

## Особенности угловой зависимости критического тока в тонких эпитаксиальных пленках ВТСП $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ в магнитном поле

Ю.В. Федотов, Э.А. Пашицкий, С.М. Рябченко

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

В.А. Комашко, В.М. Пан, В.С. Флис, Ю.В. Черпак

*Институт металлофизики НАН Украины, бульвар Вернадского, 36, 03642, г. Киев, Украина*

Статья поступила в редакцию 8 января 2003 г.

Исследованы зависимости плотности критического тока  $j_c$  от величины и направления магнитного поля  $\mathbf{H}$  в тонких эпитаксиальных пленках  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  с высокой  $j_c$  в отсутствие поля ( $\sim 10^6$  А/см<sup>2</sup> при 77 К) и с толщиной  $d$ , меньшей удвоенной глубины проникновения магнитного поля  $\lambda$ . Установлено, что зависимости  $j_c(H)$  имеют низкополевые плато как при перпендикулярном, так и при параллельном пленке поле. В магнитном поле, перпендикулярном пленке, плато «эффективного пиннинга» простирается до поля, соответствующего достижению плотности «прошивающих» пленку вихрей Абрикосова, при которой им уже не выгодно быть всем запиннированными на краевых дислокациях в межблочных границах, и часть вихрей становится непиннированной. В отличие от этого в поле, параллельном пленке, окончание плато не связано с депиннингом проникших в нее параллельных пленке вихрей, а уменьшение  $j_c(H)$  за пределами плато определяется ослаблением пиннинга перпендикулярных пленке вихрей в параллельном ей магнитном поле. Низкополевое плато на зависимости  $j_c(H)$  для поля, лежащего в плоскости пленки, оказывается шире, чем плато при нормальном намагничивании. Поэтому зависимость  $j_c$  от угла между  $\mathbf{H}$  и нормалью к пленке имеет один максимум при поле, лежащем в плоскости пленки. В пленках, полученных лазерным либо электронно-лучевым испарением  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  или компонентов этого состава, измерения  $j_c$  на которых велись индукционным методом, уменьшение  $j_c$  при увеличении поля в плоскости пленки начинается раньше первого критического поля для проникновения вихрей в плоскость пленки. А на магнетронно-осажденной пленке, где  $j_c$  измерялся транспортным методом, это уменьшение  $j_c$  начинается в поле много большем указанного критического поля. Обсуждены возможные соотношения между параметрами зависимости  $j_c(H)$  и первого критического поля для проникновения вихрей в плоскость пленки, в том числе и те, которые приводят к различным угловым зависимостям критического тока.

Досліджено залежності густини критичного струму  $j_c$  від величини і напрямку магнітного поля  $\mathbf{H}$  у тонких епітаксійних плівках  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  із високою  $j_c$  у відсутність поля ( $\sim 10^6$  А/см<sup>2</sup> при 77 К) і з товщиною  $d$ , меншою подвоєної глибини проникнення магнітного поля  $\lambda$ . Встановлено, що залежності  $j_c(H)$  мають низькопольові плато як при перпендикулярному, так і при паралельному плівці полі. У магнітному полі, перпендикулярному плівці, плато «ефективного пінінгу» сягає поля, яке відповідає досягненню густини вихорів Абрикосова, що «прошивають» плівку, при котрій їм вже не вигідно бути всім запінінгованими на крайових дислокаціях у міжблокових межах, і частина вихорів стає непінінгованими. На відміну від цього у полі, паралельному плівці, закінчення плато не пов'язано з депінінгом паралельних плівці вихорів, що проникли у неї, а зменшення  $j_c(H)$  за межами плато визначається послабленням пінінгу перпендикулярних плівці вихорів у паралельному їй магнітному полі. Низькопольове плато на залежності  $j_c(H)$  для поля, що лежить у площині плівки, виявляється ширше, ніж

плато при нормальном намагнічуванні. З-за цього залежність  $j_c$  від кута між  $\mathbf{H}$  і нормаллю до плівки має один максимум при полі, що лежить у площині плівки. У плівках, отриманих лазерним або електронно-променевим випаром  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  або компонентів цього складу, виміри  $j_c$  на який велися індукційним методом, зменшення  $j_c$  при збільшенні поля у площині плівки починається раніше першого критичного поля для проникнення вихорів у площину плівки. А на плівці, отриманій магнетронним осадженням, де  $j_c$  вимірювався транспортним методом, це зменшення  $j_c$  починається в полі багато більшому зазначеного критичного поля. Обговорено можливі співвідношення параметрів залежності  $j_c(H)$  і першого критичного поля для проникнення вихорів у площину плівки, у тому числі і ті, що ведуть до різних кутових залежностей критичного струму.

PACS: 74.72.Bk, 74.76.Bz, 74.25.Na

## 1. Введение

Согласно экспериментальным данным (см., например, обзоры [1,2]), плотность критического тока  $j_c$  в тонких эпитаксиальных *c*-ориентированных\* пленках высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП)  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  (YBCO) достигает значений на 1–2 порядка больших в сравнении с лучшими монокристаллами, до  $(1-3) \cdot 10^6$  А/см<sup>2</sup> при 77 К в нулевом поле, и зависит не только от величины приложенного магнитного поля  $H$ , но и от его направления по отношению к плоскости пленки и пропускаемому через пленку сверхпроводящему (СП) току.

Зависимости  $j_c(H, \theta, \varphi)$  в разных пленках и при разных условиях измерений не одинаковы (здесь и далее  $\theta$  — угол между  $\mathbf{H}$  и нормалью к плоскости пленки, а  $\varphi$  — угол между проекцией  $\mathbf{H}$  на эту плоскость и направлением тока). Так, в работах [3–5] наблюдался один максимум  $j_c(H, \theta)$  при  $\theta = 90^\circ$ , в котором  $j_c$  было в несколько раз выше, чем при  $\theta = 0$ . Авторы [3–5] поясняли его внутренним («intrinsic») пиннингом вихрей, вызванным слоистой кристаллической структурой ВТСП. Однако, как было установлено впоследствии, пиннинг вихрей на атомных слоях весьма слаб и может обеспечить  $j_c$  в YBCO не более  $10^3$  А/см<sup>2</sup> [6]. В работе [7] была обнаружена зависимость с двумя максимумами  $j_c(\theta)$ : при  $\theta = 90^\circ$  ( $\mathbf{H} \parallel ab$ ) и  $\theta = 0$  ( $\mathbf{H} \parallel c$ ). Авторы [7] приписали пик при  $\mathbf{H} \parallel c$  пиннингу вихрей на двойниках кристаллической структуры. Однако пиннинг на когерентных двойниковых границах также слаб, поскольку область упругой деформации кристаллической решетки YBCO вблизи двойников (а значит, и ширина потенциальной ямы для пиннинга вихрей) ограничена 1–2 межатомными расстояниями.

В работе [8] исследовали зависимости от  $\theta$  как для поля, перпендикулярного току ( $\varphi = 90^\circ$ ), так и поля, лежащего в одной плоскости с нормалью к пленке и направлением тока ( $\varphi = 0$ ). В обоих случаях наблюдалось по одному максимуму  $j_c(\theta)$  при  $\theta = 90^\circ$ , причем максимумы для  $\varphi = 90^\circ$  всегда были несколько выше, чем для  $\varphi = 0$ .

В работах [9–12] в основном наблюдали по два максимума на угловой зависимости  $j_c(H, \theta)$ , соответствующих поперечной ( $\theta = 0$ ) и продольной ( $\theta = 90^\circ$ ) ориентациям поля относительно плоскости пленки (т.е. плоскости  $ab$ ). В некоторых измерениях наблюдался лишь один максимум  $j_c(H, \theta)$  при  $\theta = 90^\circ$ , а в одной из пленок [12], осажженной несоосным магнетронным распылением на постоянном токе на R-срез сапфира с буферным слоем  $\text{CeO}_2$ , был обнаружен только один максимум  $j_c(H, \theta)$ , но при  $\theta = 0$ . Было также показано, что характер кривых  $j_c(\theta)$  при фиксированных значениях поля меняется в зависимости от температуры  $T$ , величины приложенного магнитного поля  $H$  и неодинаков для разных пленок.

Особенности угловых зависимостей  $j_c(\theta)$  объяснялись в [1,2,11,12] наличием в той или иной пленке соответствующих систем протяженных линейных дефектов — краевых (КД) и винтовых (ВД) дислокаций, обеспечивающих анизотропию пиннинга вихрей Абрикосова для разных направлений захваченного ими магнитного потока. В частности, усиление пиннинга при совпадении направления магнитного поля с преимущественным направлением протяженных дефектов. Эффективность пиннинга на КД в YBCO обусловлена тем, что радиусы  $r_c$  несверхпроводящих ядер КД сравнимы по величине с радиусом нормального ядра вихря Абрикосова.

\* *c*-ориентированными пленками  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  называют пленки, в которых кристаллографическая ось *c* ориентирована по нормали к плоскости пленки. Такая ориентация обеспечивается условиями зарождения и роста пленки на соответствующей подложке.

Это относится и к винтовым дислокациям, ядра которых имеют радиус, хотя и больший, чем у КД, но еще сравнимый с размером ядра вихря. Однако если плотность КД может составлять до  $10^{11}$  см<sup>-2</sup>, то средняя плотность ВД, как правило, не больше  $10^8$ – $10^9$  линий/см<sup>2</sup>, и поэтому их вклад в суммарный пиннинг вихрей мал.

Для *c*-ориентированных эпитаксиальных пленок YBCO характерны две системы КД. Первая связана с тем, что в параллельной подложке плоскости *ab* такие пленки не являются идеально монокристаллическими, а образуют мозаичную структуру из «слабо» (если не различать оси *a* и *b*) разориентированных монокристаллических областей (блоков).

Возникновение мозаики с чередованием осей *a* и *b* в соседних монокристаллических блоках (иногда в литературе их называют доменами) приводит к согласованию «в среднем» ромбической кристаллографической структуры пленки с тетрагональной в гетероплоскости подложкой. По данным высоко-разрешающей электронной микроскопии [13], углы  $\theta_b$  разориентации осей *a* и/или *b* соседних областей в высококачественных пленках составляют единицы, а то и доли градусов. Естественно, если различать оси *a* и *b* соседних блоков, то действительные углы разориентации равны  $90^\circ \pm \theta_b$ . Поперечные размеры блоков составляют 20–500 нм. Их границами являются дислокационные стенки, состоящие из линейных цепочек КД с дислокационными линиями, направленными вдоль оси *c*. Плотность этих «прошивающих» дислокаций (в расчете на площадь пленки в среднем) обычно очень велика, до  $10^{11}$  линий/см<sup>2</sup>.

В [14–16] показано, что дислокационные стенки достаточно прозрачны для СП тока вплоть до плотностей  $10^6$ – $10^7$  А/см<sup>2</sup>. При определенных условиях именно их прозрачность определяет  $j_c$  в пленке. При этом ядра КД дислокационных стенок весьма эффективны как центры пиннинга для вихрей, захватывающих магнитный поток, нормальный к плоскости пленки [16,17]. В частности, характерная магнитополевая зависимость  $j_c(H, \theta = 0)$ , найденная в [16,18–20], объяснена в [16] на основе статистической модели пиннинга ансамбля взаимодействующих между собой вихрей на «прошивающих» КД в «малюгловых» межблочных границах.

Кроме того, для эпитаксиальных пленок характерны дислокации несоответствия, снимающие напряжения, связанные с некоторым различием параметров решетки пленки и подложки. Линии таких дислокаций образуют сетку в плоскости пленки вблизи границы ее раздела с подложкой. Их плотность меняется в зависимости от различия парамет-

ров решетки подложки и пленки в гетероплоскости, от толщины пленки и технологии осаждения. Такие «лежащие» дислокации могут быть эффективными центрами пиннинга для вихрей, захватывающих магнитный поток в плоскости пленки, если только вхождение в пленку вихрей, параллельных плоскости, выгодно. Последнее будет выполняться для магнитных полей, превышающих первое критическое поле проникновения вихрей в плоскость пленки.

