  остается неизменной после ряда термоциклов,  $J_c(\mathbf{H} \parallel ab)$ , наоборот, проявляет заметную деградацию, характерная черта которой — исчезновение пик-эффекта. Подобные эксперименты были проведены также на пленке, толщина которой на порядок меньше ( $d \approx 32$  нм) (рис. 11). Получены зависимости  $J_c(\mathbf{H} \parallel c)$  для такой пленки K34–2 сначала непосредственно после осаждения, а потом после серии термоциклов 77 К  $\leftrightarrow$  300 К. В результате  $J_c(0)$  после серии термоциклов по сравнению с исходной величиной упала в 2,6 раза. В предположении, что  $J_c(0)$  однородно по толщине, можно заключить, что сверхпроводящим остался слой толщиной 12 нм, а в слое толщиной 20 нм сверхпроводимость пленки подавлена. Если далее предположить, что более толстая пленка ( $d = 300$  нм) так же теряет сверхпроводимость



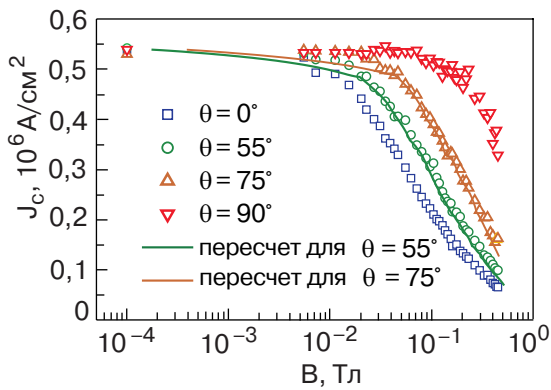


Рис. 11. Зависимости  $J_c(H)$  для пленки КЗ4-2 (толщина 32 нм, получена магнетронным распылением) для различных ориентаций магнитного поля: символы — эксперимент, кривые — расчет.

мость на толщине 20 нм, что составляет 7% от исходной толщины, то уменьшение общего критического тока составит около 7%, если остальную толщину пленки считать не изменившейся.

Как видно из полученных данных, в результате деградации поверхности пленка начинает вести себя в параллельном поле так же, как и в перпендикулярном. Отсюда можно заключить, что в пленке продольные (параллельные поверхности) вихри постепенно преобразуются в перпендикулярные. При достижении критической деградации поверхности в пленке присутствуют только перпендикулярные участки вихрей, которые запинниговались на «прошивающих» дислокациях. Такая картина подтверждается также постепенным исчезновением пик-эффекта. Действительно, как будет ясно из последующего обсуждения (см. разделы 4.3 и 5), когда в пленке существуют параллельные поверхности участки вихрей, для них имеется дополнительный потенциальный барьер (поверхностный барьер типа Бина — Ливингстона), который является причиной повышения критического тока. Если параллельных участков нет — нет и источника дополнительного, электромагнитного, пиннинга. Таким образом, можно заключить, что в продольном приложенном магнитном поле были обнаружены следующие интересные особенности поведения зависимостей  $J_c(\mathbf{H} \parallel ab)$ :

1) величина  $J_c(\mathbf{H} \parallel ab)$  в области малых полей демонстрирует «плато», т.е. участок, где  $J_c(\mathbf{H} \parallel ab) = \text{const}$  оказывается не зависящей от приложенного постоянного поля и в точности равной  $J_c(\mathbf{H} \parallel c)$  при  $H < H_m^\perp$ ;

2) плато  $J_c(\mathbf{H} \parallel ab)$ , т.е. участок, где  $J_c(\mathbf{H} \parallel ab) = \text{const}$ , в параллельном поле получается значительно длиннее, чем плато  $J_c(\mathbf{H} \parallel c)$  ( $H_m^\parallel > H_m^\perp$ ), причем длина этого участка в продольном поле может меняться в довольно широких пределах в зависимости

от состояния поверхности и, по-видимому, точности установки параллельности вектора приложенного поля по отношению к плоскости пленки;

3) повышение  $J_c(\mathbf{H} \parallel ab)$  с ростом приложенного поля (пик-эффект) наблюдается для наиболее структурно-совершенных НМР YBCO-пленок с предельно гладкой поверхностью (шероховатости  $\leq 2$  нм) в полях выше плато и перед последующим падением  $J_c(\mathbf{H} \parallel ab)$ ;

4) пик-эффект исчезает и спадающая часть  $J_c(\mathbf{H} \parallel ab)$  выше  $H_m^\parallel$  сдвигается к зависимости  $J_c(\mathbf{H} \parallel c)$  при термоциклировании, т.е. отогреве до 300 К и охлаждении до 77 К;

5) падение  $J_c(H \parallel ab)$  после плато и пик-эффекта оказывается значительно более крутым, чем в случае  $\mathbf{H} \parallel c$ ;

6) более быстрое падение  $J_c(\mathbf{H} \parallel ab)$  может приводить к пересечению кривых зависимостей  $J_c(H, \theta = 0)$  и  $J_c(H, \theta = 90^\circ)$  при некотором характеристическом поле  $H_{cr}$ .

Возникает вопрос, каковы физические причины перечисленных особенностей поведения? Некоторые обсуждены выше, а другие требуют дополнительного обсуждения (см. разд. 6) и дополнительных экспериментов. Дополнительные результаты, которые позволили лучше разобраться в природе обнаруженных явлений и построить хотя и качественную, но вполне самосогласованную последовательную картину, были получены с помощью измерений зависимостей  $J_c(H)$  в магнитных полях произвольной ориентации.

#### 4.3. Вектор магнитного поля направлен под произвольным углом к оси с монокристаллической YBCO-пленки

Прежде всего следует заметить, что зависимости  $J_c(H)$ , измеренные во внешнем постоянном магнитном поле, приложенном под произвольным углом  $\theta$  к оси с монокристаллической YBCO-пленки, как и можно было ожидать, также демонстрируют плато при  $H < H_m(\theta)$ , причем этот результат не зависит от применяемой измерительной техники. Важно отметить еще несколько интересных особенностей поведения кривых  $J_c(H)$ : 1) длина плато  $H_m(\theta)$  увеличивается от  $H_m^\perp$  до  $H_m^\parallel$  с увеличением  $\theta$  в соответствии с изменением перпендикулярной компоненты поля  $H^\perp = H \cos \theta$ ; 2) в широком диапазоне углов ( $0 < \theta < 60-70^\circ$ ) и полей ( $H_m^\perp < H < H_m^\parallel$ ) кривые  $J_c(H)$  хорошо аппроксимируются логарифмическим законом, подобным выражению (1), если вместо величины приложенного поля подставлять его перпендикулярную компоненту  $H^\perp$  (см. рис. 9); 3) для пленок, полученных методом НМР, т.е. с очень гладкой поверхностью, пик-эффект  $J_c(\mathbf{H} \parallel ab)$

наблюдается в довольно широком интервале углов в окрестности  $\theta = 90^\circ$  в полях, превышающих поле входа продольных вихрей  $H_{c1}(\theta)$ ; 4) в пленках YBCO с деградировавшей поверхностью в результате воздействия термоциклирования, т.е. в тех пленках, где пик-эффект не обнаруживается, зависимость  $J_c(\mathbf{H} \parallel ab)$  может быть использована для описания скейлинга  $J_c(H, \theta)$  при произвольном угле  $\theta$  в интервале полей  $H_m^{\parallel} < H^{\parallel} < H_{ct}$  с помощью эмпирического соотношения (смысл которого станет ясен из дальнейшего изложения):

$$J_c(H, \theta) = \frac{J_c(H^{\perp}, \theta = 0) J_c(H^{\parallel}, \theta = 90^\circ)}{J_c(0)}, \quad (18)$$

где  $H^{\parallel} = H \sin \theta$ , а  $H^{\perp} = H \cos \theta$ .

