

PACS: 74.76.-w, 74.60.-Ge, 61.10.Lx

А.И. Коссе¹, А.Ю. Прохоров¹, Г.Г. Левченко¹, В.А. Хохлов¹, Н.Н. Кабдин¹,
П.Н. Михеенко²

НАМАГНИЧЕННОСТЬ YBCO-ПЛЕНОК ВБЛИЗИ T_c

¹Донецкий физико-технический институт им. А.А. Галкина НАН Украины
ул. Р. Люксембург, 72, г. Донецк, 83114, Украина

²Department of Physics, The University of Birmingham, UK

Статья поступила в редакцию 11 ноября 2005 года

Исследованы температурные зависимости намагниченности двух YBCO-пленок при различных внешних магнитных полях H_{dc} . Пленки были получены методом лазерной абляции на подложках $SrTiO_3$. В результате обработки экспериментальных результатов было показано, что теоретическая модель, учитывающая пиннинг отдельного вихря на ядре дислокаций, упругое взаимодействие между вихрями в искаженной вихревой решетке и статистическое распределение кристаллитов по размерам, может быть применима для описания зависимости плотности критического тока j_c от величины внешнего поля H_{dc} не только в области низких температур, где крип потока несуществен, но и при температурах, близких к температуре сверхпроводящего перехода T_c . Размер кристаллитов, из которых состоят YBCO-пленки, полученный из расчетов, оказался значительно больше, чем обычно встречаемый в литературе. Проведено фитирование зависимости плотности критического тока j_c при различных внешних магнитных полях. Обсуждаются причины нестандартного поведения параметров фитирования.

Введение

Известно, что для эпитаксиальных пленок $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ (далее YBCO) характерны высокие ($(1-4) \cdot 10^6$ А/см² при 77 К) значения плотности критического тока j_c [1-3]. Это связано с более эффективными механизмами пиннинга вихрей в пленках по сравнению с монокристаллами ($j_c(77\text{ К}) \sim 10^4$ А/см²). Реально в пленках, выращенных на любых подложках и различными методами, в качестве центров пиннинга могут выступать точечные (наноразмерного масштаба) включения инородной несверхпроводящей фазы (например, Y_2O_3 [4]), неоднородности пленки по толщине [5], краевые и винтовые дислокации [6-10].

Особое внимание исследователей привлекали дислокации, всегда присутствующие в большом количестве при росте эпитаксиальных YBCO-пленок. Последние растут в виде кристаллитов, которые визуальнo проявляются на

снимках, полученных методом атомной силовой микроскопии как выпуклые «островки», характеризующиеся перепадом толщины до нескольких постоянных решетки. Средний размер таких кристаллитов в зависимости от особенностей процессов напыления может изменяться от 100 nm до 2.5 μm [9,11]. При спиральном росте «островков» в них образуются винтовые дислокации в центре и несколько краевых дислокаций – ближе к периферии [9]. Границы между кристаллитами, как отмечалось в [6], представляют собой относительно упорядоченные ряды краевых дислокаций, являющихся центрами пиннинга. Впрочем, по поводу концентрации и особенностей пространственного распределения дислокаций в пленках (и правильных методов их определения), а также влияния дислокаций на магнитно-полевые и температурные зависимости $j_c(H, T)$ единое устоявшееся мнение отсутствует.

Магнитно-полевые зависимости (внешнее магнитное поле приложено перпендикулярно пленке ($H \parallel C$)) плотности критического тока $j_c(H)$ в эпитаксиальных пленках YBCO, выращенных различными методами и на разных подложках, исследовались в ряде работ [7–11]. В них отмечалась независимость $j_c(H)/j_c(0)$ от H в малых полях до некоторого критического поля H_m (так называемое «плато»). В [9,10] было показано, что ширина плато H_m коррелирует (прямо пропорциональна) с числом ямок травления. При низких температурах она оказывается порядка «поля согласования»: $B_\Phi = n\Phi_0$, где n – концентрация ямок травления, а Φ_0 – сверхпроводящий квант потока. При увеличении температуры H_m уменьшается. Поскольку в [9,10] дислокации однозначно связывались с ямками травления, это послужило основанием для вывода, что пиннинг на дислокациях является основным механизмом, определяющим критический ток j_c при низких температурах, но при приближении к T_c (T_c – температура перехода образца в сверхпроводящее состояние) он становится менее эффективным. При этом никакой теоретической модели, допускающей количественное сопоставление с экспериментальными магнитно-полевыми зависимостями при различных температурах, в [9,10] предложено не было.

Критический ток, протекающий по YBCO-пленке, ограничен двумя механизмами [12,13]:

- 1) депиннингом вихрей, которые в небольших внешних магнитных полях в основном закрепляются на ядрах малоугловых границ (МУГ) между кристаллитами (назовем его j_c^{depin});
- 2) способностью сверхтока проходить через границу между ядрами дислокаций (j_c^{depair}).