Приведенные соображения позволили авторам [1,2,11,12] интерпретировать ситуацию с двумя либо одним максимумами  $j_c(H, \theta)$  как следствие различной развитости в пленках систем «прошивающих» и «лежащих» КД, обусловленной технологией роста пленок. В работе [17] рассмотрена модель одночастичного кор-пиннинга вихрей на ядрах КД в магнитном поле, направленном под произвольным углом к дислокационной линии. Это рассмотрение качественно подтвердило обоснованность представлений о возможной природе анизотропии  $j_c(H, \theta)$ , развитых в [1,2,11,12]. Однако как аргументация работ [1,2,11,12], так и рассмотрение [17] проводилось для условий, соответствующих пленкам толщиной  $d \gg \lambda(T)$ , без учета специфики вхождения вихрей, параллельных плоскости, в тонкую пленку. Здесь и далее  $\lambda(T) = \lambda_0(1 - T/T_c)^{-1/2}$  — зависящая от температуры глубина проникновения магнитного поля в сверхпроводник,  $T_c$  — критическая температура сверхпроводящего перехода.

Для последовательного рассмотрения угловой зависимости  $j_c(H, \theta)$  в тонких пленках ВТСП, при  $d \leq 2\lambda$ , необходимо учитывать различие условий проникновения вихрей Абрикосова в пленки при поперечном ( $\theta = 0$ ) и продольном ( $\theta = 90^\circ$ ) направлениях поля **H** (далее «поперечное» и «продольное» поля). В настоящей работе будет показано, что именно это обстоятельство, наряду со спецификой зависимости  $j_c(H, \theta = 0)$  в эпитаксиальных пленках YBCO [16,18–20], позволяет понять природу различных аномалий в угловой зависимости  $j_c(H, \theta)$ .

Следует также заметить, что зависимости  $j_c(H = \text{const}, \theta)$  в магнитных полях различной величины обсуждались в обзорах [1,2] на базе измерений  $j_c$ , выполненных начиная со сравнительно больших полей. В свою очередь магнитополевые зависимости  $j_c(H, \theta = 0)$  в эпитаксиальных YBCO пленках с высокими  $j_c(H = 0)$ , выявившие их специфическую низкополевую особенность, изучались лишь для  $\theta = 0$  [16,18–20]. А измерения зависимостей  $j_c(H, \theta = \text{const}, \phi = \text{const})$ , начиная с крайне малых полей, при различных  $\theta$  и  $\phi$  в литературе практически не представлены.

## 2. Эксперимент

В данной работе исследовали полевые и угловые зависимости  $j_c$  тонких  $c$ -ориентированных эпитаксиальных ВТСП пленок  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ , которые были получены тремя разными методами: импульсного лазерного осаждения (ИЛО), совместного электронно-лучевого испарения  $\text{Y}$ ,  $\text{BaF}_2$  и  $\text{Cu}$  с последующим отжигом в атмосфере  $\text{O}_2$  (СЭЛИ) и несоосного магнетронного распыления (НМР). Пленки, полученные методами ИЛО и СЭЛИ, исследовали бесконтактным индукционным методом измерения комплексной магнитной восприимчивости, а пленку, полученную методом НМР, исследовали четырехзондовым транспортным методом. Номинальные толщины пленок (определенные технологами по времени и условиям выращивания, а также измеренные на интерферометре МИИ-4) были около 300 нм (ИЛО- и НМР-пленки) и 90 нм (СЭЛИ-пленка).

### 2.1. Исследуемые пленки и их получение

Для измерений использовали две лазерно-осажденных пленки (РР8 с  $T_c = 87,9$  К и Р532 с  $T_c = 89,6$  К) с номинальными толщинами  $d \approx 300$  и 360 нм соответственно, полученные при несколько разных режимах осаждения на механически полированные до «оптического качества» монокристаллические подложки из  $\text{LaAlO}_3$ , ориентированные по плоскости (100), и одну, TN2, с  $d \approx 90$  нм,  $T_c = 89,2$  К, изготовленную методом совместного электроннолучевого осаждения меди, иттрия и  $\text{BaF}_2$  на монокристаллическую (100) подложку  $\text{LaAlO}_3$  с последующим отжигом в атмосфере кислорода. Размеры этих пленок в плоскости были около 0,5×0,5 см. Кроме того, исследовали пленку (К6300 с  $T_c$  близкой к 90 К,  $d \approx 300$  нм и размерами в плоскости около 10×10 мм), осажденную методом НМР на постоянном токе на монокристаллическую подложку из сапфира (R-срез), покрытую буферным слоем  $\text{CeO}_2$  (описание методики см. в [11]).

Пленка РР8 осаждалась при испарении  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  из двух вращающихся стехиометрических мишеней с помощью двухлучевого твердотельного лазера Nd-YAG при специально формируемом профиле лазерного факела (детали см. в [21]). Температура подложки была 740–750 °С, давление кислорода в камере около 0,2 мбар. При таком режиме средний поперечный размер монокристаллических блоков, по данным электронно-микроскопического анализа [13], составляет 40–150 нм, увеличиваясь с ростом температуры подложки. Разориентировка соседних блоков не превышает 1–2°. Пленки, выращенные в таком режиме, имеют узкий по температуре переход в СП состояние и высокую

плотность критического тока (до  $3 \cdot 10^6$  А/см<sup>2</sup> при 77 К). Пленка Р532 получена на той же установке, однако в режиме, приводящем к более широкому переходу в СП состояние и более низкому  $j_c$ .

Температура подложки при НМР варьировалась от 720 до 750 °С. При температурах ниже 720 °С рентгеновский анализ фиксировал появление 5–10%  $a$ -ориентированной фазы. Давление смеси аргона с кислородом (3:1) в камере составляло  $10^{-1}$  мм рт.ст.

Осаждение пленки методом НМР происходит со скоростью 0,02–0,03 нм в секунду и близко к двумерному, монослой-за-монослоем, в то время как при ИЛО скорость осаждения 0,1–0,2 нм в секунду и имеет место островковый (трехмерный) механизм роста. Поэтому НМР-пленки обычно содержат существенно меньше дефектов упаковки и сопровождающих их дислокационных петель (по ориентировочной оценке из данных ВРЭМ,  $10^9$  линий/см<sup>2</sup>), чем ИЛО-пленки. Блоки-домены в НМР-пленках обычно больше по размеру — до 250 нм, межблоковые границы более упорядочены и эквидистантны, а углы азимутальной разориентировки меньше градуса [22]. Средняя плотность «прошивающих» КД в НМР-пленках несколько ниже, чем в ИЛО, около  $10^{10}$  линий/см<sup>2</sup>. Следует ожидать подобных характеристик у пленки К6300, хотя  $j_c(H=0, T=77\text{ К})$  для этой конкретной пленки оказалась всего около  $1 \cdot 10^6$  А/см<sup>2</sup>, что в 2,5–3 раза ниже, чем у лучших НМР-пленок.

### 2.2. Методы измерения критического тока

Измерения  $j_c(T, H, \theta)$  для всех пленок проводили при температурах  $T \geq 77$  К. Использовали небольшие статические магнитные поля до 0,5 Тл в индукционных измерениях и до 1 Тл в транспортных.

Для измерений  $j_c$  в пленках РР8, Р532 и TN2 применяли бесконтактный метод низкочастотной (НЧ) магнитной восприимчивости на частоте 937 Гц. Методика основана на анализе зависимости мнимой части магнитной восприимчивости  $\chi''$  тонкой пленки от амплитуды перпендикулярного плоскости пленки переменного магнитного поля  $h_{ac}$ . В работе [23] показано, что зависимость  $\chi''(h_{ac})$  имеет максимум при определенном значении  $h_{ac} = h_m$ . Для пленки в форме диска связь между  $j_c$  и  $h_m$  описывается соотношением  $j_c = 1,030 h_m/d$ , где  $d$  — толщина пленки. Это же выражение хорошо описывает результаты экспериментов и на пленках других изометрических форм, в том числе квадратных [24]. Амплитуда  $h_{ac}$  изменялась в пределах 0,001–5 мТл. Регистрирующая система включала синхронный детектор-усилитель SR-830, связанный с компьютером. Максимум  $\chi''(h_{ac})$  определялся аппроксимацией  $\chi''(h_{ac})$  в его окрестности полиномом второго порядка. Постоянное магнитное

поле  $\mathbf{H}$  (до 0,5 Тл), ориентированное в горизонтальной плоскости, создавалось либо системой катушек Гельмгольца с вертикальной осью вращения (поле 0,0001–0,05 Тл), либо резистивным электромагнитом с железным ярмом (поле 0,002–0,5 Тл). В первом случае оси возбуждающей и приемной катушек регистрирующей системы, так же как и ориентация исследуемой пленки, были фиксированными, а во втором – возбуждающие и приемные катушки вращались вместе с закрепленным в них образцом. Таким образом, в обоих вариантах в ходе экспериментов изменялся только угол между постоянным магнитным полем и нормалью к плоскости пленки, который определялся с точностью до  $\pm 3^\circ$ . Переменное же магнитное поле, индуцирующее СП ток, всегда совпадало с нормалью к пленке. Следовательно, индуцируемые токи были круговые и всегда оставались в плоскости пленки. Они имели обе составляющие, как перпендикулярную, так и параллельную плоскости, в которой поворачивается прикладываемое магнитное поле. Таким образом, в отличие от измерений  $j_c(H, \theta, \varphi)$  транспортным методом, угол  $\varphi$  в данных измерениях оказывается неопределенным. Если учесть, что, по данным [8], зависимости  $j_c(H, \theta)$  для  $\varphi = 0$  и  $90^\circ$  были качественно однотипны и лишь несколько различались количественно, то следует ожидать, что полученные бесконтактным индукционным методом зависимости  $j_c(H, \theta)$  будут отражать особенности  $\theta$ -зависимости  $j_c(H, \theta, \varphi)$ , в частности, связанные со спецификой проникновения вихрей, параллельных плоскости, в тонкую пленку. Вместе с тем целесообразен более детальный теоретический анализ индукционного метода измерения  $j_c$  в наклонном к пленке статическом магнитном поле. Мы не будем развивать его в данной работе.

Величину  $j_c(H, \theta)$  в НМР-пленке К6300 определяли путем измерения вольт-амперных характеристик при пропускании транспортного тока (четырёхзондовая конфигурация). Узкие (шириной 250 мкм) мостики для транспортных измерений с восемью контактными площадками изготавливали из пленки методом фотолитографии. Ток пропускали только перпендикулярно плоскости, в которой поворачивается прикладываемое магнитное поле при изменении  $\theta$  (т.е.  $\varphi = 90^\circ$ ). Серьезный недостаток использованной установки для измерения  $j_c(\theta, H)$  транспортным методом – невозможность работы с полями меньше 0,03–0,04 Тл.

### 2.3. Результаты измерений

Магнитополевые зависимости  $j_c$  пленки РР8 при температуре 77 К для параллельного и перпендикулярного направлений магнитного поля приведены на рис. 1. Аналогичные зависимости для пленок

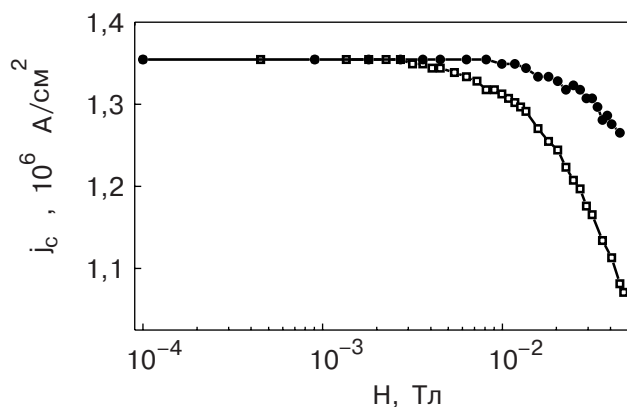


Рис. 1. Магнитополевая зависимость плотности критического тока в пленке РР8, полученная при  $T = 77$  К для направлений магнитного поля перпендикулярно ( $\theta = 0$ ) ( $\square$ ) и параллельно ( $\theta = 90^\circ$ ) ( $\bullet$ ) плоскости пленки.