Таким образом, влияние поперечной и продольной компонент приложенного магнитного поля на величину плотности критического тока оказывается независимым и может быть хорошо описано именно в рамках доминирующего механизма пиннинга вихрей Абрикосова на прошивающих дислокациях. Такой скейлинг, описанный выражением (18), является следствием конечной жесткости вихрей по отношению к изгибным деформациям. Действительно, выше определенного порогового поля  $H_p(\theta)$ , которое зависит от ориентации вектора приложенного поля, вихревые линии отклоняются от своих положений, параллельных дислокационным линиям (ядрам). Концы вихрей изгибаются под действием силы Лоренца, возникающей благодаря мейсснеровским токам, протекающим по поверхности пленки (рис. 12). Эти токи индуцируются именно продольной компонентой магнитного поля.

Независимое влияние поперечной и продольной компонент магнитного поля внутри пленки на поведение  $J_c(H)$  прекрасно подтверждается путем сравнения экспериментально измеренных кривых  $J_c(H)$  для промежуточных углов наклона (т.е.  $\theta \neq 0$  или  $90^\circ$ ) вектора поля на пленках, в которых пик-эффект не проявляется, с такими же кривыми, полученными путем пересчета из  $J_c(H, \theta = 0^\circ)$  и  $J_c(H, \theta = 90^\circ)$  по формуле (18). Выражение (18) хорошо иллюстрируется схемой на рис. 12. Действительно, соотношение вкладов  $J_c(H, \theta = 0^\circ)$  и  $J_c(H, \theta = 90^\circ)$  в величину  $J_c(H, \theta)$  при произвольном угле  $\theta$  будет соответствовать соотношению длин поперечного и продольного участков вихря. Причем вплоть до характерного поля  $H_p$ , при котором сила Лоренца, индуцированная мейсснеровским поверхностным током, становится достаточно большой, чтобы преодолеть жесткость вихря (которая контролируется упругим модулем изгиба  $C_{44}$ ), вихрь остается четко поперечным, т.е. перпендикулярным плоскости пленки, и не имеет продольного участка

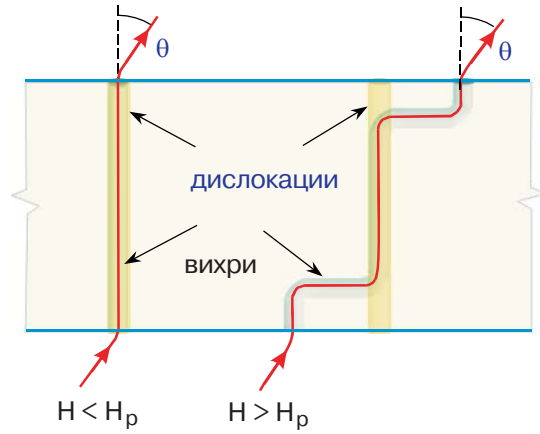


Рис. 12. Изгиб вихрей, частично запиннигованных на краевых дислокациях. Слева: полностью закрепленный вихрь — при  $H < H_p$  параллельное поле не проникает в пленку. Справа: вихрь с частично депиннигованными концами при  $H > H_p$ .

вообще. Это означает, что в полях произвольной ориентации, для которых выполняется условие  $H \leq H_p(\theta)$ , величина  $J_c(H, \theta)$  определяется только перпендикулярной компонентой  $H^{\perp} = H \cos \theta$ , как подчеркнуто выше. При уменьшении толщины пленки  $d < \lambda$  продольный участок вихря не образуется, и  $J_c(H, \theta)$  при произвольном угле  $\theta$  описывается выражением (1), если вместо величины приложенного поля подставить его перпендикулярную компоненту  $H^{\perp} = H \cos \theta$ .

### 5. Угловые зависимости плотности критического тока $J_c(H)$

Вопрос, который остро дискутируется в связи с поиском истинной природы, величины и поведения плотности критического тока в монокристаллических пленках ВТСП купратов типа YBCO, состоит в том, почему разные авторы приводят противоречивые свидетельства о характере угловых зависимостей  $J_c(H, \theta)$  пленок YBCO, измеренных в постоянном приложенном магнитном поле. Действительно, в работах разных авторов представлены существенно отличающиеся результаты о виде  $J_c(H, \theta)$ . Так, в [20, 24, 33, 36, 38, 39, 42, 45–47, 51] обнаружены два максимума на зависимостях  $J_c(\theta)$ : при  $\theta = 0^\circ$  и  $90^\circ$ , в то время как на таких же зависимостях в работах [22, 35] максимума  $J_c(H)$  при  $\theta = 0^\circ$  не обнаружено. На этом основании авторы работ [22, 23, 25] не поддерживают модель пиннинга на несверхпроводящих ядрах краевых «прошивающих» дислокаций, образующихся при эпитаксиальном росте. Как уже упоминалось, такая модель 2D-пиннинга на протяженных коррелированных линейных дефектах была предложена впервые еще в 1991 году [7] и развита

впоследствии в [6,17,19,28,39,40–43,46,47, 52,54]. В работах [22,23–25] взамен предлагается модель пиннинга на случайным образом распределенных включениях несверхпроводящих фаз (например, Y<sub>2</sub>O<sub>3</sub> [22], BaZrO<sub>3</sub> [24] или Y<sub>2</sub>BaCuO<sub>5</sub> [23,25]). Основным доводом в пользу последней модели служит декларируемое отсутствие максимума  $J_c(H, \theta)$  на угловых зависимостях при  $\mathbf{H} \parallel \mathbf{c}$ , т.е. при  $\theta = 0^\circ$ . Формулировка представляется убедительной с первого взгляда: «если доминирует пиннинг на линейных дефектах, параллельных  $c$ -оси пленки, то максимальная плотность критического тока должна наблюдаться именно при такой ориентации магнитного поля». Однако нами показано экспериментально и объяснено в работах [46,47], что такой вывод неправильный. Оказалось, что при измерениях  $J_c(H, \theta)$ , выполненных при 77 К на одной и той же эпитаксиальной пленке YBCO толщиной 300 нм, но при различных значениях приложенного магнитного поля, можно получить кривые  $J_c(\theta)$  без максимумов вообще, с одним максимумом при  $\mathbf{H} \parallel ab$ , с двумя максимумами — при  $\mathbf{H} \parallel ab$  и при  $\mathbf{H} \parallel \mathbf{c}$ , и, наконец, с одним максимумом при  $\mathbf{H} \parallel \mathbf{c}$  (см. рис. 13)! Более того, выяснилось, что различное поведение  $J_c(\theta)$  может быть понято только в нашей модели пиннинга вихрей Абрикосова на нормальных ядрах «прошивающих» краевых дислокаций, принимая во внимание не только величину приложенного поля, но также геометрию пленки YBCO и состояние ее поверхности.

При малых значениях напряженности приложенного магнитного поля, когда  $H < H_m^\perp$ , и, таким образом, при любой ориентации вектора магнитного поля величина  $J_c(H)$  определяется положением «плато». В этом случае  $J_c(H) = J_c(H, \theta) = J_c(0) = \text{const}$  не зависит от ориентации вектора поля и по-

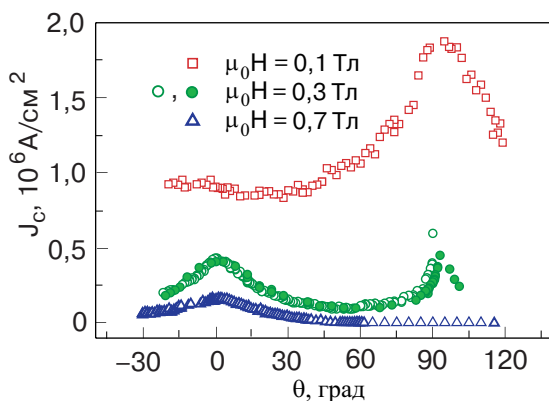


Рис. 13. Угловые зависимости  $J_c(H, \theta)$  для пленки K2 при трех значениях приложенного магнитного поля. Угловой гистерезис при поле 0,3 Тл: темные и светлые символы — соответственно возрастающая и убывающая ветви.  $\theta$  — угол между  $\mathbf{H}$  и осью  $\mathbf{c}$ .