В работе [11] МУГ рассматривали в виде случайной сетки параллельных одинаковых джозефсоновских связей. Однако наблюдаемые в YBCO-пленках плотности критического тока больше 10^6 A/cm^2 при 77 К делают, на наш взгляд, сомнительным подобное рассмотрение, поскольку джозефсоновская связь вряд ли может пропустить такую плотность тока. Кроме того, эта теория предполагает независимость величины «плато» от температуры, а при больших полях должна выполняться зависимость $j_c \sim H^{-3/2}$.

Более предпочтительной, по-видимому, является модель, предложенная в [12,13]. Она предполагает понижение локальной плотности тока распаривания в МУГ между ядрами дислокаций благодаря эффекту локального подавления в них сверхпроводящего параметра порядка. Если такие МУГ перекрывают все сечение пленки, то экспериментально наблюдаемое значение j_c будет соответствовать меньшей из критических плотностей j_c^{depin} и j_c^{depair} . Наблюдавшийся на одной из пленок резкий переход в магнитополевой зависимости от низкополевого плато к линейному в полулогарифмических координатах ($j_c - \log H$) спаду трактовался в [7] как кроссовер по полю между двумя механизмами ограничения тока: j_c^{depair} – на плато и j_c^{depin} – на спаде.

Для последнего механизма в [8] была предложена теоретическая модель, учитывающая пиннинг отдельного вихря на ядре дислокации, упругое взаимодействие между вихрями в искаженной вихревой решетке и статистическое распределение кристаллитов по размерам. Эта модель основана на двух предположениях: 1) вихри пиннируются на краевых дислокациях, расположенных в МУГ, окружающих кристаллиты; 2) магнитная индукция \mathbf{B} в пленке совпадает с внешним полем H , так как размагничивающий фактор пленки практически равен 1. Критический ток в этой модели определяется из условия коллективного депиннинга вихрей из комплекса краевых дислокаций в МУГ при $H > H_m$:

$$\frac{n_p}{n} F_p - F_L(j_c) = 0, \quad (1)$$

где n_p – число вихрей, запиннированных на дислокациях; n – общее число вихрей в пленке; F_p – сила пиннинга; $F_L(j_c)$ – сила Лоренца, равная $\Phi_0 j_c / c$ (c – скорость света).

Авторами [7,8] было получено следующее выражение для нормированной зависимости плотности критического тока в функции внешнего магнитного поля:

$$\frac{j_c(H, \tau)}{j_c(0, \tau)} = \frac{n_p(H, T)}{n(H, T)}, \quad (2)$$

где $n_p(H)$ – концентрация вихрей, запиннированных на ядрах дислокаций; $n(H)$ – полная концентрация вихрей; $\tau = (1 - T/T_c)$.

Таким образом, зависимость плотности критического тока от поля пропорциональна $n_p(H, T)/n(H, T)$. Смысл этого выражения заключается в том, что когда число вихрей в пленке достигнет определенного значения (при отсутствии центров пиннинга), они образуют энергетически наиболее выгодную гексагональную решетку с параметром $a = (\Phi_0/H)^{1/2}$. При наличии центров пиннинга решетка искажается так, что часть вихрей размещается в центрах пиннинга при наименьшем отклонении от положений, соответствующих узлам правильной решетки, а некоторые вихри вынуждены занимать положение вне центров пиннинга. Количество незапиннированных вихрей

зависит от конфигурации распределения центров пиннинга в образце и параметра a образовавшейся решетки, зависящего от поля. В результате и отношение n_p/n становится зависящим от поля. Таким образом, отношение n_p/n , а следовательно, и $j_c(H, \tau)/j_c(0, \tau)$ будут сильно зависеть от размеров и формы кристаллитов, образующих пленку, их взаимной ориентации и величины a , напрямую связанной с величиной внешнего поля.

Вероятность распределения размеров кристаллитов L в пленке взята авторами [7,8] в виде

$$P(L) = \frac{\mu^{\nu-1}}{\Gamma(\nu)} L^{\nu-1} e^{-\mu L}, \quad (3)$$

где L – размер кристаллитов; $\mu = \langle L \rangle / \sigma^2$; $\nu = \mu \langle L \rangle$; σ – ширина функции распределения; $\Gamma(\nu)$ – полная гамма-функция. Окончательное выражение для отношения n_p/n имеет вид

$$\frac{n_p}{n} = 1 - \left\{ 1 - f(d^* x^{1/2}) \left[\frac{\Gamma(\nu, \nu x^{-1/2})}{\Gamma(\nu)} \right] - f(d^* x^{1/2}) \left[\frac{\Gamma(\nu, \nu x^{-1/2}) - \nu x^{-1/2} \Gamma(\nu-1, \nu x^{-1/2})}{\Gamma(\nu)} \right]^2 \right\}, \quad (4)$$

Обозначим $d^* x^{1/2}$ через y , тогда

$$f(y) = \begin{cases} \frac{1}{2} \left(\sqrt{1-y^2} + \arcsin(y) / y \right), & y \leq 1, \\ \pi / 4y, & y > 1. \end{cases} \quad (4a)$$

Здесь $d^* = d / \langle L \rangle$ (d – расстояние между дислокациями); $\Gamma(\nu, \nu x^{-1/2})$ – неполная гамма-функция; $x = H/H_0 \tau$ ($H_0 = 8r_c^2 \Phi_0 / \xi_0^2 \langle L \rangle$, r_c – радиус кора дислокации ~ 1 nm).