Р532 и TN2, только в более широком интервале статических магнитных полей и для ориентаций поля с  $\theta = 0; 45; 70; 80$  и  $90^\circ$ , представлены на рис. 2 и 3 соответственно. Как видно, зависимости  $j_c(H, \theta = \text{const})$  для всех этих пленок и при всех ориентациях поля внешне подобны друг другу и подобны тому, что наблюдалось в работах [16, 18–20] при  $\theta = 0$ . Также имеется относительно широкая «полка» при  $0 \leq H \leq H_m$ , где  $j_c$  не зависит от  $H$ . Далее следует некий переходной участок, а затем участок достаточно крутого спада  $j_c(H)$ . Для  $\theta = 0$  спад  $j_c(H)$  на «крутом» участке близок к линейному в полулогарифмических (линейных по  $j_c$  и логарифмических по  $H$ ) координатах.

Как отмечалось в [16], встречаются  $c$ -ориентированные эпитаксиальные YBCO пленки двух типов.

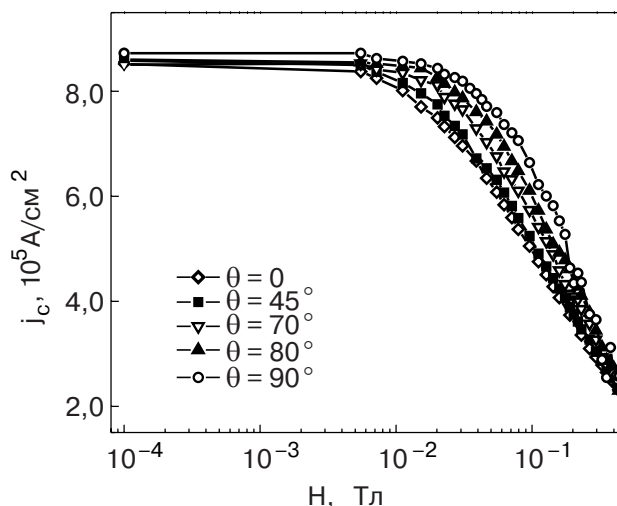


Рис. 2. Магнитополевая зависимость плотности критического тока при 77 К в пленке Р532 для направлений магнитного поля к нормали к пленке под углами  $\theta = 0, 45, 70, 80$  и  $90^\circ$ . Разброс зависимостей для разных  $\theta$  в низких полях отражает погрешность измерений.

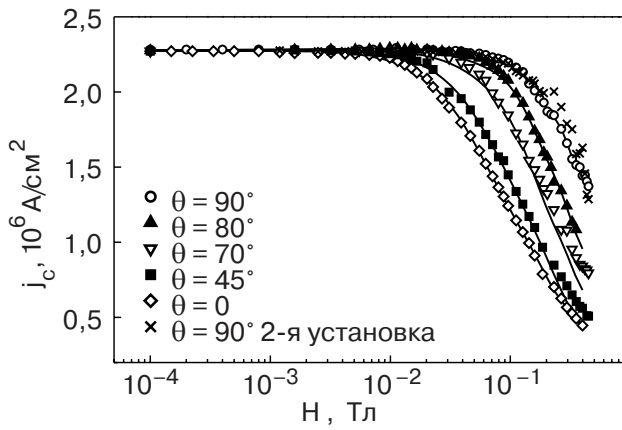


Рис. 3. Магнитополевая зависимость плотности критического тока в пленке TN2, полученная при  $T = 77$  К для различных углов  $\theta$  между направлением магнитного поля и нормалью к пленке. Обозначения символов для  $\theta = 0, 45, 70, 80$  и  $90^\circ$  даны на рисунке. Для  $\theta = 90^\circ \pm 3^\circ$  приведены результаты двух различных измерений при двух установках системы отсчета углов – открытые кружки и крестики. Кривые для  $\theta = 0$  и  $90^\circ$  проведены по экспериментальным точкам, а для  $\theta = 45, 70$  и  $80^\circ$  построены по формуле (5) с использованием интерполированных экспериментальных кривых для  $j_c(H, \theta = 0)$  и  $j_c(H, \theta = 90^\circ)$ .

У наиболее высокотокковых (с  $j_c(H = 0, T = 77 \text{ К}) \approx (1,5\text{--}3) \cdot 10^6 \text{ А/см}^2$ ) переход от «полки» к логарифмическому участку носит характер резкого излома. Этот излом связывается в [16] со сменой механизма ограничения  $j_c$  от ограничения прозрачностью межблочных границ для СП тока к ограничению депиннингом ансамбля взаимодействующих между собой вихрей, запиннингованных на «прошивающих» КД в малоугловых межблочных границах. У пленок с несколько меньшей (хотя по-прежнему весьма большой) плотностью критического тока этот переход более плавный и описывается в рамках только лишь второго из перечисленных механизмов ограничения  $j_c$ . Для таких пленок удобно характеризовать ширину низкополевой «полки»  $H_m$  по значению поля в точке пересечения асимптоты к «полке» и к линейному (в полулогарифмических координатах) участку спада  $j_c(H, \theta)$ .

Как видно на рис. 1–3, для пленок PP8, P532 и TN2 при  $\theta = 0$  реализуются умеренно большие значения  $j_c(H = 0, T = 77 \text{ К}) = 1,35 \cdot 10^6, 8,6 \cdot 10^5$  и  $2,28 \cdot 10^6 \text{ А/см}^2$  соответственно и довольно плавный переход к логарифмическому участку зависимости. Отличие зависимостей для разных направлений поля,  $0 < \theta < 90^\circ$ , состоит в том, что по мере увеличения  $\theta$  «полка» становится все шире и для поля, лежащего в плоскости пленки ( $\theta = 90^\circ \pm 3^\circ$ ), «полка» оказывается в 2,5–3 раза шире, чем для  $\theta = 0$ . Для всех пленок кривые  $j_c(H, \theta)$  с увеличением  $\theta$

смещаются в сторону больших относительно  $j_c(H, \theta = 0)$  полей почти параллельно друг другу на полулогарифмическом графике. Более внимательное рассмотрение показывает, что наклон кривых несколько возрастает (см., например, рис. 2). Такое поведение зависимостей показывает, что кривые могут быть получены друг из друга масштабированием магнитного поля, т.е. умножением полей, в которых достигается одинаковое значение  $j_c$ , на некоторый множитель, который увеличивается с увеличением  $\theta$ , только приближенно. Для всех зависимостей с  $\theta \neq 0$  этот множитель хоть и слабо, но изменяется в зависимости от  $j_c/j_c(H=0)$ . Отклонение от «параллельного сдвига» кривых в полулогарифмических координатах особенно заметно для  $\theta = 90^\circ$  при  $j_c/j_c(H=0) \leq 0,9$ . Так, в пленке PP8 (рис. 1) кривая для  $\theta = 90^\circ$  с неплохим приближением может быть получена из кривой для  $\theta = 0$  умножением полей, в которых достигается то или иное значение  $j_c$ , на  $2,75 \pm 0,15$ . А точнее, на множитель, который изменяется от 2,9 для  $j_c/j_c(H=0) \rightarrow 1$  до 2,6 для  $j_c/j_c(H=0) = 0,93$ . Для пленки P532 «масштабирующие множители» для поля составляют 2,75; 2,63; 2,24 и 1,51 для  $j_c/j_c(H=0) = 0,95; 0,9; 0,75$  и 0,5 соответственно. Таким образом, логарифмический участок на спадающем участке зависимости  $j_c(H, \theta = 90^\circ)$ , строго говоря, не имеет места, и это тем заметнее, чем больший уровень спада мы анализируем.

Обсудим различия между зависимостями  $j_c(H, \theta)$ , полученными для пленок существенно разных толщин. Результаты для пленки TN2 (рис. 3), по сути, качественно однотипны приведенным для PP8 на рис. 1, либо для P532 на рис. 2. Правда, величина  $j_c(H=0, T=77 \text{ К})$  для TN2 заметно выше, чем для PP8 либо P532. И переход от плато к логарифмическому участку  $j_c(H)$  при  $\theta = 0$  для TN2 несколько резче, чем для двух других пленок. Но пересечение линейной асимптоты к логарифмическому участку зависимости с продолжением плато (линией  $j_c = j_c(H=0)$ ) дает для всех трех пленок практически одинаковое значение  $H_m(T = 77 \text{ К}) \approx 0,01 \text{ Тл}$ . А вот ширина плато при «параллельном» поле ( $\theta = 90^\circ$ ) у пленки TN2 оказалась существенно шире, чем у PP8 и P532. Начало отклонений от  $j_c(H = 0)$  появляется лишь при 0,08 Тл, а аналог «пересечения асимптот» имеет место при 0,15–0,20 Тл, в то время как для PP8 и P532 эти величины составляют 0,017–0,02 и 0,025–0,03 Тл соответственно.

Представляет интерес детальнее обсудить поведение  $j_c(H, \theta = 90^\circ)$  на спадающем участке. Эта зависимость специально была снята дважды при двух различных установках отсчета углов между направлением поля и нормалью к плоскости пленки. Оба

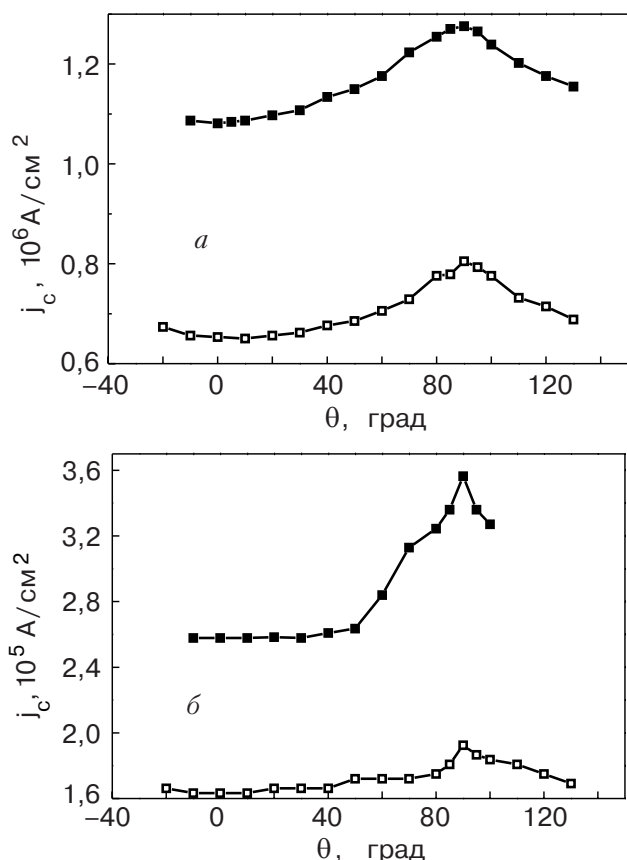


Рис. 4. Угловые зависимости  $j_c$  ( $H = 0,047$  Тл,  $\theta$ ) в пленках PP8 (■) и P532 (□) при  $T = 77$  (а) и 83 (б) К.