этому никакой угловой зависимости быть не может. Максимумы на зависимости  $J_c(\theta)$  не наблюдаются. В интервале полей  $H_m^\perp < H < H_m^\parallel$  угловая зависимость появляется. Она все еще определяется только поперечной компонентой магнитного поля, так как сохраняется скейлинг только по отношению к  $H^\perp = H \cos \theta$  в соответствии с выражением (18), но с учетом того, что  $H < H_m^\parallel$ , так что  $J_c(H^\parallel, \theta = 90^\circ) = J_c(H = 0)$ . В то же время  $H^\perp$  уменьшается по мере увеличения угла  $\theta$  как  $\cos \theta$  и поэтому величина  $J_c(H = \text{const}, \theta)$  повышается с увеличением угла в соответствии со скейлинговой формулой (18), тогда как зависимость  $J_c(H, \theta = 0^\circ)$  при  $H_m^\perp < H < H_m^\parallel$  является монотонно спадающей (рис. 9 и 10). Если теперь рассчитать зависимость  $J_c(\theta)$  для интервала углов  $H_m^\perp < H < H_m^\parallel$  исходя из  $J_c(H^\perp = H \cos \theta)$ , то получится монотонная кривая с максимумом при  $\mathbf{H} \parallel ab$  и минимумом при  $\mathbf{H} \parallel \mathbf{c}$ . Таким образом, при увеличении угла  $\theta$  (когда приложенное внешнее магнитное поле остается постоянным) магнитное поле или, точнее, магнитная индукция (плотность вихрей) в объеме пленки эффективно уменьшается. Это уменьшение приводит к сдвигу экспериментальных кривых в сторону более высоких полей и, следовательно, к удлинению «плато»  $J_c = \text{const}$  для углов  $\theta > 0$ .

При  $H^\parallel > H_m^\parallel$  быстрое понижение плотности критического тока  $J_c(H, \theta = 90^\circ)$  с повышением магнитного поля в ориентации  $\mathbf{H} \parallel ab$  в соответствии с уравнением (18) ведет к появлению второго максимума при  $\theta = 0^\circ$  в угловой зависимости, который наблюдается для более толстых пленок ( $d \geq \lambda$ ) с не очень гладкой поверхностью, т.е. деградировавшей поверхностью (рис. 9). Максимум плотности критического тока в угловой зависимости при  $\mathbf{H} \parallel \mathbf{c}$  становится более четко выраженным при повышении приложенного магнитного поля. При этом максимум  $J_c(H)$  при ориентации  $\theta = 90^\circ$ , т.е.  $\mathbf{H} \parallel ab$ , становится меньше, но острее. Высота обоих максимумов оказывается одинаковой в том случае, когда кривые  $J_c(\mathbf{H} \parallel ab)$  и  $J_c(\mathbf{H} \parallel \mathbf{c})$  пересекают друг друга (см., например, рис. 9). Для термоциклированной пленки K2 с деградированной поверхностью поле пересечения  $H_{\text{ст}}$  составляет около 0,3 Тл. В приложенном поле 0,7 Тл максимум  $J_c(\theta)$  при  $\mathbf{H} \parallel \mathbf{c}$  все еще вполне наблюдаем, в то время как в окрестности  $\mathbf{H} \parallel ab$   $J_c$  оказывается меньше, чем  $10 \text{ кА/см}^2$ , и не может быть измерена с достаточной точностью методом низкочастотной магнитной восприимчивости.

Интересное явление, не наблюдавшееся ранее, найдено нами при измерениях угловых зависимостей  $J_c(\theta)$  в промежуточном интервале приложенных полей. Данные, характеризующие это явление, которое названо «угловым гистерезисом критиче-

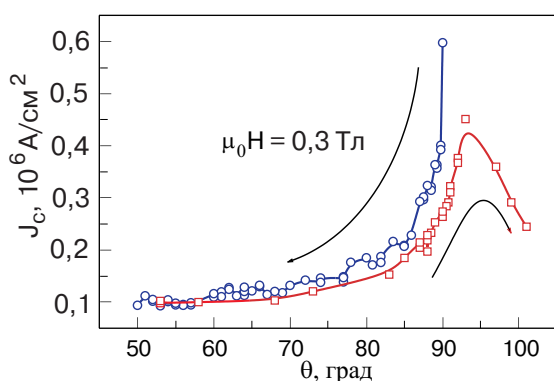


Рис. 14. Угловой гистерезис критического тока при промежуточном значении приложенного магнитного поля для пленки K2.

ского тока», представлены на рис. 13 и 14. После охлаждения в приложенном параллельно YBCO пленке ( $\theta = 90^\circ$ , т.е.  $\mathbf{H} \parallel ab$ ) магнитном поле 0,3 Тл до 77 К  $J_c(\mathbf{H} \parallel ab)$  была измерена методом магнитной восприимчивости. Затем были выполнены измерения  $J_c(\theta)$  при поворотах вектора поля по отношению к положению пленки (без изменения его напряженности) на  $90^\circ$ , т.е. до  $\mathbf{H} \parallel c$ , с возвратом в прежнее положение  $\mathbf{H} \parallel ab$  и проходом до больших углов. Оказалось, что после поворота в поле измеренные величины  $J_c$  в окрестности ориентации  $\mathbf{H} \parallel ab$  становятся заметно меньшими. Предполагается, что явление углового гистерезиса  $J_c$  вблизи  $\mathbf{H} \parallel ab$  также обязано своим происхождением сильному пиннингу вихрей на прошивающих КД.

## 6. Обсуждение результатов

Как уже упоминалось, модель пиннинга вихрей Абрикосова в купратных пленках YBCO на системе КД, образующих малоугловые субграницы доменов, была предложена впервые в работах [7,12,18] еще в 1990–1992 гг. Эта модель получила серьезное электронно-микроскопическое подкрепление в работах [8,9,11,27,30], которые затем были развиты при создании количественной картины в [39,40,43,44,46,47,51–55,58]. Однако развитие деталей дислокационной модели пиннинга не поколебало ее основные характерные черты, сформулированные еще в ранних работах автора [6,7,12,18]. Они состоят в следующем:

1. В пленках ВТСП купратов с перовскитоподобной кристаллической структурой, типичным представителем которых является умеренно-анизотропный купрат  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ , имеющий две купратные плоскости в элементарной ячейке кристалла, показатель анизотропии около 6 и  $T_c = 92$  К, при их эпитаксиальном росте на соответствующей монокристаллической подложке, контролируемом темпера-

турой подложки, поверхностной диффузией осаждаемых компонентов, величиной несовпадения параметров кристаллов подложки и растущей пленки, скоростью подачи компонентов и другими факторами, процесс описывается в рамках представлений поворотной релаксации, которая приводит к образованию статистической наноструктуры доменов, повернутых по отношению друг к другу в азимутальной плоскости на угол порядка  $1^\circ$  или даже меньше и отделенных друг от друга дислокационными субграницами (дислокационными стенками).