Из модели [7,8] следует, что зависимости $j_c(H, T)/j_c(0, T)$ должны быть инвариантными по некоторой функции $\delta \sim (\tau/H)^{1/2}$ – параметра захвата вихря дислокациями. Линейно-логарифмические графики нормированных зависимостей $j_c(H)/j_c(0)$ от $(H/H_0 \tau)$ для различных фиксированных температур должны совпадать.

Таким образом, существуют две основные модели, описывающие зависимость плотности критического тока от магнитного поля H : представленные в работах [7,8,12,13] и в [11]. Из экспериментальных данных можно определить применимость той или иной модели. В первой из них должны наблюдаться температурно-зависимые величины низкополевых «плато», во второй эти величины должны быть температурно-независимыми. В высоких полях для первой модели должна наблюдаться зависимость $j_c \sim H^{-1}$, а для второй – $j_c \sim H^{-3/2}$.

Целью настоящей работы являлась проверка применимости этих моделей для YBCO-пленок, выращенных на подложках SrTiO₃ методом лазерной абляции при температурах, близких к температуре сверхпроводящего перехода T_c ($\tau < 0.16$). Столь высокий температурный диапазон исследований делает применимость той или иной модели не совсем очевидной, так как во многих работах [9–11] подчеркивалась эффективность механизма пиннинга на дислокациях (межблочных границах) лишь при низких температурах. Хотя понижение эффективности пиннинга с повышением температуры учитывается в модели [7,8] в явном виде (через зависимость τ от основных параметров сверхпроводимости в рамках теории Гинзбурга–Ландау), но в то же время не учитывается роль термических возбуждений вихрей и соответственно крипа потока. Кроме того, мы имели возможность экспериментально определить зависимость $j_c(T)$ при различных внешних магнитных полях. Нам неизвестны работы, посвященные изучению таких зависимостей.

Эксперимент

Ориентированные по C -оси YBCO-пленки выращивались на SrTiO₃ (001)-подложках ($5 \times 5 \times 0.5$ mm) импульсно-лазерной абляцией керамической стехиометрической мишени лазером K_vF ($\lambda = 248$ nm) с использованием следующих параметров: плотность энергии лазера 2.5 J/cm², частота повторений импульсов 5 Hz, расстояние от мишени до подложки 5.5 cm, давление кислорода 400 mtorr, температура осаждения 760°C . Скорость роста при этих условиях составляла 0.088 nm/pulse. Чтобы обеспечить оптимальное содержание кислорода, пленки охлаждали до комнатной температуры в кислородной атмосфере (0.8 atm) со скоростью $30^\circ\text{C}/\text{min}$. Исследовали 2 образца: П₁ – толщиной $h = 125$ nm и П₂ – 112 nm.

Температурные измерения намагниченности при различных внешних полях H_{dc} до 1 Т проводили на образцах П₁ и П₂ с помощью СКВИД-магнитометра. Измерения осуществляли в ZFC-режиме: образец охлаждали в нулевом поле, при низкой температуре включали поле $H_{dc} \parallel C$ -оси, и затем образец нагревали до температуры $T > T_c$.

Результаты и обсуждение

Типичные температурные зависимости намагниченности изученных образцов приведены на рис. 1. Экспериментальные данные $m(T, H)$ можно связать с зависимостью $j_c(T, H)$ при помощи формулы (10) из [14]:

$$m(H, T) = j_c(H, T) d r^3 \frac{2}{3} \left(\cos^{-1} \frac{1}{\cosh |h|} + \frac{\sinh |h|}{\cosh^2 |h|} \right), \quad (5)$$

где r – радиус образца в виде диска; d – толщина пленки; $h = H/H_c$, $H_c = j_c(T, H)d/2$. Из формулы (5) можно получить значения $j_c(H, T)$, зная зависимость $m(H, T)$, если образец находится в насыщенном состоянии, т.е. когда $H \geq H_p$ (H_p – поле проникновения до центра образца).