набора точек приведены на рис. 3. Как видно, один из них несколько ближе к параллельному (с несколько нарастающей крутизной) переносу зависимости для  $\theta = 0$  в полулогарифмических координатах. В то же время второй, казалось бы, отличающийся от первого только возможным различием ориентации магнитного поля в пределах точности ее установки, заметно с ним не совпадает и имеет более резкое «нарастание крутизны». В данной работе мы не будем обсуждать детально природу  $j_c(H, \theta = 90^\circ)$ . Заметим только, что корректное исследование деталей этой зависимости (именно для этой ориентации поля) требует, видимо, лучшего контроля точности выставления ориентации поля в плоскости пленки, чем это реализовано при получении рис. 1–3.

На рис. 4,а приведены угловые зависимости  $j_c$  пленок P532 и PP8 при температуре 77 К в магнитном поле 0,047 Тл. Подобные же зависимости, полученные при температуре 83 К, представлены на рис. 4,б. Как видно, зависимости  $j_c(\theta)$  обеих пленок для двух температур, при которых проведены измерения, имеют по одному максимуму при  $\theta = 90^\circ$  со значением  $j_c$  в максимуме несколько меньшим величины  $j_c(H = 0)$ . Такого характера зависимостей

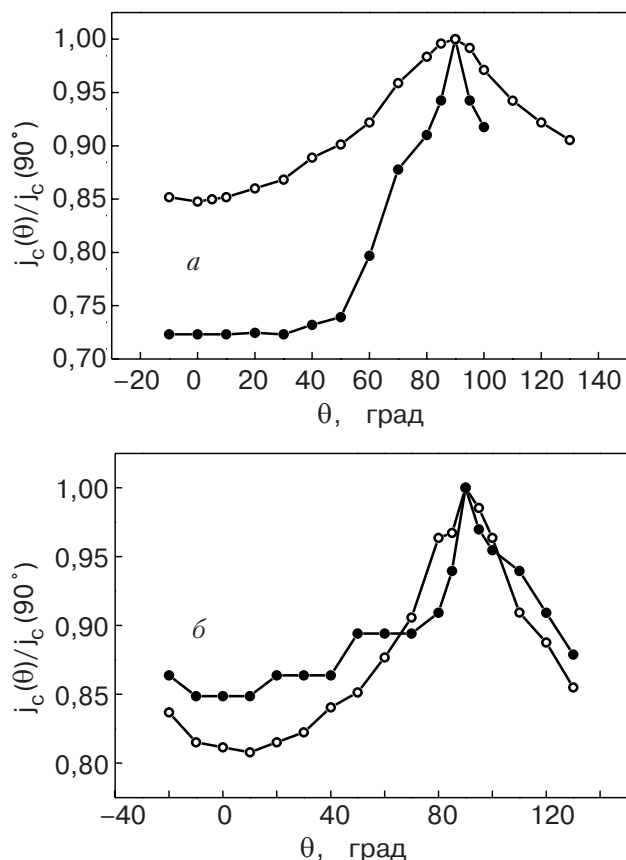


Рис. 5. Нормированные на максимальное значение при  $\theta = 90^\circ$  угловые зависимости  $j_c$  в магнитном поле  $H = 0,047$  Тл при температурах 77 (○) и 83 (●) К для пленок PP8 (а) и P532 (б).

$j_c(H = \text{const}, \theta)$  в поле, превышающем ширины «полок» магнитопольевой зависимости как при  $\theta = 0$ , так и при  $\theta = 90^\circ$ , и следовало ожидать на основе зависимостей  $j_c(H, \theta = \text{const})$  при различных  $\theta$ . Для сопоставления характера зависимостей  $j_c(\theta)$ , полученных при различных температурах, удобно использовать графики таких зависимостей, нормированных на их максимальное значение для каждой из температур. В такой форме зависимости  $j_c(\theta)$  при температурах 77 и 83 К приведены на рис. 5,а (пленка PP8) и 5,б (пленка P532). Видно, что для этих пленок поведение нормированных зависимостей с изменением температуры отличается. Для пленки PP8 размах нормированной угловой зависимости  $j_c$  в поле 0,047 Тл заметно сильнее при 83 К, чем при 77 К, в то время как для пленки P532 отношение этих размахов обратное. Эта ситуация отражает, вероятнее всего, различие отношения ширины «полок» для данных образцов и переходных участков от «полок» к логарифмическим магнитопольевым зависимостям  $j_c(H, \theta = 0)$  к полю 0,047 Тл, в котором проводились измерения угловых зависимостей. Кроме того, для этих пленок, видимо, различ-

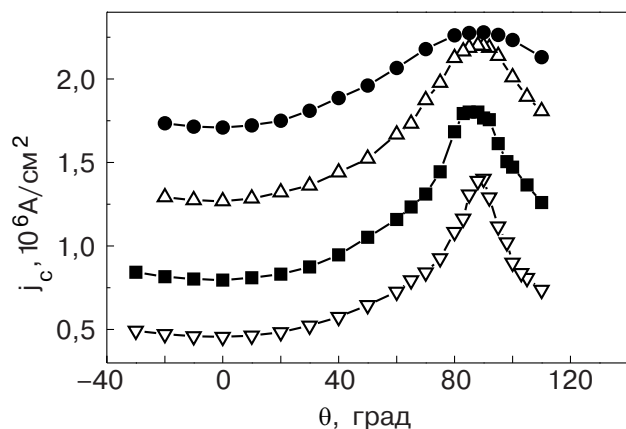


Рис. 6. Угловые зависимости  $j_c(H, \theta)$  в пленке TN2 при 77 К для ряда фиксированных значений  $H$ , Тл: 0,05 (●); 0,1 (△); 0,2 (■); 0,4 (▽). Кривые проведены по точкам.

ны коэффициенты в температурной зависимости ширины «полок» от приведенной температуры. По данным [16] и в соответствии с развитой там моделью, изменение ширины «полки» пропорционально изменению температуры  $\tau = (1 - T/T_c)$ . Мы не будем анализировать более детально температурную зависимость размахов  $j_c(H, \theta)$  и обсудим только основные аспекты полученных результатов.

На рис. 6 приведены зависимости  $j_c(H = \text{const}, \theta)$  для пленки TN2 при температуре 77 К для ряда значений  $H$ . Они, так же как и подобные зависимости для других исследованных в этой работе пленок, имеют по одному максимуму при  $\theta = 90^\circ$ . Видно, что по мере увеличения поля, в котором измеряются зависимости, пик при  $\theta = 90^\circ$  становится все острее. Эти характеристики полностью согласуются с зависимостями  $j_c(H, \theta = \text{const})$ , представленными на рис. 3.

Полевые и угловые зависимости  $j_c(H, \theta)$  для НМР-пленки K6300 с номинальной толщиной, такой же как у РР8 и Р532, полученные по данным транспортных измерений, носят предварительный характер и приводятся, чтобы показать их качественное отличие от полученных индукционным методом для пленок РР8, Р532 и TN2. Зависимости  $j_c(H, \theta = \text{const})$  для  $\theta = 0, 60$  и  $90^\circ$  показаны на рис. 7. Они получены для  $H > 0,03$  Тл, поэтому на них нельзя проследить наличие и ширину «полок» в низких полях для  $\theta = 0$  и  $60^\circ$ . Измерения, проведенные индукционным методом на других НМР-пленках, показывают, что в них ширины низкополевых плато  $j_c(H, \theta = 0)$  обычно уже, чем в лазерно-осажденных, видимо, благодаря бóльшим размерам монокристаллических блоков. На рис. 7 пунктиром показано гипотетическое продолжение зависимости  $j_c(H, \theta = 0)$  в малые поля в предположении  $H_m =$

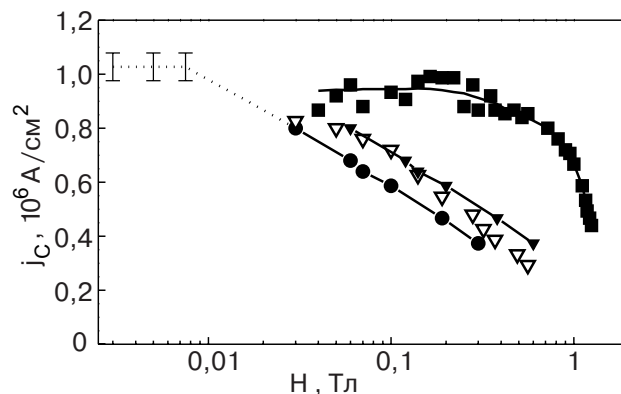


Рис. 7. Магнитополевые зависимости плотности критического тока для  $\theta = 0$  (●),  $60^\circ$  (▽) и  $90^\circ$  (■) в магнетронно-осажденной пленке K6300, полученные транспортным методом при 77 К. Пунктиром показано гипотетическое продолжение зависимости для  $\theta = 0$  в область  $H \leq 0,03$  Тл. По точкам, соответствующим  $\theta = 0$  и  $90^\circ$ , для наглядности проведены линии. Для сравнения с зависимостью, полученной при  $\theta = 60^\circ$ , приведены точки (▼), рассчитанные по уравнению (4), и линия, проведенная по ним.

$= 0,005-0,01$  Тл. Оно позволяет заключить, что величины  $j_c$  в области слабо меняющихся с полем (на фоне погрешностей измерений) значений  $j_c(H, \theta = 90^\circ)$  при  $0,04 \text{ Тл} < H < 0,4 \text{ Тл}$  практически соответствует или всего на 5–10 % ниже значения  $j_c(H = 0)$ . Следовательно, данная область постоянных в пределах погрешностей значений  $j_c(H, \theta = 90^\circ)$  — это «полка» для данной ориентации поля. Отклонения от нее становятся заметными только в полях больше 0,3–0,4 Тл, а о «пересечении асимптот» можно говорить в поле 0,7–0,8 Тл. Таким образом, «полка» на зависимости  $j_c(H, \theta = 90^\circ)$  в пленке K6300 аномально широка, на порядок шире, чем у лазерно-осажденных пленок такой же толщины. Угловые зависимости  $j_c(\theta)$ , полученные на этой пленке при 77 К для полей 0,19 и 0,3 Тл, показаны на рис. 8. Как видно, верхушки пиков  $j_c(\theta)$  при  $\theta = 90^\circ$  не острые и изменение  $j_c$  от  $\theta = 90^\circ$  к ближайшим соседним экспериментальным точкам (80 и  $100^\circ$ ) мало, чтобы предполагать наличие в  $\theta = 90^\circ$  узкого острого пика, подобного тому, что наблюдался в [25] на пленках Nb–Ti. Следовательно, аномально широкая низкополевая «полка» на зависимости  $j_c(H, \theta = 90^\circ)$  в пленке K6300 не связана с узким пиком  $j_c(H = \text{const}, \theta)$  при «случайном» попадании на точную ориентацию  $\theta = 90^\circ$  в измерениях зависимости  $j_c(H, \theta = 90^\circ)$ .

В настоящее время мы не можем однозначно сказать, связана ли обнаруженная аномалия  $j_c(H, \theta = 90^\circ)$  со свойствами НМР-пленок вообще, или с индивидуальными особенностями исследованного об-



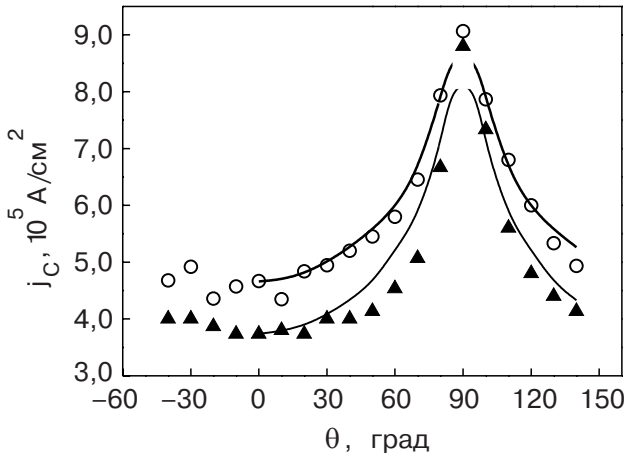


Рис. 8. Угловые зависимости  $j_c(\theta)$ , полученные транспортным методом на пленке K6300 при 77 К в магнитных полях 0,19 (○) и 0,30 (▲) Тл. Точки — эксперимент. Линии проведены по уравнению  $j_c(H, \theta) = j_c(H \cos \theta, \theta = 0)$  с использованием экспериментально найденной зависимости  $j_c(H, \theta = 0)$ .