2. Дислокационные субграницы представляют собой более или менее упорядоченные ряды КД, параллельных друг другу, линии которых направлены вдоль  $c$ -оси пленки, перпендикулярно купратным плоскостям  $\text{CuO}_2$ , причем средняя плотность КД по площади в пленке достигает  $10^{10}$ – $10^{11}$  линий/см<sup>2</sup> и больше при среднем размере доменов от  $10^3$  до  $5 \cdot 10^4$  нм<sup>2</sup> и расстоянии между дислокационными ядрами в границах от 2 до 20 нм в зависимости от угла разориентировки; причем предполагается, что внутридоменное пространство свободно от прошивающих КД.

3. Дислокационное ядро, в котором атомы сильно смещены от своих положений равновесия, является несверхпроводящим металлом, а возможно, диэлектриком, причем, согласно данным высоко-разрешающей электронной микроскопии [11], диаметр несверхпроводящего ядра составляет около 6–8 межатомных расстояний в плоскости  $ab$ , т.е. около 3 нм, что совпадает с оценками диаметра кора вихря Абрикосова в ВТСП купрате  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ , перпендикулярного купратным плоскостям  $\text{CuO}_2$ ; данное условие обеспечивает возможность достижения максимально возможной элементарной силы пиннинга вихря в купрате.

4. Разориентировка соседних доменов, разделенных дислокационными субграницами, может составлять приблизительно  $0,7$ – $3,5^\circ$ ; при этом ширина сверхпроводящих «окон» между дислокациями от 25–30 нм до 2–3 нм; если разориентировка меньше, чем  $0,7$ – $1^\circ$ , то средняя плотность дислокаций, образующихся при росте пленки, становится недостаточной, чтобы поддержать плотность критического тока  $10^6$  А/см<sup>2</sup> при 77 К; если разориентировка больше, чем  $3$ – $4^\circ$ , то ширина сверхпроводящих «окон» между несверхпроводящими ядрами оказывается недостаточной для протекания сверхтока средней плотности  $10^6$  А/см<sup>2</sup> при 77 К через случайную перколяционную систему малоугловых субграниц в пленке.

Однако в течение достаточно длительного времени данная модель не была общепринятой, по-видимому, по двум причинам. Во-первых, она оставалась

качественной и не могла претендовать на количественные расчеты или оценки. Во-вторых, противоречивые данные о характере угловых зависимостей  $J_c(H, \theta)$  и, в первую очередь, отсутствие максимума  $J_c(\theta)$  при  $\theta = 0^\circ$ , т.е.  $\mathbf{H} \parallel \mathbf{c}$ , найденное в некоторых работах (в том числе и в работах автора) [22,35], заставляло усомниться в правомерности предложенной модели. Теперь это возражение полностью снято, так как удалось самосогласованно найти объяснение всех особенностей поведения как магнитопольных, так и угловых зависимостей плотности критического тока. В наших недавних работах [46,47] четко показано, что максимум  $J_c(\theta)$  при  $\theta = 0^\circ$ , т.е.  $\mathbf{H} \parallel \mathbf{c}$ , не наблюдается только в интервале небольших значений приложенных магнитных полей (рис. 13, 15). Этот экспериментальный факт, как оказалось, не только не противоречит дислокационной модели, но и дополнительно подтверждает ее, полностью соответствуя описанию пиннинга вихрей для любого направления и величины приложенного магнитного поля. В этой связи следует заметить, что величина  $J_c(H \rightarrow 0)$  на «плато» определяется элементарной силой пиннинга одиночного вихря, параллельного оси  $c$ . Такие вихри всегда существуют в пленке благодаря большому размагничивающему фактору. Важно понимать, что механизмы снижения  $J_c(H)$  в магнитных полях, более высоких, чем край «плато», существенно отличаются для случаев  $J_c(\mathbf{H} \parallel \mathbf{c})$  и  $J_c(\mathbf{H} \parallel ab)$ , т.е.  $\theta = 0^\circ$  и  $90^\circ$ . Величина  $H_m^\perp$  для  $\theta = 0^\circ$  определяется функцией аккомодации решетки вихрей Абрикосова на ансамбле КД и оказывается тем меньше, чем структурно совершеннее пленка, характеризующаяся большими монокристаллическими доменами. Для  $\theta = 90^\circ$   $H_m^\parallel \approx H_p(0)$  определяется поверхностными мейснеровскими токами, индуцированными параллельным полем. Они создают силу Лоренца, которая отрывает и отгибает концы всех вихрей, запиннигованных на дислокационных ядрах (см. рис. 12), уменьшая тем самым суммарную силу пиннинга. Поле, при котором мейснеровский ток на поверхности пленки оказывается равным критическому току в нулевом поле (а следовательно, на «плато»), будет равно [46]

$$H_m^\parallel = \frac{4\pi\lambda}{c \operatorname{th}(d/2\lambda)} J_c(0) \approx \frac{8\pi\lambda^2}{cd} J_c(0). \quad (19)$$

Зависимость  $J_c(H)$  в наклонном магнитном поле, когда продольная компонента  $H^\parallel > H_m^\parallel$ , определяется исключительно поперечной компонентой вектора магнитной индукции в пленке  $H^\perp$ , которая перпендикулярна поверхности пленки. Эту зависимость можно записать в виде  $J_c(H^\perp = H \cos \theta)$ . Таким образом, в области малых полей при  $H_m^\perp < H < H_m^\parallel$  пиннинг вихрей на КД, параллель-

ных оси  $c$ , приводит к парадоксальному, на первый взгляд, результату: в угловых зависимостях должен наблюдаться (и наблюдается в эксперименте!) единственный максимум  $J_c(\theta)$  при  $\mathbf{H} \parallel ab$ , т.е. при  $\theta = 90^\circ$ , и минимум при  $\mathbf{H} \parallel \mathbf{c}$ , т.е. при  $\theta = 0^\circ$ .

Для тонких пленок ( $d \leq \lambda$ ) существует интервал приложенных полей  $H_m^\parallel < H < H_{c1}^\parallel$ , в котором обе компоненты поля подавляют критический ток независимо (см. уравнения (18) и рис. 9, 11, 12), причем их влияние может быть объяснено соответственно с помощью 1) функции аккомодации для перпендикулярных вихрей и 2) уменьшения запиннигованной длины вихря за счет воздействия мейснеровских токов. Здесь  $H_{c1}^\parallel$  — поле вхождения вихря в пленку с учетом анизотропии (17). В более толстых пленках ( $d \geq \lambda$ ) характеристические поля  $H_m^\perp$ ,  $H_m^\parallel$  и  $H_{c1}^\parallel$  могут быть величинами одного порядка. Для этого случая упрощенный подход двух независимых механизмов депиннинга, которые обусловлены либо перпендикулярной ( $H_m^\perp$ ), либо параллельной ( $H_m^\parallel$ ) компонентой приложенного магнитного поля, следует применять с осторожностью.

Что касается пик-эффекта, т.е. увеличения критического тока в свежесажденных пленках YBCO купрата толщиной около  $\lambda$  при повышении напряженности приложенного магнитного поля в ориентации  $\mathbf{H} \parallel ab$  (рис. 13 и 14), то он может быть интерпретирован как проявление взаимного влияния электромагнитного пиннинга на поверхностном барьере Бина—Ливингстона и пиннинга на «прошивающих» краевых дислокациях. В окрестности  $H_{c1}^\parallel$  плотность критического тока за счет только электромагнитного механизма, согласно [62], равна

$$J_c(H) = \frac{cdH}{4\pi^2\lambda^2} \left\{ \arccos \left( \frac{H_m}{H} \right)^{\frac{1}{2}} - \left[ \frac{H_m}{H} \left( 1 - \frac{H_m}{H} \right) \right]^{\frac{1}{2}} \right\}, \quad (20)$$

где  $H_m = \pi\phi_0 / (4d^2)$  — поле, при котором вихрь Абрикосова, преодолев поверхностный барьер, оказывается внутри пленки в метастабильном состоянии. Плотность критического тока, обусловленная электромагнитным поверхностным пиннингом, возрастает с ростом поля до тех пор, пока второй вихревой ряд не начнет формироваться в пленке. После окончания формирования первого ряда  $J_c(H)$  начинает падать как  $H^{-1/2}$ . Эффективность барьера Бина—Ливингстона, как известно, сильно зависит от состояния поверхности, он проявляется лишь на очень гладкой поверхности. Поскольку поверхность свежесажденных методом НМР пленок YBCO, как правило, очень гладкая (в соответствии с данными AFM глубина неровностей не превышает

2 нм), вклад электромагнитного пиннинга достаточно велик, и зависимости  $J_c(H)$  обнаруживают пик при ориентации поля  $\mathbf{H} \parallel ab$  (см. рис. 9 и 10). Подавление пик-эффекта после термоциклирования (рис. 9) естественно объяснить деградацией поверхности.