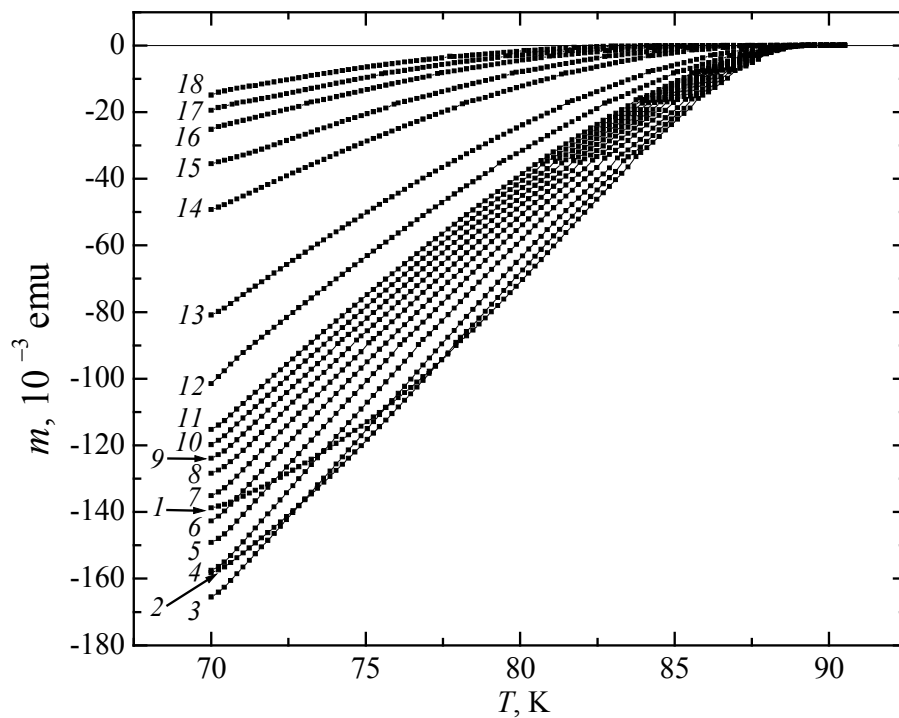


Рис. 1. Температурные зависимости намагниченности пленки Π_1 , измеренные при различных внешних магнитных полях, Oe : 1 – 50, 2 – 70, 3 – 100, 4 – 150, 5 – 200, 6 – 250, 7 – 300, 8 – 350, 9 – 400, 10 – 450, 11 – 500, 12 – 700, 13 – 1000, 14 – 2000, 15 – 3000, 16 – 5000, 17 – 7000, 18 – 10000

Для оценки реальной величины H_p нами были проведены магнитооптические исследования и измерения намагниченности на одной из пленок, полученной вышеописанным способом. На основе этих исследований определено поле $H_p \cong 900$ Oe , при этом ширина не занятого вихрями участка пленки R составляла всего $R = 0.012$ cm . Используя формулу $R = r/\cosh(H_p/H_c)$ из [14], получим $H_p/H_c = 3.73$. В результате выражение (5) принимает вид

$$m = j_c dr^3 \frac{3.14}{3}, \quad (6)$$

откуда

$$j_c = \frac{3m}{3.14dr^3}.$$

Зависимости $j_c(H)$ при температурах 75 ($\tau = 0.16$), 80 ($\tau = 0.1$), 83 ($\tau = 0.087$) и 85 К ($\tau = 0.045$) для пленки Π_1 получены путем сечений серии кривых $m(T, H)$ (рис. 1) при указанных температурах (пересчет m в j_c проведен по формуле (6)). Эти кривые в полулогарифмическом масштабе представлены на рис. 2. Фитирование экспериментальных кривых показало, что существует три диапазона полей, в которых $j_c(H, T)$ подчиняется различным законам (см. вставку на рис. 2). Значения параметров в формулах зависимостей $j_c(H, T)$ для различных диапазонов внешнего магнитного поля представлены на

рис. 3. Для пленки П₂ участок кимовской зависимости $j_c(H)$ (до 200 Oe) [15], имеющийся на пленке П₁, отсутствует. В магнитных полях до 10³ Oe зависимость $j_c(H, T)$ подчиняется логарифмическому закону, а выше 1000 Oe она изменяется на $j_c(H) \sim AH^{-\alpha}$.