разца. Нельзя исключить, что тут проявляются различия индукционного и транспортного способов измерения критического тока в статическом поле, лежащем в плоскости пленки. Измерения угловых зависимостей критического тока на НМР-пленках, в том числе на K6300, будут продолжены, и экспериментальное сравнение двух методов измерений будет проведено на одной и той же пленке. Результаты этих дополнительных исследований, а также их теоретический анализ будут опубликованы отдельно.

### 3. Обсуждение экспериментальных данных и их качественная интерпретация

Как известно, первое критическое поле  $H_{c1}^{\text{bulk}}$  сверхпроводника второго рода соответствует началу проникновения вихрей Абрикосова в веретенообразный образец, намагничиваемый вдоль оси, либо дискообразный, намагничиваемый в плоскости. Меньший из размеров образцов должен при этом быть много больше  $\lambda$ . Для анизотропных сверхпроводников, типа ВТСП,  $H_{c1}^{\text{bulk}}$  будет, кроме того, принимать значения  $H_{c1,\perp}^{\text{bulk}}$  либо  $H_{c1,\parallel}^{\text{bulk}}$  в случаях, когда намагничивающее поле направлено перпендикулярно либо параллельно оси анизотропии сверхпроводящих свойств вещества (оси  $c$  в случае YBCO). При поперечной ориентации внешнего магнитного поля  $\mathbf{H}$  по отношению к плоскости тонкой,  $c$ -ориентированной ВТСП пленки толщиной  $d \ll D$  (где  $D$  — продольный размер пленки), внешнее поле, необходимое для начала проникновения вихрей, много меньше  $H_{c1,\parallel}^{\text{bulk}}$  благодаря эффекту размагничивания (фактор размагничивания близок к единице). Приблизительно оно равно

$$H_{c1}^{\text{film}} \approx \sqrt{\frac{d}{D}} H_{c1,\parallel}^{\text{bulk}}, \quad (1)$$

где  $H_{c1,\parallel}^{\text{bulk}}$  — анизотропный для ВТСП аналог величины  $H_{c1}^{\text{bulk}} = \phi_0 \ln \kappa / 4\pi\lambda^2$ ,  $\kappa = \lambda/\xi = \lambda_0/\xi_0$  — параметр Гинзбурга–Ландау (в купратных ВТСП  $\kappa \gg 1$ ),  $\xi = \xi_0\tau^{-1/2}$  — длина когерентности, а  $\phi_0 = hc/2e$  — квант магнитного потока. Для YBCO параметры  $\lambda_0 \approx 150$  нм и  $\xi_0 \approx 1,5$  нм, так что  $\kappa \approx 100$ . Для температуры  $T = 77$  К и при  $T_c = 92$  К, когда  $\tau \approx 0,16$ ,  $\lambda \approx 380$  нм и  $\xi \approx 3,8$  нм, первое критическое поле массивного образца  $H_{c1}^{\text{bulk}}(T = 77 \text{ К}) \approx 5$  мТл. Согласно (1), для исследуемых пленок с толщинами  $d \approx 100\text{--}300$  нм и продольным размером  $D \approx 10$  мм получаем оценку  $H_{c1}^{\text{film}}(T = 77 \text{ К}) \approx (0,5\text{--}1,0) \cdot 10^{-4}$  Тл, что сравнимо с магнитным полем Земли и на один–два порядка меньше, чем ширина низкополевого плато  $H_m$  зависимости  $j_c(H, \theta = 0)$ . Важно отметить, что при поперечном намагничивании пленки с  $d \ll D$  магнитная индукция  $B$  в ней, начиная с малых полей в  $2\text{--}3 H_{c1}^{\text{film}}$  (т.е. с полей, чуть больших поля Земли при 77 К, либо  $1\text{--}2$  мТл при 4,2 К), по величине равна напряженности приложенного внешнего поля. Это соответствует заметной плотности вихрей Абрикосова в пленке, равной  $H/\phi_0$ , начиная с крайне малых полей. Кроме того, следует учитывать, что при  $d \leq 2\lambda(T)$  магнитное поле почти полностью проникает в пленку, так что при любом направлении поля  $B \approx H$  даже в отсутствие проникших в пленку вихрей.

При продольной ориентации  $\mathbf{H}$  соответствующий коэффициент тензора размагничивания равен нулю, и магнитное поле обтекает пленку, проникая в нее с обеих сторон на глубину  $\lambda$ . Образование вихрей в пленке становится невыгодным. Как показано в [26,27], внешнее поле, необходимое для начала проникновения первой цепочки вихрей в пленку, толщина которой  $d < 2\lambda$ , будет гораздо больше  $H_{c1,\perp}^{\text{bulk}}$  и для изотропного сверхпроводника определяется выражением

$$\begin{aligned} H_{c1}^{(1)}(d) &\approx \frac{2\phi_0}{\pi d^2} \ln\left(\frac{d}{\xi}\right) \equiv \\ &\equiv 8 \left(\frac{\lambda_0}{d}\right)^2 H_{c1}^{\text{bulk}}(T \rightarrow 0) \left(1 + \frac{\ln(d/\lambda_0) + \ln(\tau)/2}{\ln \kappa}\right). \end{aligned} \quad (2)$$

Как видим, величина  $H_{c1}^{(1)}(d) \gg H_{c1}^{\text{bulk}}$ . Однако для купратных ВТСП необходимо учесть еще сильную анизотропию СП свойств, обусловленную слоистой структурой этих соединений. Следствием этой анизотропии является то, что глубина проникновения магнитного поля  $\lambda_c$  вдоль оси  $c$  гораздо больше,

а длина когерентности  $\xi_c$  гораздо меньше, чем соответствующие параметры  $\lambda_{ab}$  и  $\xi_{ab}$  в плоскости слоев  $ab$ . В результате критическое поле проникновения вихрей Абрикосова в пленку ВТСП с  $d < \lambda_{ab}$  при продольной ориентации магнитного поля будет

$$\tilde{H}_{c1}(d) \approx \frac{2\phi_0}{\pi d^2 \Gamma} \ln\left(\frac{d}{\xi_c}\right), \quad (3)$$

где  $\Gamma = \lambda_c/\lambda_{ab}$  — параметр анизотропии, а  $\xi_c(T) = \xi_0/(\Gamma\sqrt{\tau})$ . Для YBCO, согласно литературным данным,  $\Gamma \approx 5-7$ . Величина  $\tilde{H}_{c1}(d)$  слабо зависит от температуры в интервале температур, соответствующих  $\tau > 0,1$ . В качестве оценки для пленок толщиной  $d \approx 300$  нм получаем  $\tilde{H}_{c1}(d) \approx 0,013-0,017$  Тл, а для пленки с  $d \approx 100$  нм  $\tilde{H}_{c1}(d) \approx 0,12-0,15$  Тл.

При слабых продольных полях  $H < \tilde{H}_{c1}(d)$  магнитные силовые линии огибают СП пленку, проникая в нее на глубину  $\lambda$  с обеих сторон, но тангенциальная компонента поля не входит в нее в виде вихрей. В наклонном к плоскости пленки поле  $\mathbf{H}$  магнитный поток может проходить сквозь пленку (в виде перпендикулярных пленке вихрей Абрикосова длиной  $l \approx d$ ) за счет поперечной компоненты магнитного поля  $H_{\perp} = H \cos \theta$ . Проникновение вихрей будет энергетически выгодно там, где расположены линейные КД с параллельными оси  $c$  несверхпроводящими ядрами, «прошивающими» пленку насквозь. На ядрах этих КД будет происходить кор-пиннинг вихрей в соответствии с рассмотренным в [16,17] механизмом пиннинга в поперечном поле. Роль последнего в данном случае играет перпендикулярная пленке компонента поля  $H_{\perp}$ . Конечно, тангенциальная составляющая поля вблизи поверхности пленки должна изменяться непрерывно. Удовлетворение этого требования вызовет изгиб силовых линий потока, захваченного вихрем, у поверхности пленки и некоторое укорочение, в сравнении с  $d$ , длины участка вихря, на котором его сердцевина совмещена с ядром КД. Из-за этого сила пиннинга вихрей на «прошивающих» КД должна несколько ослабляться с ростом  $\theta$ .

Если не принимать во внимание это ослабление силы пиннинга, то при  $H < \tilde{H}_{c1}(d)$  угловая зависимость  $j_c(H, \theta \neq 0)$  будет определяться изученной в [16,18,19] полевой зависимостью  $j_c(H, \theta = 0)$ , но теперь не от  $H$ , а от  $H_{\perp}$ , т.е.

$$j_c(H, \theta) = j_c(H_{\perp}, \theta = 0). \quad (4)$$

Сделанные выше оценки  $\tilde{H}_{c1}(d, T = 77$  К) показывают, что большая часть интервала полей, в которых получены данные рис. 1–3, соответствует условию  $H < \tilde{H}_{c1}(d)$ . Это позволяет проверить выполнимость соотношения (4). Подобная проверка

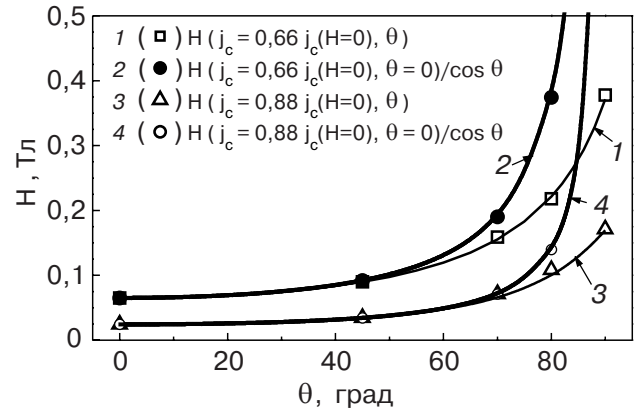


Рис. 9. Величины полей, в которых  $j_c(H, \theta)$  составляет 0,66 ( $\square$ ) и 0,88 ( $\triangle$ ) от  $j_c(H=0)$  для разных  $\theta$ . Кривые 1 и 3 проведены по экспериментальным точкам для наглядности. Кривые 2, 4 соответствуют полям, для которых величины  $j_c(H, \theta = 0)$  составляют 0,66 и 0,88 от их значения в нулевом поле, деленным на  $\cos \theta$ ;  $\bullet, \circ$  — значения углов, при которых получены данные на рис. 3.

для пленки TN2 показана на рис. 9, где построена зависимость от  $\theta$  величин магнитных полей, в которых  $j_c(H, \theta)$  принимает определенные значения. В качестве таких значений выбраны  $1,5 \cdot 10^6$  А/см<sup>2</sup> и  $2 \cdot 10^6$  А/см<sup>2</sup>, что составляет 0,66 и 0,88 соответственно от  $j_c(H = 0, T = 77$  К) =  $2,27 \cdot 10^6$  А/см<sup>2</sup>. На этом же графике построены кривые 2 и 4, соответствующие функциям  $2 \cdot 10^6 / \cos \theta$  и  $1,5 \cdot 10^6 / \cos \theta$ , отражающим соотношение (4). Как видно, для  $j_c(H, \theta) = 0,88 j_c(H = 0)$  соотношение (4) хорошо выполняется в интервале углов  $0 < \theta < 70^\circ$ , а для  $j_c(H, \theta) = 0,66 j_c(H = 0)$  — в несколько более узком интервале  $0 < \theta < 50^\circ$ . Поля, в которых появляются отклонения от соотношения (4), соответствуют величинам в 1,5–2 раза более низким, чем оцененная выше величина  $\tilde{H}_{c1}(d = 90$  нм). Вероятной причиной этого может быть обсужденное выше снижение силы пиннинга перпендикулярного пленке вихря из-за изгиба силовых линий потока, захваченного вихрем, и, соответственно, изгиба сердцевины вихря в приповерхностной области пленки.