Характеристические поля, соответствующие окончанию «плато» в зависимостях  $J_c(\mathbf{H} \parallel \mathbf{c})$  и  $J_c(\mathbf{H} \parallel ab)$ , т.е.  $H_m^\perp$  и  $H_m^\parallel$ , как отмечалось выше, существенно сближаются в результате термоциклирования осажденной методом НМР YBCO-пленки толщиной 300 нм. Кривая  $J_c(\mathbf{H} \parallel ab)$  в спадающей части становится все более крутой, и в конце концов обе зависимости  $J_c(\mathbf{H} \parallel \mathbf{c})$  и  $J_c(\mathbf{H} \parallel ab)$  для данной пленки пересекаются при  $H_{cr} = 0,34$  Тл при 77 К. Для свежесаженной пленки пересечение кривых не наблюдалось.

Состоятельность модели пиннинга на дислокациях подтверждается рис. 15, на котором показана картина эволюции угловых зависимостей для одной и той же пленки толщиной около 300 нм в приложенных постоянных магнитных полях различной напряженности. В показанной на рис. 15 последовательности часть кривых получена из измерений  $J_c(\theta, H = \text{const})$  при непосредственном изменении ориентации этой пленки по отношению к вектору поля, другие данные пересчитаны с использованием кривых  $J_c(H)$ , измеренных для этой же пленки при различных фиксированных углах  $\theta$ , и интерполированы. В небольших полях  $H < H_m^\parallel$  наблюдается только один максимум на угловой зависимости  $J_c(\theta)$  в параллельном поле, т.е. при  $\mathbf{H} \parallel ab$ . Повышение поля выше  $H_m^\parallel$  (для данной пленки — 0,3 Тл) приводит к появлению еще одного максимума  $J_c(\theta)$

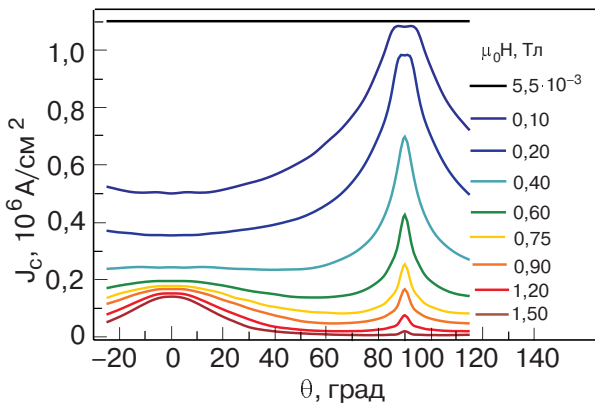


Рис. 15. Рассчитанная эволюция угловых зависимостей с увеличением приложенного магнитного поля от  $5,5 \cdot 10^{-3}$  до 1,5 Тл. Часть кривых получена из измерений  $J_c(\theta, H = \text{const})$  при непосредственном изменении ориентации этой пленки по отношению к вектору поля, другие данные пересчитаны с использованием кривых  $J_c(H)$ , измеренных для той же пленки при различных фиксированных углах  $\theta$ , и интерполированы.

при  $\mathbf{H} \parallel \mathbf{c}$ . Дальнейшее повышение напряженности поля вызывает уменьшение абсолютной высоты максимума  $J_c(\theta)$  в параллельном поле, т.е. при  $\mathbf{H} \parallel ab$ , и его обострение. Интересно отметить, что этот максимум демонстрирует гистерезисное поведение. Поэтому изменение высоты и ширины пика  $J_c(\theta)$  зависит от магнитно-угловой предыстории. Когда магнитное поле увеличивается, становясь значительно выше  $H_{cr}$ , максимум  $J_c(\theta)$  при  $\mathbf{H} \parallel ab$  исчезает. Таким образом, показано, что пересечение полевых зависимостей  $J_c(\mathbf{H} \parallel \mathbf{c})$  и  $J_c(\mathbf{H} \parallel ab)$ , а также исчезновение пик-эффекта имеют одно и то же происхождение: усиление шероховатости поверхности пленки, которое подавляет поверхностный барьер для входа и выхода продольных вихрей и тем самым облегчает вхождение поперечных вихрей.

Гистерезисное поведение  $J_c(\theta = 90^\circ)$  в приложенном поле  $H \approx H_{cr}$  может быть объяснено уменьшением доли параллельных вихрей после поворота вектора поля к перпендикулярной ориентации и обратно. Поверхностный барьер препятствует входу продольных вихрей, которые ответственны за механизм электромагнитного пиннинга, но они получают возможность легкого вхождения во время поворота вектора поля.

### 7. Заключение и выводы

Явления при протекании сверхтока в эпитаксиально выращенных *c*-ориентированных тонких пленках ВТСП купрата  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  с высокой плотностью критического тока  $J_c(77 \text{ К}) \geq 2 \cdot 10^6 \text{ А/см}^2$  систематически исследованы с помощью четырехзондовых транспортных измерений, низкочастотной магнитной восприимчивости и СКВИД-магнитометрии. Самосогласованная модель механизмов пиннинга вихрей Абрикосова и ограничения сверхтока разработана и обсуждена путем сравнения ее предсказаний с результатами измерений критического тока и его зависимостей от приложенного магнитного поля различной величины и ориентации. Показано, что малоугловые субграницы слегка азимутально разориентированных доменов, образовавшиеся в процессе роста пленки, играют ключевую роль в тех явлениях, которые обнаружены при транспорте сверхтока. Малоугловые ( $0,7-1,5^\circ$ ) субграницы наклона представляют собой более или менее эквидистантные упорядоченные ряды краевых дислокаций, которые имеют несверхпроводящие ядра диаметром около 3–4 нм и линии которых параллельны друг другу и перпендикулярны плоскости пленки. Средняя плотность таких дислокаций по площади пленки зависит от размеров доменов и реальной статистики случайной системы доменных субграниц и может достигать  $10^{11} \text{ см}^{-2}$ .

Поскольку диаметр «нормального» ядра дислокации близок к диаметру нормального кора вихря Абрикосова, элементарная сила пиннинга вихря на ядре дислокации оказывается близкой к максимальной возможной. Что касается плотности силы пиннинга, то она зависит еще от так называемой функции аккомодации, т.е. фактора, определяющего, сколько вихрей при данной статистике доменных субграниц окажутся сидящими в дислокационных пиннинговых потенциальных ямах при данной величине индукции в пленке. Ширина сверхпроводящих «окон» между несверхпроводящими дислокационными ядрами определяет «прозрачность» субграницы для протекания сверхтока. Можно предполагать, что если разориентировка субграниц превышает критическую, то нормальные дислокационные ядра могут существенно уменьшить эффективное сечение каналов протекания сверхтока, и тогда переход в резистивное состояние будет контролироваться не депиннингом вихрей Абрикосова, а появлением центров проскальзывания фазы, однако обнаружение такого механизма требует постановки специальных экспериментов.