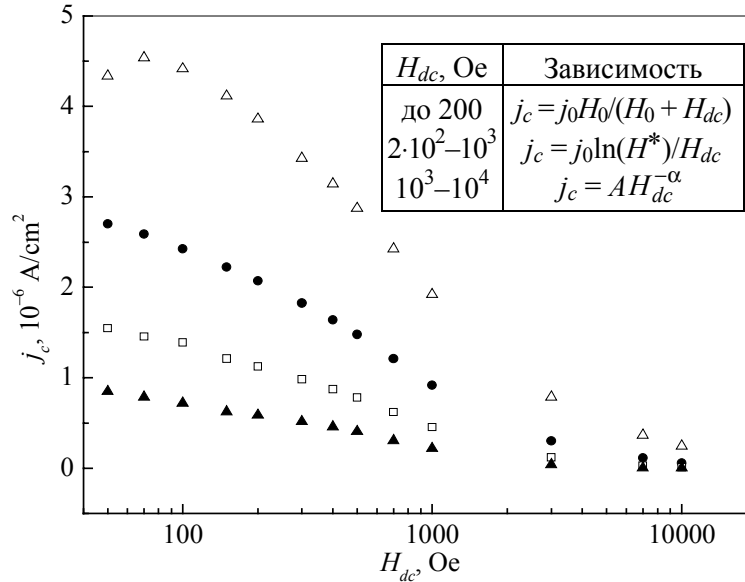


Рис. 2. Зависимости критического тока пленки П₁ в функции логарифма H_{dc} при различных температурах, К: Δ – 75, \bullet – 80, \square – 83, \blacktriangle – 85

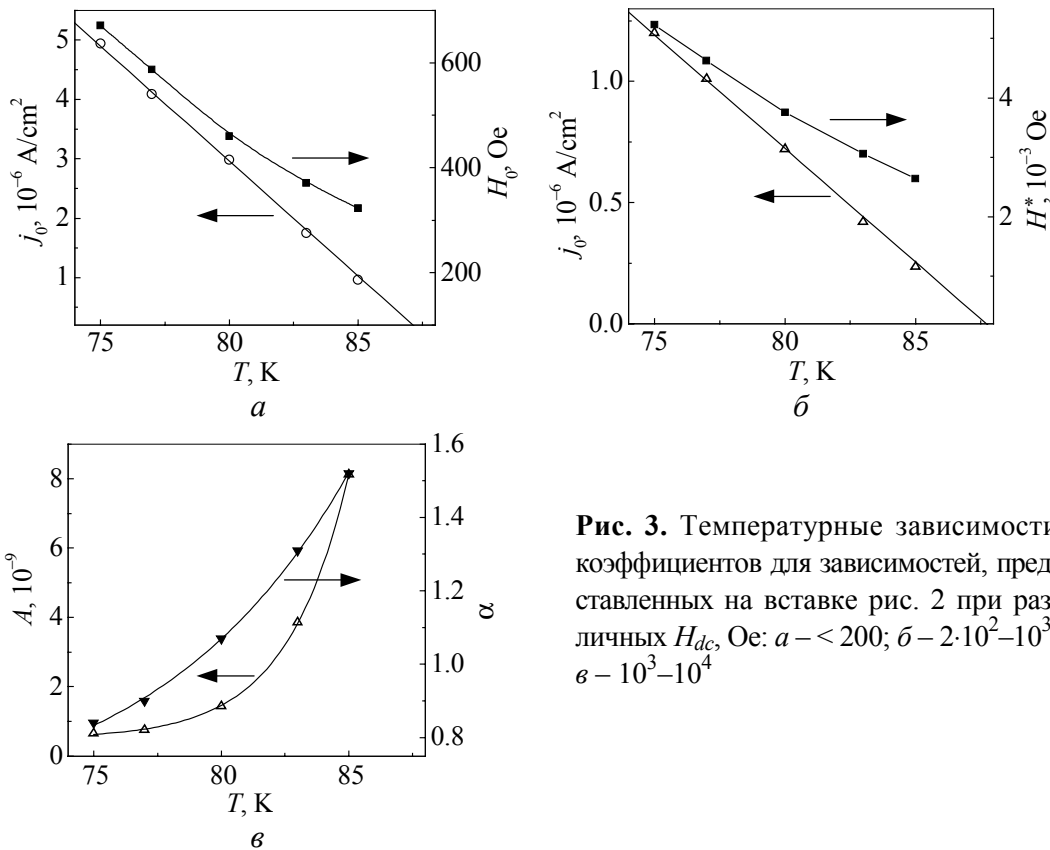


Рис. 3. Температурные зависимости коэффициентов для зависимостей, представленных на вставке рис. 2 при различных H_{dc} , Oe: a – < 200 ; b – $2 \cdot 10^2 - 10^3$; v – $10^3 - 10^4$

В силу специфики измерений (в малых полях при низких температурах пленка находится в ненасыщенном состоянии, и определить j_c становится весьма затруднительно) на зависимостях $j_c(H)$ мы не имели «полочки», которая наблюдалась при измерениях петель гистерезиса и магнитной восприимчивости в работах [7,8,10]. Если же воспользоваться формулой из [7]:

$$j_c(H, T) / j_c(0, T) = \alpha \ln \frac{H^*}{H}, \quad (7)$$

где

$$H^* = H_m \exp(1/\alpha), \quad (8)$$

(H_m – поле перехода от «полочки» к логарифмическому спаду $j_c(H)$), а величину $j_c(0, T)$ взять из зависимости $j(H, T) = j(0, T)H_0/(H_0 + H)$, которой описываются экспериментальные кривые для Π_1 при $H \leq 200$ Ое, приняв $H = 0$, то мы получим зависимости H_m и α от τ , приведенные на рис. 4. Видно, что на величину α мало влияет изменение температуры, в то время как H_m растет с понижением T . Эти результаты согласуются с данными [7]. Величина α лежит в пределах 0.2–0.25, что является признаком применимости модели коллективного пиннинга [7,8] и оправдывает использование этого подхода для фитирования результатов эксперимента. Рассчитанные значения H_m малы по сравнению с данными [7,8,10]. При $T = 75$ К величина $H_m \cong 73$ Ое и близка к величине поля ~ 70 Ое, при котором зависимость $j_c(H, T)$ при низких температурах переходит к виду, характерному для ненасыщенного состояния. При $T = 85$ К ($\tau = 0.045$) $H_m = 39$ Ое. Нужно отметить, что поле H_m отвечает полному согласованию (вихри при $H < H_m$ позиционируются только на межкристаллитных дислокациях и не попадают внутрь кристаллитов) между вихревой решеткой и количеством дислокаций, обеспечивающих наиболее благоприятные условия пиннинга вихрей.

Как указывалось выше, из модели [7,8] следует, что зависимости $j_c(H, T)/j_c(0, T)$ должны быть инвариантными по некоторой функции $\delta \sim (\tau/H)^{1/2}$, являющейся параметром захвата вихря дислокациями. Линейно-логарифмические графики нормированных зависимостей $j_c(H)/j_c(0)$ от $(H/H_0)\tau$ для различных фиксированных температур должны совпадать. На рис. 5 видно, что такое совпадение для пленки Π_1 существует с неплохой точностью даже при температурах вблизи T_c . Сплошная линия – результат фитирования по формуле (4). Параметры фитирования получились такими: $H_0 = 260$ Ое, $\nu = 3.5$, $d^* = 0.17$. Тогда имеем $\langle L \rangle \cong 400$ nm, $d = 68$ nm. Для пленки Π_2 получены следующие параметры: $H_0 = 50$ Ое, $\nu = 1.001$, $d^* = 0.051$, откуда $\langle L \rangle \cong 900$ nm, $d = 46$ nm. Таким образом, как магнитные, так и рентгенографические [16] исследования показали, что размер кристаллитов в наших пленках действительно больше, чем обычно встречающийся в литературе. Температурно-зависимая величина «плато» и величина показателя степени в формуле $j_c \sim H^\alpha$, близкая к 1 при больших полях и температурах ниже 83 К, говорят в пользу теории [7,8].

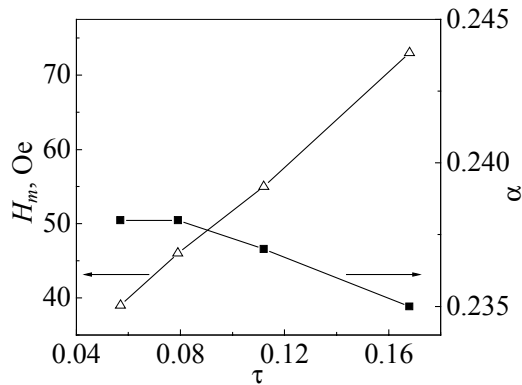


Рис. 4. Зависимости H_m и α от приведенной температуры, рассчитанные по формулам (3), (4) для пленки П₁

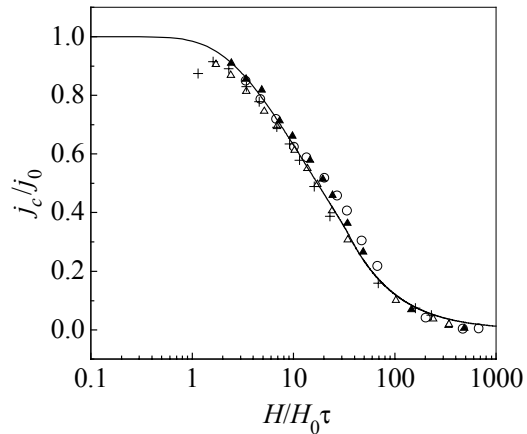


Рис. 5. Зависимости приведенного критического тока от приведенного поля для пленки П₁. Сплошная линия – результат фитирования экспериментальных кривых по формуле (8), символы – экспериментальные точки, полученные для различных T , К: \circ – 85, \blacktriangle – 83, \triangle – 80, $+$ – 75

Предположим, что пленка состоит из квадратных кристаллитов (блоков) со стороной $\langle L \rangle$ и площадью $\langle L \rangle^2$. На каждой стороне кристаллита находится d дислокаций, принадлежащих двум граничащим друг с другом блокам. Тогда плотность дислокаций в пленке $n_{\text{disl}} = 2/d\langle L \rangle$. Проведенная таким образом оценка количества дислокаций для пленок П₁ и П₂ дает следующий результат: П₁ – $9.8 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-2}$; П₂ – $4.8 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-2}$. Для определения угла разориентации между кристаллитами используем соотношение Франка $d = \mathbf{b}/\sin\theta$, где \mathbf{b} – вектор Бюргера, примерно равный параметру решетки пленки вдоль осей a и b ($\sim 0.4 \text{ nm}$). Эти углы равны: для пленки П₁ – 0.41° ; П₂ – 0.5° .