Кроме того, обращает на себя внимание то обстоятельство, что как для пленок PP8 и P532 (см. рис. 1, 2), так и для TN2 (рис. 3) уменьшение  $j_c(H, \theta = 90 \pm 3^\circ)$  с ростом поля начинается существенно (примерно в 1,5–3 раза) раньше, чем поле достигает соответствующих этим пленкам величин  $\tilde{H}_{c1}(d)$  и параллельные плоскости вихри начнут входить в пленки. Конечно, проникновение в пленку параллельных ей вихрей не обязательно автоматически приводит к спаду  $j_c(H, \theta = 90^\circ)$ . Они могут быть сильно пиннированными и плато на  $j_c(H, \theta = 90^\circ)$  может расширяться и в область более высо-

ких полей. Но спад  $j_c(H, \theta = 90^\circ)$  в меньших, чем  $\tilde{H}_{c1}$ , полях требует объяснения. Возможная погрешность в сделанной выше оценке  $\tilde{H}_{c1}$  может лишь слегка ослабить расхождение, но не устранить его.

Данное явление уменьшения  $j_c$  в параллельном плоскости пленки магнитном поле в условиях, когда вихри, связанные с этим полем, еще не могут войти в пленку, вероятно, связано с влиянием параллельного пленке поля на условия пиннинга перпендикулярных пленке вихрей, создаваемых магнитным полем протекающего по ней измерительного тока. Они тоже будут пиннинговаться «прошивающими» КД. И здесь следует принять во внимание тот же изгиб вблизи поверхности пленки силовых линий суммарного (внешнего и созданного током) потока, захваченного нормальным к пленке вихрем. Он вызовет уменьшение длины, на которой ядро КД совмещено с сердцевинной вихря. В результате сила пиннинга этих вихрей будет ослаблена, что приведет к снижению  $j_c$ . В данной работе мы не будем развивать более детально описанный выше механизм ослабления продольным полем силы пиннинга «прошивающих» пленку вихрей. Однако если он действительно реализуется, то магнитополевая зависимость плотности критического тока при произвольном направлении поля  $\theta$ , должна описываться не соотношением (4), а его модификацией:

$$j_c(H, \theta) = j_c(H_{\perp}, \theta = 0) \frac{j_c(H_{\parallel}, \theta = 90^\circ)}{j_c(H = 0)}, \quad (5)$$

где  $H_{\parallel} = H \sin \theta$ .

Проверка соотношения (5) для пленки TN2 показана на рис. 3. Функции  $j_c(H, \theta = 0)$  и  $j_c(H, \theta = 90^\circ)$  находились интерполяцией из линий, проведенных по экспериментальным точкам для  $\theta = 0$  и  $90^\circ$ . Далее их использовали для построения кривых, соответствующих уравнению (5), при  $\theta = 45, 70$  и  $80^\circ$ . Видно, что в пределах погрешностей измерений экспериментальные точки на рис. 3 для соответствующих углов легли на построенные кривые. Небольшое расхождение можно наблюдать в наиболее высокополевой части кривой для  $\theta = 45^\circ$ . Оно заметно уменьшается, если функцию для  $j_c(H, \theta = 90^\circ)$  строить интерполяцией точек, соответствующих второй установке системы отсчета углов, которые показаны на рис. 3 крестиками.

Таким образом, проведенное сравнение показывает, что расширение с наклоном поля «полки» на  $j_c(H, \theta = \text{const})$  связано с уменьшением  $H_{\perp}$  при увеличении  $\theta$ . Тем не менее расширение «полки» при  $H \rightarrow 90^\circ$  ограничено. При этом, в отличие от случая перпендикулярного пленке магнитного поля, когда плато «эффективного пиннинга» простирается до поля, соответствующего достижению определенной

плотности «прошивающих» пленку вихрей Абрикосова, окончание низкополевого плато в поле, параллельном пленке, происходит в условиях непроникновения в пленку параллельных ей вихрей, или, по крайней мере, не связано с ними. Оно определяется ослаблением пиннинга нормальных к пленке вихрей, вероятнее всего, созданных полем измерительного тока, в параллельном пленке магнитном поле.

Проверка применимости выражения (5) была проведена для данных рис. 2, как и для рис. 3, и дала отличные результаты.

Рассмотрим теперь возможные следствия соотношений (3)–(5) для угловых зависимостей  $j_c(H = \text{const}, \theta)$ , получаемых в том или ином фиксированном поле, как это чаще всего делается в измерениях подобного рода. Как упоминалось, зависимость  $j_c(H, \theta = 0)$  в тонких эпитаксиальных пленках YBCO характеризуется наличием довольно широкого плато («полки») в слабых полях  $H < H_m(T)$ . В его пределах  $j_c(H) = j_c(H = 0) = j_c^{(0)} = \text{const}$ . Согласно [16], величина  $H_m(T)$ , характеризующая ширину «полки», линейно зависит от приведенной температуры  $\tau$ , по крайней мере в области применимости модели Гинзбурга–Ландау. Заметим, что при  $H < H_m(T)$  плотность вихрей еще не столь велика и все они оказываются запиннингованными на КД в межблочных границах. Реализуется одночастичный механизм их кор-пиннинга на ядрах КД, рассмотренный в [17]. В более сильных полях  $H > H_m(T)$  происходит спад  $j_c(H, \theta = 0)$ , который в достаточно широком интервале полей аппроксимируется зависимостью  $j_c(H, \theta = 0) \approx \alpha \ln(H^*/H)$ , где  $H^* = H_m e^{1/\alpha}$ ,  $\alpha \approx \text{const}$  (для разных образцов значение  $\alpha$  составляет  $0,22 \pm 0,02$ ). Поскольку  $H_m(T)$  всегда много больше  $H_{c1}^{\text{film}}$ , основная часть плато и, тем более, область спада  $j_c(H)$  соответствуют конечной плотности вихрей Абрикосова, перпендикулярных плоскости пленки. При этом в области  $H > H_m(T)$  становится существенным взаимодействие между вихрями. Взаимное расположение вихрей оказывается коррелированным, вплоть до образования вихревой решетки. Относительное число вихрей, запиннингованных на КД, начинает уменьшаться.

Согласно развитой в [16] модели случайного захвата вихрей Абрикосова центрами пиннинга (ядра КД) в  $c$ -ориентированных эпитаксиальных пленках со случайным распределением размеров монокристаллических блоков,  $H_m$  зависит от их среднего линейного размера  $\langle L \rangle$ . Величина  $H_m$  возрастает с уменьшением  $\langle L \rangle$  как  $\langle L \rangle^{-2}$ , так что в разных пленках соотношение  $H_m$  и  $\tilde{H}_{c1}(d)$  может быть разным. При этом вид зависимости (4) либо (5) будет

существенно зависеть от соотношения величин  $H_m$  и  $\tilde{H}_{c1}(d)$ , а также от соотношения между силой Лоренца  $F_L = (\Phi_0/c)j$  и локальной силой  $F_p$  одночастичного кор-пиннинга вихря на КД.

Рассмотрим сначала случай  $H_m(T) < \tilde{H}_{c1}(d)$ , который реализуется в исследованных в данной работе пленках. В общем случае он должен иметь место в тонких эпитаксиальных пленках YBCO с относительно большими размерами монокристаллических доменов  $< L > \geq 20-25$  нм и при температурах, относительно близких к  $T_c$  ( $T \geq 77$  К), чтобы выполнялось условие  $d \leq 2\lambda(T)$ . При этих условиях в слабых полях  $H < H_m$  не должно наблюдаться никакой угловой зависимости, т.е.  $j_c(\theta) = j_c^{(0)} = \text{const}$ , в соответствии с одночастичным механизмом пиннинга вихрей на КД в области плато. В более сильных полях, лежащих в интервале  $H_m(T) < H < \tilde{H}_{c1}(d)$ , угловая зависимость должна возникнуть. В данном интервале продольная компонента поля  $H_{\parallel} = H \sin \theta$  проникает в пленку, поскольку  $d \leq 2\lambda(T)$ , хотя и не создает вихрей, параллельных пленке. Однако для поперечных компонент поля  $H_{\perp} > H_m$ , что справедливо в интервале углов  $0 \leq \theta \leq \theta_m$ , где  $\theta_m$  определяется соотношением

$$\cos \theta_m = H_m(T)/H, \quad (6)$$

зависимость  $j_c(H_{\perp}, \theta = 0)$  соответствует теперь ее спадающему участку. С увеличением  $\theta$  (в пределах  $\theta \leq 90^\circ$ ) величина  $H_{\perp} = H \cos \theta$  уменьшается и  $j_c(\theta)$  нарастает вплоть до его максимального значения при  $\theta > \theta_m$ , где  $H_{\perp}$  вновь становится меньше  $H_m$  и  $j_c(\theta) \rightarrow j_c^{(0)}$ . Следовательно, в данном интервале полей минимум  $j_c(\theta)$  должен наблюдаться при  $\theta = 0$ , а максимум при  $\theta = 90^\circ$ . Величина  $j_c(\theta > \theta_m)$  в максимуме угловой зависимости будет равна или меньше  $j_c^{(0)}$  благодаря ослаблению пиннинга перпендикулярных пленке вихрей из-за их изгиба в приповерхностной области пленки, связанного с присутствием тангенциальной компоненты поля. По мере увеличения поля, в котором проводятся измерения  $j_c(\theta)$ , максимум вблизи  $\theta = 90^\circ$  должен становиться все уже, но ниже. Для малых полей (либо малых углов  $\theta$ ), т.е. в области, где эффект ослабления пиннинга из-за изгиба «прошивающего» вихря продольной компонентой поля пренебрежимо мал, зависимость  $j_c(\theta)$  может быть получена из  $j_c(H, \theta = 0)$  при помощи соотношения (4). В более сильных полях (при больших углах) должно быть использовано соотношение (5). Эти выводы соответствуют экспериментальным данным рис. 4–6 и качественно согласуются с данными рис. 8.

Вместе с тем данные, приведенные на рис. 8, в отличие от рис. 4–6, не показывают какого-либо снижения  $j_c(\theta = 90^\circ)$  с ростом поля от 0,19 до 0,3 Тл и,

судя по рис. 7, в этих полях  $j_c(\theta = 90^\circ) \approx j_c^{(0)}$ , хотя поля от 0,19 до 0,3 Тл соответствуют условию  $H \geq \tilde{H}_{c1}(d)$ , и можно было бы ожидать дополнительного вклада в снижение  $j_c(H, \theta = 90^\circ)$  вследствие возможного депиннинга проникших в пленку параллельных ей вихрей. Если эти вихри будут сильно пиннингованы и дополнительного вклада не будет, то эффект изгиба вихрей должен был бы сохраняться. Однако его проявлений на рис. 7, 8 не видно. Причина этого должна быть выяснена в дальнейших исследованиях.