Основные характерные черты модели пиннинга на дислокационных субграницах:

1. Достижение самых высоких плотностей критического тока  $J_c(77\text{ К}) > 2 \cdot 10^6$  А/см<sup>2</sup> и  $J_c(20\text{ К}) > 10^7$  А/см<sup>2</sup> в *эпитаксиально-выращенных* пленках и структурах, поскольку только гетероэпитаксиальное зарождение и рост пленки на подложке с несоответствием (mismatch) кристаллической решетки приводит к возникновению доменной субструктуры с малоугловыми дислокационными границами наклона.

2. Существование «плато» в зависимости плотности критического тока от приложенного постоянного магнитного поля, т.е.  $J_c(H) = \text{const}$  при  $H < H_m^\perp$ , причем длина плато  $H_m^\perp$  при перпендикулярной ориентации вектора поля достигает 0,05 Тл при 5 К и 0,01 Тл при 77 К.

3. Логарифмическое падение  $J_c(H)$  при  $H > H_m^\perp$  в соответствии с выражением (1)  $J_c(\mathbf{H} \parallel \mathbf{c}) / J_c(0) = \alpha \log(H^* / \mathbf{H} \parallel \mathbf{c})$ , которое объясняется переходом от режима одночастичного пиннинга/депиннинга по принципу один вихрь — одна дислокация к режиму коллективного пиннинга вихревой решетки на статистическом ансамбле случайно распределенных дислокационных субграниц.

4. Закон изменения  $J_c(H)$  при  $H > H_m^\perp$  хорошо аппроксимируется с помощью представлений о статистическом распределении размеров доменов по размерам с учетом их взаимной разориентировки и с использованием предположений, что это нормализованное Г-распределение прямоугольных доменов.

При этом также предполагается, что равновесие системы вихрей, образующих треугольную решетку и взаимодействующих с ансамблем дислокаций в виде случайной сетки малоугловых субграниц, достигается при определенной деформации вихревой решетки, которая описывается функцией аккомодации.

5. Функция аккомодации, с одной стороны, зависит от свойств вихревой решетки, т.е. ее периода  $a_0 \propto H^{-1/2}$  и модуля сдвига  $C_{66}$ , а с другой — от характеристик наноструктурной сетки доменных субграниц, так как запиннингованными становятся только те вихри, которые находятся настолько близко от некоего ядра дислокации, что проигрыш (увеличение) в свободной энергии за счет деформации вихревой решетки может быть скомпенсирован ее выигрышем (понижением) с помощью пиннинга упомянутой части вихрей на ядрах тех дислокаций, которые оказались на расстояниях меньше критического ( $\delta_c$ ).

6. Отсутствие максимума в угловых зависимостях критического тока  $J_c(\theta)$  при  $\mathbf{H} \parallel \mathbf{c}$  для противников модели пиннинга на перпендикулярных купратной пленке дислокациях служит неопровержимым (с их точки зрения [22]) доводом «*contra*». На самом деле этот эффект, наоборот, является неопровержимым доводом «*pro*», подтверждающим модель пиннинга на несверхпроводящих ядрах «прошивающих» дислокаций и прозрачности дислокационных субграниц. Оказалось, что он может быть объяснен самосогласованно, если принять во внимание, что только перпендикулярная компонента магнитного поля может входить в пленку при  $H < H_p$ , даже в наклонных полях.

7. Характеристическое пороговое поле  $H_p$  определяет предел, до которого в тонкой пленке вихри остаются прямолинейными и перпендикулярными даже в сильно наклонном приложенном поле. При превышении  $H_p$  концы вихрей в пленке начинают изгибаться под действием силы Лоренца, возникающей благодаря поверхностным мейсснеровским токам. Это означает, что продольная компонента магнитной индукции появляется внутри пленки при  $H > H_p$ , и, следовательно, вихри в пленке оказываются состоящими из двух частей: поперечной и продольной. Зависимость  $J_c(H = \text{const}, \theta)$  по этой причине начинает демонстрировать максимум  $J_c(\theta)$  при  $\mathbf{H} \parallel \mathbf{c}$  только начиная с порогового поля, т.е. при  $H > H_p$ .

8. Пик-эффект, т.е. повышение плотности критического тока  $J_c(\mathbf{H} \parallel ab)$  с ростом напряженности приложенного продольного поля, впервые наблюдался в полях  $H > H_m^\parallel$ , т.е. непосредственно после окончания «плато»  $J_c(H) = \text{const}$  при  $H < H_m^\parallel$ .

Предполагается, что происхождение пик-эффекта связано с поверхностным барьером (барьер Бина—Ливингстона), который дополнительно пиннирует продольные вихри, которые пытаются покинуть пленку под действием силы Лоренца, направленной перпендикулярно поверхности пленки.

9. Уменьшение и исчезновение пик-эффекта для пленок с недостаточно совершенной гладкой поверхностью, которая образовалась либо при скоростном (неравновесном) осаждении, например, с помощью импульсной лазерной абляции, либо в результате некоторой деградациии при термоциклировании  $300 \leftrightarrow 77$  К, связано с существенным снижением поверхностного барьера и облегчением входа и выхода вихрей через поверхность.

10. Еще одним следствием существования поверхностного барьера, обнаруженным впервые в пленках купратов, является «угловой гистерезис» при измерении величины плотности критического тока в ориентации вектора приложенного поля, близкой к продольной, т.е.  $J_c(\mathbf{H} \parallel ab)$ . Эта величина оказалась зависящей от способа достижения соответствующего состояния, т.е. от магнитной предыстории.

11. Появление одного единственного или обоих пиков на кривой зависимости  $J_c(\theta)$  при ориентациях приложенного поля  $\mathbf{H} \parallel ab$  или  $\mathbf{H} \parallel c$  оказалось зависящим не только от наноструктуры пленки, но также в значительной степени от величины напряженности приложенного магнитного поля, толщины пленки и состояния ее поверхности.

### Благодарности

Самую глубокую благодарность приношу моему учителю — выдающемуся ученому и энтузиасту Борису Георгиевичу Лазареву, который не только открыл для меня совершенно удивительный мир физики низких температур и сверхпроводимости, но и дал мне возможность сделать в его знаменитой Криогенной лаборатории УФТИ первые шаги в этой замечательной и неисчерпаемой науке.

Считаю своим долгом высказать благодарность моим сотрудникам и коллегам, которые внесли неоценимый вклад в выполнение этой работы: проведение экспериментальных исследований, обсуждение и интерпретацию результатов, а также построение соответствующих моделей. Наиболее значительные вклады принадлежат В.Л. Свечникову и Х.В. Зандбергену, которые сделали возможным исследование реальной наноструктуры пленок YBCO-купрата, В.С. Флису, И.И. Пешко и В.А. Комашко, разработавшим методики осаждения эпитаксиальных купратных пленок и изготовившим сотни структурно-совершенных эпитаксиальных пленок YBCO-купрата, Э.А. Пашицкому, А.Л. Касаткину, С.М. Ряб-

ченко, А.В. Семенову и К.Г. Третьяченко, которые разработали теоретическую модель пиннинга вихрей Абрикосова на дислокационных ядрах и малоугловых субграницах, а также транспорта сверхтока через сетку таких границ, Ю.В. Федотову, Ю.В. Черпаку, А.В. Пану, С.А. Позигуну, А.В. Пронину, А.Ю. Галкину и Г.С. Могильному, которые разработали и осуществили уникальные методики измерений и выполнили огромный комплекс электромагнитных, транспортных и структурных исследований.

Автор также благодарит Национальную Академию наук Украины и Научно-Технологический Центр в Украине (STCU) за поддержку этой работы в рамках научно-исследовательской темы 037 Института металлофизики им. Г.В. Курдюмова НАН Украины и проекта 3022 STCU.