Зависимость $j_c(T, H=0)$ обычно [17,18] записывается в виде $j_c(\tau) = j_c(0)\tau^S$, где $j_c(0)$ – ток распаривания, а показатель степени S зависит от свойств межкристаллитных границ, температурного диапазона и т.д. и может теоретически принимать значения от $7/6$ до 2 [13,19]. Однако теоретическое выражение для температурной зависимости плотности критического тока при наличии внешнего магнитного поля в литературе мы не нашли. Поэтому для фитирования зависимостей $j_c(T, H)$, полученных из экспериментальных кривых $m(T, H)$, мы также воспользовались формулой $j_c(T, H) = j_c^*(0, H)\tau^{S^*}$. Фитирование проводилось по участкам кривых, в которых образец находился в насыщенном состоянии. Пример фитирования кривой представлен на рис. 6. Параметры $j_c^*(0, H)$ и $S^*(H)$ для пленок П₁ и П₂ представлены на рис. 7.

Как видно из рис. 7, в обеих пленках с ростом поля наблюдается падение величины плотности критического тока $j_c^*(0, H)$. Это логично, поскольку с увеличением поля расстояние между вихрями сокращается, а следовательно, уменьшаются и размеры каналов для протекания сверхтока. В то же время

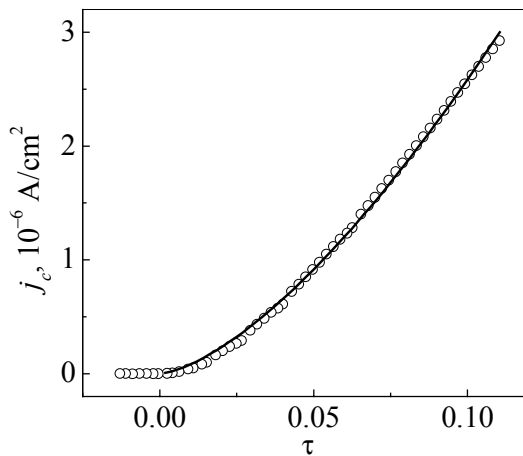


Рис. 6. Пример фитирования температурной зависимости j_c в поле $H_{dc} = 50$ Oe для пленки П₁ ($T_c = 89.34$ K): \circ – экспериментальные данные, линия – $j_c = 1820 + 8.17 \cdot 10^7 \cdot \tau^{1.5}$

нет однозначности в поведении показателя степени S^* , характеризующего скорость нарастания j_c с понижением температуры. Если в пленке П₁ при $H > 100$ Oe наблюдается рост величины S^* , то для пленки П₂ – падение S^* после нарастания H до 200 Oe. Однако есть и общие тенденции – уменьшение S^* в слабых полях до некоторого значения, а затем его увеличение. Такое поведение S^* непонятно. В реальных пленках даже при одинаковых условиях напыления имеется разброс по размерам кристаллитов (величина v , характеризующая такое распределение, для П₁ составляет всего 3.5, а для П₂ вообще равна 1). Вероятнее всего, существует разброс углов разориентации между кристаллитами, что приводит к неравномерности плотности распределения ядер дислокаций по площади пленки. Отсюда следует, что и характеристики дислокаций, являющихся центрами пиннинга вихрей, также имеют свою иерархию. Возможно, величина поля, при котором достигается минимальное значение S^* , такова, что вихри занимают наиболее сильные центры пиннинга.

Хотя используемая нами теория [7,8] и не включает в себя учет различия центров пиннинга и их распределения по площади пленки, мы все же решили проверить применимость этой модели для объяснения поведения $j_c^*(0, H)$ и S^* . Для описания полученных зависимостей (рис. 7) мы проделали