В более сильных полях  $H > \tilde{H}_{c1}(d) > H_m(T)$  в области углов  $0 \leq \theta \leq \theta_m$  минимум  $j_c(\theta)$  по-прежнему должен наблюдаться вблизи  $\theta = 0$ , а в области  $\theta \rightarrow \theta_m$  — увеличение  $j_c(\theta)$ . Ход зависимости при дальнейшем увеличении  $\theta$  вплоть до  $90^\circ$  будет определяться соотношением между  $H_{\parallel}$  и  $\tilde{H}_{c1}(d)$ , конкретным видом зависимости  $j_c(H, \theta = 90^\circ)$ , т.е. степенью ослабления силы пиннинга вихря на «прошивающих» КД в наклонном поле. Максимум  $j_c(\theta)$  вблизи  $\theta = 90^\circ$  может стать довольно широким, почти расплыться. Он может даже приобрести дополнительный (скорее всего неглубокий) спад в своем центре в области углов, где  $H_{\parallel} > \tilde{H}_{c1}(d)$ . Это может происходить как из-за депиннинга возникающих при этом параллельных пленке вихрей, так и потому, что  $\theta \geq \theta_m$  соответствует  $H_{\perp} < H_m(T)$ . При этом полевая зависимость  $j_c(H_{\perp}, \theta = 0)$  отсутствует, а сила пиннинга вихрей на «прошивающих» КД из-за изгибов вихрей стремится к минимальному значению, близкому к силе пиннинга при вихре, перпендикулярном ядру КД [17]. Причиной возможного повышения  $j_c(\theta \approx 90^\circ)$ , на фоне обсужденного снижения, в данном случае может быть дополнительный пиннинг искривленных участков вихрей. Он может происходить на протяженных КД несоответствия, локализованных вдоль границы раздела между пленкой и подложкой, а также на других протяженных дефектах упаковки, лежащих в плоскости пленки.

Заметим, что пиннинг параллельных пленке вихрей, возникающих при  $H_{\parallel} > \tilde{H}_{c1}(d)$ , может быть весьма сильным, поскольку должен происходить захват этих вихрей в потенциальную яму между двумя барьерами Бина — Ливингстона на границах тонкой пленки. Глубина потенциальной ямы будет зависеть от  $d/\lambda$  и, как показано в [25], для  $d < \lambda$  будет велика. В результате возникает электромагнитный пиннинг продольных вихрей в пленке, подобный изученному в [25] на тонких пленках СП сплава ниобий — титан. В крайне узком интервале углов  $\theta$  вблизи  $90^\circ$   $H_{\perp}$  будет становиться сравнимым с  $H_{c1}^{\text{film}}$ , определяемым уравнением (1), и поперечная компонента поля перестанет создавать «проши-

вающие» вихри. А при транспортных измерениях с узким мостиком количество «прошивающих» пленку вихрей, возбужденных транспортным током, может быть столь малым, что их депиннинг не будет контролировать  $j_c(\theta = 90^\circ)$ . В этом случае зависимость  $j_c(H, \theta = 90^\circ)$  начнет контролироваться электромагнитным пиннингом параллельных пленке вихрей и должен наблюдаться узкий, в доли градуса, высокий пик на зависимости  $j_c(\theta)$  при  $\theta = 90^\circ$ . При индукционных измерениях  $j_c$  подобный пик, казалось бы, также должен фиксироваться в области полей  $H_{\parallel}$ , при которых угловая амплитуда «качания» суммарного поля, статического плюс индуцирующего, станет меньше, чем угловая полуширина рассмотренного выше пика  $j_c(\theta)$  при  $\theta = 90^\circ$ , регистрируемого в транспортных измерениях с узким мостиком. Это должно соответствовать полям  $H_{\parallel}$ , в сто и более раз большим, чем амплитуда перпендикулярного пленке индуцирующего ток переменного поля. Для данных, полученных на пленке TN2 (см. рис. 3) в наибольших из применявшихся статических полей, это условие выполняется, однако рост  $j_c(H, \theta = 90^\circ)$  в этой области полей не фиксируется. Можно попытаться объяснить электромагнитным пиннингом параллельных пленке вихрей аномальную ширину «полки» при  $\theta = 90^\circ$  в полученных транспортным методом данных для пленки K6300 (рис. 7). Однако характер показанных на рис. 8 угловых зависимостей для этой пленки не оставляет возможности для узкого (в доли или единицы градуса) острого пика при  $\theta = 90^\circ$ , поскольку на рис. 8 при углах, отличающихся от  $90^\circ$  на  $\pm 10^\circ$ , значения  $j_c(\theta)$  близки к  $j_c(90^\circ)$ . Таким образом, если различие методик транспортных измерений критического тока и играет роль в радикальном отличии зависимостей  $j_c(H, \theta = 90^\circ)$  для пленок PP8, P532 и TN2 от пленки K6300, то оно не сводится к учету «качания» суммарного поля за счет переменного индуцирующего. А аномальную ширину плато на  $j_c(H, \theta = 90^\circ)$  для пленки K6300 не удается объяснить проявлением электромагнитного пиннинга параллельных пленке вихрей.

Отметим еще одно обстоятельство. Как известно [26], поверхностный барьер для вхождения вихрей, параллельных плоскости пленки, в полях, заметно превышающих  $\tilde{H}_{c1}(d)$ , может практически отсутствовать, в то время как барьер для их выхода будет высоким. Они будут удерживаться в пленке электромагнитными силами и не выйдут из нее вплоть до уменьшения поля ниже определенного предела. В эксперименте обращалось внимание на возможность связанного с этим гистерезиса. Однако в пределах точности измерений он не проявился.

Таким образом, плато на зависимостях  $j_c(H, \theta = 90^\circ)$  имеет совершенно другую природу, чем плато на  $j_c(H, \theta = 0)$ , связанное с пиннингом многочисленных вихрей сеткой КД в малоугловых границах раздела монокристаллических блоков-доменов. Оно обусловлено отсутствием депиннинга параллельных пленке вихрей, из-за их невхождения в пленку при  $H < \tilde{H}_{c1}(d)$  и сильного пиннинга при больших полях, и отсутствием (либо пренебрежимой малостью) уменьшения силы пиннинга перпендикулярных пленке вихрей под действием параллельного пленке поля, меньшего определенной величины. Если бы не происходило ослабления пиннинга нормальных к плоскости пленки вихрей из-за изгиба силовых линий поля и, соответственно, сердцевин вихрей, то это плато могло бы тянуться до полей депиннинга вихрей, параллельных плоскости пленки, превышающих поле  $\tilde{H}_{c1}(d)$ . Следовательно, как минимум в пленках PP8, P532 и TN2, пиннинг вихрей, лежащих в плоскости пленки, не определяет механизма ограничения критического тока, текущего в ее плоскости.

Ситуация с пленкой K6300 остается до конца не ясной. Проведенное обсуждение показывает, что уменьшение  $j_c(H, \theta = 90^\circ)$  и в этом случае не соответствует ожидаемому в случае, если бы он был обусловлен депиннингом параллельных пленке вихрей. Однако проявления ослабления пиннинга нормальных к пленке вихрей параллельным пленке полем отсутствуют в K6300 вплоть до полей 0,3–0,4 Тл, существенно превышающих  $\tilde{H}_{c1}(d)$  и на порядок превышающих поля, где эти проявления становятся заметными в пленках PP8 и P532 той же толщины, что и K6300. Это, видимо, происходит по причинам, связанным с ее изготовлением и/или подготовкой к измерению критического тока, выяснение которых требует дополнительных исследований.

Экспериментальные данные, приведенные на рис. 4–6, 8, относятся к полям в интервале  $H \geq \tilde{H}_{c1}(d) > \tilde{H}_m(T)$ . Однако для всех представленных на этих рисунках пленок спад  $j_c(H, \theta = 90^\circ)$  при полях проведения измерений невелик по сравнению с  $j_c^{(0)}$ , а максимумы зависимости  $j_c(\theta)$  вблизи  $\theta = 90^\circ$  довольно широки. По-видимому, поэтому двугорбость данного максимума отсутствует. Вместе с тем эффект резкого уширения этого максимума, вплоть до полного исчезновения, может быть продемонстрирован, если построить зависимости  $j_c(\theta)$  на основе данных для пленки P532 в полях вблизи 0,5 Тл (см. рис. 2).

Рассмотрим теперь гипотетический случай обратного соотношения  $H_m(T) > \tilde{H}_{c1}(d)$ . Он может быть реализован в более толстых эпитаксиальных пленках при температурах, когда  $T \ll T_c$  и  $2\lambda(T) \leq d$ , а

средний размер доменов мал, например  $\langle L \rangle \leq 10$  нм, и  $H_m(T)$  относительно велико. Тогда в области слабых полей  $H < \tilde{H}_{c1}(d)$  должен наблюдаться максимум  $j_c(H = \text{const}, \theta)$  при  $\theta = 0$ . Он будет возникать из-за уменьшения силы пиннинга для нормальных к пленке вихрей под действием параллельной пленке составляющей поля  $H_{\parallel} = H \sin \theta$ , нарастающей с увеличением  $\theta$ . В самых малых полях он будет широким, вплоть до полного отсутствия зависимости  $j_c(\theta)$ . И может оставаться широким, вплоть до ненаблюдаемости, во всем интервале полей  $H < \tilde{H}_{c1}(d)$ . В интервале полей

$$\tilde{H}_{c1}(d) \leq H \leq H_m(T), \quad (7)$$

начиная с углов  $\theta \geq \theta_1$ , где  $\theta_1$  определяется из условия

$$\sin \theta_1 = \tilde{H}_{c1}(d)/H, \quad (8)$$

$H_{\parallel} > H_{c1}^{(1)}(d)$ , и параллельные пленке вихри смогут проникать в нее. Пологий максимум  $j_c(\theta)$  вблизи  $\theta = 0$  будет сохраняться при  $\theta < \theta_1$ , а часть зависимости  $j_c(\theta)$  при  $\theta \geq \theta_1$  будет зависеть от условий пиннинга этих вихрей. При слабом их пиннинге спад  $j_c(\theta)$  в этой области усилится и максимум при  $\theta = 0$  станет более выразительным. В случае сильного пиннинга вхождение параллельных пленке вихрей никак не скажется на  $j_c(\theta)$ , которая будет контролироваться депиннингом перпендикулярных пленке вихрей. В крайне узкой по углам области вблизи  $\theta = 90^\circ$  возможен острый пик  $j_c(\theta)$ , связанный с электромагнитным пиннингом параллельных пленке вихрей. Он сможет проявиться в условиях, когда нормальные к пленке вихри (в том числе и созданные измерительным током) будут либо отсутствовать, либо по иным причинам их депиннинг не будет контролировать  $j_c$ .

В еще более сильных полях и при  $\theta \geq \theta_1$  разделение на изгибающиеся у поверхности перпендикулярные пленке вихри и вихри, лежащие в плоскости пленки, потеряет смысл. Жесткость вихря к изгибу усилится, и критический ток будет контролироваться депиннингом наклонных вихрей, имеющих нормальную и параллельную пленке проекции. Благодаря существованию в эпитаксиальных пленках линейных дефектов, параллельных плоскости пленки (в частности, дислокаций несоответствия вблизи границы раздела), по мере приближения угла наклона поля к  $\theta = 90^\circ$  может включаться механизм одночастичного кор-пиннинга таких вихрей на этих дислокациях. Конечно, он будет эффективным, если линии таких дислокаций будут лежать в глубине пленки в области расположения обсуждаемых вихрей, т.е. на расстоянии от границы раздела, хотя бы немного меньшем  $\lambda$  и/или  $d$ . В этом случае, при

достаточной плотности «лежащих» дислокаций, может возникнуть дополнительный (уже не экстремально узкий) максимум  $j_c(\theta)$  при  $\theta = 90^\circ$ . В полях меньших  $H_m$  величина  $j_c(\theta = 0)$  будет равной  $j_c^{(0)}$ , что обеспечит максимум при  $\theta = 0$ . В больших полях  $j_c(\theta = 0)$  будет уменьшаться и этот максимум будет понижаться вплоть до исчезновения, в то время как при  $\theta = 90^\circ$  максимум будет возникать. Таким образом, в области полей  $\tilde{H}_{c1}(d) \leq H \leq H_m(T)$  для пленок с соответствующими параметрами могут наблюдаться два максимума  $j_c(\theta)$  при  $\theta = 0$  и  $90^\circ$  либо даже один при  $\theta = 0$ . Не исключено, что это соответствует условиям наблюдения зависимостей  $j_c(\theta)$  в [7,9–12].