1. Б.Г. Лазарев, В.К. Хоренко, Л.А. Корниенко и др., *ЖЭТФ* **45**, 2068 (1963).
2. Б.Г. Лазарев, Л.С. Лазарева, В.А. Полтавец, *Вопросы атомной науки и техники. Серия: Фундаментальная и прикладная сверхпроводимость*, вып. 1, 3 (1977).
3. С.С. Tsuei and J.R. Kirtley, *Rev. Mod. Phys.* **22**, 969 (2000).
4. D. Dimos, P. Chaudhari, and J. Mannhart, *Phys. Rev.* **B41**, 4038 (1990).
5. V.F. Solovjov, V.M. Pan, and H.C. Freyhardt, *Phys. Rev.* **B50**, 13724 (1994).
6. V.M. Pan, *NATO Science Series, Series E., Appl. Sci.*, vol. 356, R. Kossovsky, S. Bose, V. Pan, and Z. Durusoy (eds.), Kluwer Academic Publish., Dordrecht (1999), p. 1–55.
7. V.M. Pan, A.L. Kasatkin, M.A. Kuznetsov, V.S. Flis et al., in: *Superconductivity and its Applications*, Y.H. Kao, A.E. Kaloyeros, and H.S. Kwok (eds.), *AIP Conference Proceedings* **251**, 603 (1992).
8. S.K. Streiffer, B.M. Lairson, C.B. Eom, B.M. Clemens, and J.C. Bravman, *Phys. Rev.* **B43**, 13007 (1991).
9. S.J. Pennycook, M.F. Chisholm, D.E. Jansson, et al., *Physica* **C202**, 1 (1992).
10. V. Hardy, J. Provost, D. Groult, et al., *J. Alloys & Compounds* **195**, 395 (1993).
11. Y. Gao, K.L. Merkle, G. Bai, H.L.M. Chang, and D.J. Lam, *Physica* **C174**, 1 (1991).
12. V.M. Pan, in: «*Studies of High Temperature Superconductors*», A. Narlikar (ed.), vol. 5, Nova Science Publishers, New York (1990), p. 319.
13. U. Schoop, M.W. Rupich, C. Thieme, D.T. Verebelyi et al., *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **15**, No. 2, 2611 (2005).
14. P. Chaudhari, R.H. Koch, R.B. Laibowitz, T.R. McGuire, and R.J. Gambino, *Phys. Rev. Lett.* **58**, 2684 (1987).
15. 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).



16. V.M. Pan, S.V. Gaponov, G.G. Kaminsky, D.V. Kuzin, et al., *Cryogenics* **29**, 392 (1989).
17. V.M. Pan, V.A. Komashko, A.Yu. Galkin, A.L. Kasatkin, et al., *The Ninth Intern. Workshop on Critical Currents, July 7–10, 1999*, University of Wisconsin-Madison, CW-P33 (1999), p. 72.
18. V.M. Pan, A.L. Kasatkin, V.L. Svetchnikov, and H.W. Zandbergen, *Cryogenics* **33**, 21 (1993).
19. B. Dam, J.M. Huijbregtse, F.C. Klaassen, R.C.F. van der Geest, G. Doornbos, J.H. Rector, A.M. Testa, S. Freisem, J.C. Martinez, B. Stäuble-Pümpin, and R. Griessen, *Nature* **399**, 439 (1999).
20. B. Roas, L. Schultz, and G. Saemann-Ischenko, *Phys. Rev. Lett.* **64**, 479 (1990).
21. Ch. Jooss, R. Warthmann, and H. Kronmüller, *Phys. Rev.* **B61**, 12433 (2000).
22. C.J. van der Beek, M. Konczykowski, A. Abal'oshev, I. Abal'osheva, P. Gierlowski, S.J. Lewandowski, M.V. Indenbom, and S. Barbanera, *Phys. Rev.* **B66**, 024523 (2002).
23. T.J. Haughan, P.N. Barnes, R. Wheeler, F. Meisenkothen, and M.D. Sumption, *Nature* **430**, 867 (2004).
24. J.L. MacManus-Driscoll, S.R. Foltyn, Q.X. Jia, H. Wang, A. Serquis, L. Civale, B. Maiorov, M.T. Hawley, V.P. Maley, and D.E. Peterson, *Nature Materials* **3**, 439 (2004).
25. P.N. Barnes, T.J. Haughan, M.D. Sumption, and B.C. Harrison, *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **15**, No. 2, 3766 (2005).
26. A.I. Kosse, Yu.E. Kuzovlev, G.C. Levchenko, Yu.V. Medvedev, A.Yu. Prokhorov, V.A. Khokhlov, and P.N. Mikheenko, *Письма ЖЭТФ* **78**, 379 (2003).
27. V.M. Pan, V.L. Svetchnikov, A.L. Kasatkin, and V.S. Flis, *Advances in Cryogenic Engineering Materials* **40**, Plenum Press, New York (1994), p. 401.
28. V. Svetchnikov, V. Pan, Ch. Traeholt, H. Zandbergen, *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **7**, 1396 (1997).
29. В.Л. Свечников, Х.В. Зандберген, В.М. Пан, *Металлофизика и новейшие технологии* **26**, 725 (2004).
30. В.Л. Свечников, В.М. Пан, *Металлофизика и новейшие технологии* **27**, 499 (2005).
31. B. Holzapfel, G. Kreiselmeyer, M. Kraus, S. Bouffard, S. Klaumuenzer, L. Schultz, and G. Saemann-Ischenko, *Phys. Rev.* **B48**, 600 (1993).
32. V.M. Pan, V.F. Solovjov, V.L. Svetchnikov, and H.C. Freyhardt, *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **5**, 1892 (1995).
33. L. Civale, B. Maiorov, A. Serquis, J.O. Willis, J.Y. Coulter, H. Wang, Q.X. Jia, P.N. Arendt, J.L. MacManus-Driscoll, M.P. Maley, and S.R. Foltyn, *Appl. Phys. Lett.* **84**, 2121 (2004).
34. G. Blatter, M.V. Feigel'man, V.B. Geshkenbein, A.I. Larkin, and V.M. Vinokur, *Rev. Mod. Phys.* **66**, 1125 (1994).
35. Ю.В. Федотов, Э.А. Пашицкий, С.М. Рябченко, В.А. Комашко, В.М. Пан, В.С. Флис, Ю.В. Черпак, *ФНТ* **29**, 842 (2003).
36. H. Safar, Y.Y. Coulter, M.P. Maley, S. Foltyn, P. Arendt, X.D. Wu, and J.O. Willis, *Phys. Rev.* **B52**, R9875 (1995).
37. V.M. Pan, A.L. Kasatkin, V.L. Svetchnikov, V.A. Komashko, A.G. Popov, A.Yu. Galkin, H.C. Freyhardt, and H.W. Zandbergen, *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **9**, No. 2, 1535 (1999).
38. V.M. Pan, A.L. Kasatkin, V.S. Flis, V.A. Komashko, V.L. Svetchnikov, A.V. Pronin, C.L. Snead, M. Suenaga, and H.W. Zandbergen, *J. Low Temp. Phys.* **117**, 1537 (1999).
39. 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).
40. В.М. Пан, *Успехи физики металлов* **1**, 49 (2000).
41. 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. Superconductivity: Novel Incorporating Magnetism* **14**, No. 1, 105 (2001).
42. V.M. Pan, V.S. Flis, V.A. Komashko, O.P. Karasevska, V.L. Svetchnikov, M. Lorenz, A.N. Ivanyuta, G.A. Melkov, E.A. Pashitskii, and H.W. Zandbergen, *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **11**, No. 1, 3960 (2001).
43. В.М. Пан, А.В. Пан, *ФНТ* **27**, 991 (2001).
44. V.M. Pan, Yu.V. Fedotov, S. Ryabchenko, E.A. Pashitskii, A.V. Semenov, V.I. Vakaryuk, V.S. Flis, and Yu.V. Cherpak, *Physica* **C388–389**, 431 (2003).
45. B. Maiorov, B.J. Gibbons, S. Kreiselt, V. Matias, Q.X. Jia, T.G. Holesinger, and L. Civale, *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **15**, 2582 (2005).
46. Yu.V. Cherpak, V.A. Komashko, S.A. Pozigun, A.V. Semenov, C.G. Tretiatchenko, E.A. Pashitskii, and V.M. Pan, *IEEE Trans. Applied Supercond.* **15**, No. 2, 2783 (2005).
47. V. Pan, Y. Cherpak, V. Komashko, S. Pozigun, C. Tretiatchenko, A. Semenov, E. Pashitskii, and A. Pan, *Phys. Rev.* **B73**, 0545086 (2006).
48. V.M. Pan, G.G. Kaminsky, A.L. Kasatkin, M.A. Kuznetsov, et al., *Supercond. Sci. and Technol.* **5**, 48 (1992).
49. V.M. Pan, *J. Alloys & Compounds* **195**, 387 (1993).
50. V.M. Pan, A.L. Kasatkin, V.S. Flis, V.A. Komashko, V.L. Svetchnikov, A.G. Popov, A.V. Pronin, O.P. Karasevskaya, C.L. Snead, M. Suenaga, and H.W. Zandbergen, *Int. Phys. Conf. Ser. №167*, IOP Publishing Ltd (2000), p. 699.
51. Yu.V. Fedotov, S.M. Ryabchenko, E.A. Pashitskii, A.V. Semenov, V.I. Vakaryuk, V.S. Flis, and V.M. Pan, *Physica* **C372–376**, 1091 (2002).
52. Ю.В. Федотов, С.М. Рябченко, Э.А. Пашицкий, А.В. Семенов, В.И. Вакарюк, В.М. Пан, В.С. Флис, *ФНТ* **28**, 245 (2002).
53. V. Pan, C. Tretiatchenko, V. Komashko, Yu. Cherpak, E. Pashitskii, A. Semenov, S. Ryabchenko, A. Pan, S. Dou, V. Svetchnikov, and H. Zandbergen, *Proc. 6th European Conf. on Appl. Supercond. (EUCAS 2003)*, IOP Publ., Conf. Ser. No. 181 (2003), p. 245.