Таким образом, все экспериментально наблюдаемые угловые зависимости  $j_c(\theta)$  находят качественное объяснение в рамках рассмотренных выше простых моделей пиннинга вихрей в тонких пленках ВТСП.

#### 4. Заключение

Получены магнитополевые зависимости  $j_c(H, \theta = \text{const})$  в тонких  $c$ -ориентированных эпитаксиальных пленках YBCO, изготовленных по разным технологиям, с  $d < 2\lambda$  для магнитного поля, направленного под различными углами к пленке. Найден также угловые зависимости  $j_c(H = \text{const}, \theta)$ . Показано, что, при внешнем сходстве магнитополевых зависимостей для перпендикулярного и параллельного пленке полей, выражающемся в наличии в обоих случаях плато в области низких полей, природа этих плато различна. В случае перпендикулярного пленке поля плато возникает в условиях наличия в пленке довольно большого числа вихрей Абрикосова, пиннингуемых на сетке «прошивающих» КД в малоугловых границах раздела монокристаллических блоков пленки. Плато «эффективного пиннинга» простирается вплоть до поля, соответствующего достижению такой плотности «прошивающих» пленку вихрей, при которой ансамблю взаимодействующих между собой вихрей становится энергетически не выгодно, чтобы все вихри были запиннингованы на КД в межблочных границах. В поле, параллельном пленке, низкополевое плато может реализоваться в условиях непроникновения в нее параллельных пленке вихрей в полях ниже первого критического для параллельно намагничиваемой пленки с толщиной меньше  $2\lambda$  либо при отсутствии влияния таких вихрей на критический ток в больших полях. Окончание низкополевого плато не соответствует депиннингу проникших в нее вихрей, параллельных пленке. Уменьшение  $j_c(H)$  при окончании этого плато определяется ослаблением пиннинга нормальных к пленке вихрей в параллельном

ей магнитном поле. Последнее связывается с изгибом нормального к пленке вихря в приповерхностной области пленки в присутствии параллельного пленке поля. Из-за этого участок вихря, пространственно совмещенный с ядром «прошивающей» пленку КД, укорачивается, и пиннинг ослабевает. Низкополевое плато зависимости  $j_c(H)$  для поля, лежащего в плоскости, оказывается шире, чем плато «эффективного» пиннинга при нормальном намагничивании. В этих условиях зависимость  $j_c$  в фиксированном поле от угла между  $\mathbf{H}$  и нормалью к пленке имеет один максимум при поле, лежащем в плоскости.

В пленках, полученных осаждением при лазерном испарении  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ , либо электронно-лучевом испарении компонентов этого состава, на которых  $j_c$  измеряли индукционным методом, спад  $j_c$  при увеличении параллельного пленке поля начинается раньше достижения первого критического поля для проникновения вихрей в плоскость. А на пленке, полученной магнетронным осаждением, в которой измерения  $j_c$  проведены транспортным методом, этот спад начинается в полях много больших указанного критического поля. Окончательное выяснение причин этого различия, вероятнее всего, связанного с особенностями изготовления конкретной пленки либо литографического изготовления узкого мостика для транспортных измерений, требует дополнительных исследований. К сожалению, ни на одной из пленок не были проведены измерения одновременно двумя методами — и индукционным, и транспортным. Такое сравнение планируется в дальнейшем.

Показано, что разнообразие форм угловых зависимостей  $j_c(H = \text{const}, \theta)$  зависит от детальных параметров эпитаксиальных пленок ВТСП  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  с развитой наноструктурной сеткой малоугловых межблочных дислокационных границ (толщина, плотность «прошивающих» и «лежащих» КД, размеры мозаичных блоков и углы их разориентации) и условий эксперимента (температура, величина поля). При этом различные возможные сочетания параметров пленок, связанных с магнитопольевой зависимостью критического тока и с условиями проникновения параллельных пленке вихрей Абрикосова в пленку с  $d < 2\lambda(T)$  позволяют качественно объяснить основные особенности поведения  $j_c(H, \theta)$ , сообщавшиеся в литературе.

Данная работа частично поддержана ИНТАС (грант 99-0585).

Авторы благодарны д-ру С.К. Толпыго (SUNY, Stony Brook, NY, USA) за предоставление образца TN2 для исследований и д-ру А.В. Семенову (инсти-

тут физики НАН Украины, Киев) за участие в обсуждении ряда вопросов работы.

1. V.M. Pan, *Physics and Materials Science of Vortex States, Flux Pinning and Dynamics, NATO ASI Series*, Vol. 356, p. 1, R. Kossowsky, S. Bose, V. Pan, and Z. Durusoy (eds.), Kluwer Academic Publ., Dordrecht, The Netherlands (1999).
2. В.М. Пан, *Успехи Физ. Мем.* **1**, 49 (2000).
3. D.K. Christen, C.E. Klabunde, R. Feenstra, D.H. Lowndes, and D.M. Kroeger, *Physica* **B165–166**, 1415 (1990).
4. Y. Kuwasawa, T. Yamaguchi, T. Tosaka, S. Aoki, and S. Nakano, *Physica* **C169**, 39 (1990).
5. T. Nishizaki, T. Aomine, I. Fujii, K. Yamamoto, S. Yoshii, T. Terashima, and Y. Bando, *Physica* **C181**, 223 (1991); *ibid.* **185–189**, 2259 (1991).
6. A.A. Zhukov, H. K pfer, G.K. Perkins, A.D. Caplin, T. Wolf, K.I. Kugel, A.L. Rakhmanov, M.G. Mikheev, V.I. Voronkova, M. Kl ser, and H. W hl, *Physics and Materials Science of Vortex States, Flux Pinning and Dynamics, NATO ASI Series*, Vol. 356, p. 521, R. Kossowsky, S. Bose, V. Pan, and Z. Durusoy (eds.), Kluwer Academic Publ., Dordrecht, The Netherlands (1999).
7. B. Roas, L. Schultz, and G. Saemann-Ischenko, *Phys. Rev. Lett.* **64**, 479 (1990).
8. T. Nishizaki, F. Ichikawa, T. Fukami, T. Aome, T. Terashima, and Y. Bando, *Physica* **C204**, 304 (1993).
9. D.H. Lowndes, D.K. Christen, C.E. Klabunde, Z.L. Wang, D.M. Kroeger, J.D. Budai, Shen Zhu, and D.P. Norton, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 2355 (1995).
10. H. Safar, Y.Y. Coulter, M.P. Maley, S. Foltyn, P. Arendt, X.D. Wu, and J.O. Willis, *Phys. Rev.* **B52**, R9875 (1995).
11. 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).
12. 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).
13. V.M. Pan, V.S. Flis, O.P. Karasevska, V.I. Matsui, I.I. Peshko, V.L. Svetchnikov, M. Lorenz, A.N. Ivanyuta, G.A. Melkov, E.A. Pashitskii, and H.W. Zandbergen, *J. Supercond.: Novel Incorpor. Magn.* **14**, 105 (2001).
14. A. Gurevich and E.A. Pashitskii, *Phys. Rev.* **B57**, 13878 (1998).
15. Э.А. Пашицкий, В.И. Вакарюк, С.М. Рябченко, Ю.В. Федотов, *ФНТ* **27**, 131 (2001).
16. Ю.В. Федотов, С.М. Рябченко, Э.А. Пашицкий, В.И. Вакарюк, А.В. Семенов, В.М. Пан, В.С. Флис, *ФНТ* **28**, 245 (2002).
17. Э.А. Пашицкий, В.И. Вакарюк, *ФНТ* **28**, 16 (2002).
18. 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. Stäubli-Pumpin, and R. Griessen, *Nature* **399**, 439 (1999).
19. E. Mezzetti, R. Gerbaldo, G. Ghigo, L. Gozzelino, B. Minetti, C. Camerlingo, A. Monaco, G. Cuttone, and A. Rovelli, *Phys. Rev.* **B60**, 7623 (1999).
  20. V.M. Pan, E.A. Pashitskii, S.M. Ryabchenko, V.A. Komashko, A.V. Pan, S.X. Dou, A.V. Semenov, C.G. Tretiatchenko, and Yu.V. Fedotov, *IEEE Trans. on Appl. Supercond.* **13**, June (2003), accepted.
  21. I. Peshko, V. Flis, and V. Matsui, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **34**, 732 (2001).
  22. S.K. Streiffer, B.M. Lairson, C.B. Eom, B.M. Clemens, J.C. Bravman, and T.H. Geballe, *Phys. Rev.* **B43**, 13007 (1991).
  23. R. Clem and A. Sanchez, *Phys. Rev.* **B50**, 9355 (1994).
  24. M. Wurlitzer, M. Lorenz, K. Zimmer, and P. Esquinazi, *Phys. Rev.* **B55**, 11816 (1995).
  25. G. Stejic, A. Gurevich, E. Kadyrov, D. Christen, R. Joynt, D.C. Larbalestier, *Phys. Rev.* **B49**, 1274 (1994).
  26. А.А. Абрикосов, *ЖЭТФ* **46**, 1464 (1964).
  27. А.А. Абрикосов, *Основы теории металлов*, Наука, Москва (1987).

Peculiarities the angular dependences of critical current in thin epitaxial HTS  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  films at magnetic fields

Yu.V. Fedotov, E.A. Pashitskii,  
S.M. Ryabchenko, V.A. Komashko,  
V.M. Pan, V.S. Flis, and Yu.V. Cherpak

The dependences of critical current density  $j_c$  on the value and direction of external magnetic field  $\mathbf{H}$  are investigated in thin epitaxial films of high-temperature superconductors  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ . The films studied have a high  $j_c$  ( $\sim 10^6$  A/cm<sup>2</sup> at 77 K) in the absence of external field and thickness  $d$  less than the doubled penetration depth  $\lambda$  of magnetic field. It is found that the  $j_c(H)$ -dependences display a plateau at low

fields both perpendicular (normal) and parallel (in-plane) to the film plane. In the case of the normal magnetic field direction the «effective pinning» plateau extends to the field corresponding to such a density of Abrikosov vortices, threading a film, at which it becomes disadvantageous for all of them to be pinned on edge dislocations within low angle block boundaries. At the parallel fields, contrastingly, the plateau end is not bound with the depinning conditions of the in-plane vortices penetrated into the film, and the  $j_c(H)$  reduction out of the plateau appears to be determined by the pinning weakening of the normal-to-film vortices in the parallel-to-film magnetic field. The low field plateau in the  $j_c(H)$ -dependence for a field lying in the film plane turns out to be wider than that at the normal magnetization. In this case the  $j_c$ -dependence on the angle between  $\mathbf{H}$  and the normal direction to a film has the only maximum at the field lying in the film plane. For  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  films deposited by electron-beam evaporation of the components or by pulse-laser ablation the  $j_c(H)$ -dependences are measured by the inductive low-frequency technique. In this case a decrease in  $j_c$  with an increase of the in-plane field is shown to begin for values, which are lower than the first critical field for the in-plane vortex penetration. For  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  films deposited by dc magnetron sputtering on which the  $j_c(H)$ -dependences are measured by the four-probe transport technique a decrease in  $j_c$  occurs for the  $H$  values, which are noticeable lower than mentioned critical field. Possible reasons of such a discrepancy are discussed. The relationships between the parameters of the  $j_c(H)$ -dependence and the first critical field for the in-plane vortex penetration are considered, including those which may result in angular  $j_c(H)$ -dependences with two maxima, i.e., at the normal and tangential directions of the field vector, respectively.