54. V.M. Pan, E.A. Pashitskii, S.M. Ryabchenko V.A. Komashko, A.V. Pan, S.X. Dou, A.L. Kasatkin, A.V. Semenov, C. Tretiatchenko, and Y.V. Fedotov, *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **13**, No. 2, 3714 (2003).
55. Э.А. Пашицкий, В.И. Вакарюк, *ФНТ* **28**, 16 (2002).
56. G. Ghigo, D. Botta, A. Chiodoni, R. Gerbaldo, L. Gozzelino, B. Minetti, C. Camerlingo, and C. Gianini, *Proceedings of the 10th International Workshop on Critical Currents IWCC 2001, June 4–7, 2001*, C. Jooss (ed.), Gottingen, Germany (2001), p. 100.
57. E. Mezzetti, R. Gerbaldo, G. Ghigo et al., *Phys. Rev.* **B60**, 7623 (1999).
58. Yu.V. Fedotov, E.A. Pashitskii, S.M. Ryabchenko, A.V. Semenov, A.V. Pan, S.X. Dou, C.G. Tretiatchenko, V.A. Komashko, Yu.V. Cherpak, and V.M. Pan, *Physica* **C401**, 316 (2004).
59. I.I. Peshko, V.S. Flis, and V.I. Matsui, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **34**, 732 (2001).
60. J.R. Clem and A. Sanchez, *Phys. Rev.* **B50**, 9355 (1994).
61. M. Wurlitzer, M. Lorenz, K. Zimmer, and P. Esquinazi, *Phys. Rev.* **B55**, 11816 (1995).
62. G. Stejic, A. Gurevich, E. Kadyrov, D. Christen, R. Joynt, and D.C. Larbalestier, *Phys. Rev.* **B49**, 1274 (1994).

Supercurrent density above  $10^6$  A/cm<sup>2</sup> at 77 K in  
a single-crystal films conductor of HTS  
YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7- $\delta$</sub>  cuprate — dream or reality?

V.M. Pan

The supercurrent transport phenomena in epitaxial *c*-axis-oriented thin films of HTS cuprate YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7- $\delta$</sub>  (YBCO) with high  $J_c(77\text{ K}) \geq 2 \cdot 10^6$  A/cm<sup>2</sup> are studied by the four-probe transport current technique, low-frequency ac magnetic susceptibility and SQUID magnetometry. The films under study are deposited onto *r*-cut sapphire substrates buffered with a CeO<sub>2</sub> layer or LaAlO<sub>3</sub> (100) by the off-axis dc magnetron sputtering or by the pulse-laser ablation. A consistent model of vortex pinning and supercurrent limitation is developed. Its predictions are compared with the experimental data on transport current and magnetic field dependences, as well as the data on nanostructure obtained by high-resolution transmission electron microscopy and electron back scattering diffraction. Low angle subboundaries (LABs) between slightly in-plane misaligned domains, formed in the process of film growth are shown to play a key role in

the phenomena detected at the supercurrent flow. Tilt LABs can be presented as equidistant ordered rows of edge dislocations with nonsuperconducting cores of about 3–4 nm in diameter. The dislocation lines are parallel to each others and perpendicular to the film plane. A mean area density of dislocations depends on statistical parameters of the random domain boundaries network and may reach  $10^{11}$  cm<sup>-2</sup>. As the diameter of «normal» dislocation core is close to the diameter of Abrikosov vortex core the elementary pinning force appears to go up to its maximum value. Our model takes into account both the transparency of LABs for supercurrent as well as the pinning of vortex lattice on the network of LABs and allows to extract the main statistical parameters of the film nanostructure such as domain size distribution and mean misorientation angle from the  $J_c(H)$  curves measured at magnetic fields,  $H$ , parallel to the  $c$  axis. The model provides a possibility to comprehend all the experimental results: 1) the achievement of the highest  $J_c(77\text{ K}) \geq 2 \cdot 10^6$  A/cm<sup>2</sup> and  $J_c(20\text{ K}) > 10^7$  A/cm<sup>2</sup> just in epitaxial cuprate films and conductors; 2) the existence of a «plateau»  $J_c(H) = \text{const}$  in the  $J_c(H)$  dependencies at  $H < H_m$ ; 3) the logarithmic of  $J_c(H)$  fall at  $H > H_m$  due to the transition from the single-vortex pinning regime to the «collective» one; 4) the existence of the characteristic threshold field  $H_p$  below which the vortices within a thin film ( $d \leq \lambda$ ) remain straight and perpendicular to the film surface even in strongly inclined field, making clear the absence of the expected maximum at  $\mathbf{H} \parallel \mathbf{c}$  for  $J_c(\theta)$ ; 5) the evolution of the angle dependences  $J_c(\theta)$  with  $H$  variation is shown to be consistent with the dominating pinning on edge dislocations. The observed effects are found to be consistent with the model developed. A new «peak-effect», i.e., an increase in  $J_c(\mathbf{H} \parallel ab)$  with applied longitudinal dc magnetic field, emerging due to the additional electromagnetic pinning, was detected for the first time in YBCO films with a very smooth surface.

**Keywords:** high-temperature superconducting cuprates, epitaxial thin YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7- $\delta$</sub>  films, critical currents, Abrikosov vortex pinning, growth-induced edge dislocations, low-angle domain subboundaries.