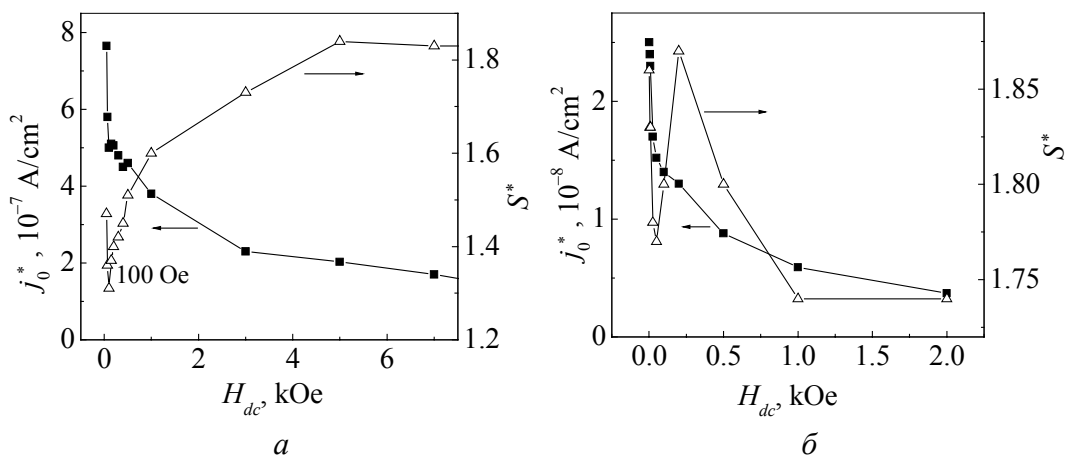


Рис. 7. Зависимости параметров j_0^* и S^* от величины внешнего магнитного поля, полученные в результате фитирования кривых $j_c(\tau)$, измеренных при различных полях H_{dc} , для образцов П₁ (а) и П₂ (б)

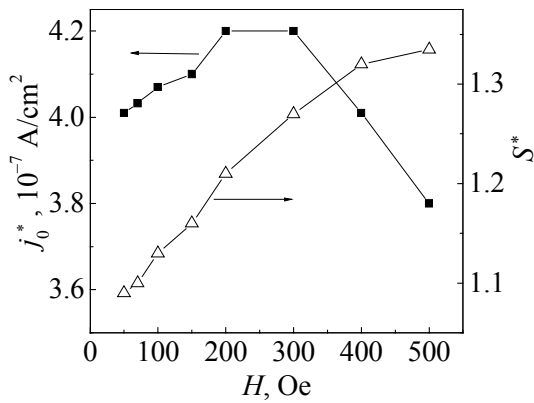


Рис. 8. Теоретические зависимости параметров j_0^* и S^* от величины внешнего поля, полученные по процедуре, описанной в тексте

сколько увеличивается с ростом поля до 300 Oe, а затем снижается. Так как Г-функция в малых полях близка к 1, то ошибка определения $j_c/j_0(H/H_0\tau)$ может быть большой. Вероятно, поэтому мы и получили незначительный рост j_0^* в полях меньше 300 Oe. Аномалия же показателя степени S^* в области малых полей не наблюдается.

Выводы

В результате проведенных исследований показано:

1. Пленки YBCO, выращенные на подложках SrTiO $_3$ с помощью лазерной абляции, состоят из хорошо ориентированных кристаллитов довольно больших размеров, что подтверждается как магнитными, так и рентгеноструктурными исследованиями.

2. Из теории [7] следует, что полулогарифмические графики нормированных зависимостей $j_c(H/H_0\tau)$ для различных температур должны совпадать, по крайней мере для низких температур, где влияние крипа потока мало. Это было подтверждено авторами [8]. Мы показали, что и при высоких температурах ($0.044 \leq \tau \leq 0.167$) также наблюдается неплохое совпадение вышеуказанных кривых, особенно для температур 75 и 80 K. При температурах 83 и 85 K совпадение нормированных экспериментальных кривых с теоретической универсальной кривой (см. рис. 5) в области полей и температур, где наблюдается логарифмическая зависимость $j_c/j_0(H/H_0\tau)$, несколько хуже. Возможно, влияние крипа потока на плотность критического тока начинает сказываться при $\tau \leq 0.1$. В какой-то степени на это указывают и зависимости H_0 и H^* от температуры (см. рис. 3, а, б), которые начинают отклоняться от линейной зависимости при $T > 80$ K ($\tau < 0.11$).

3. Несовпадение результатов фитирования кривых $j_c(H, \tau)$ степенной зависимостью $j_c(H, T) = j_0^*(H, 0)\tau^S$ (см. рис. 7) с теоретической зависимостью

следующую процедуру. По формуле (4) построили теоретические кривые $j_c/j_0(H/H_0\tau)$ с теми же значениями H_0 , ν и d , что и при фитировании экспериментальных кривых пленки П $_1$, но с различными величинами τ ($50 \text{ K} \leq T \leq 86 \text{ K}$). Из набора таких кривых при фиксированных значениях H построили зависимости $j_c/j_0(\tau, H)$. Затем полученные кривые профитировали функцией $j_c = j_0^*\tau^{S^*}$. Результаты представлены на рис. 8, из которого видно, что значение $j_0^* = j_0(\tau, H)$ не-

(рис. 8) может быть связано с неприменимостью степенной аппроксимации в определенном интервале температур и внешних полей. Так как j_c зависит и от температуры, и от поля, то в общем виде зависимость j_c от них можно записать в виде

$$j_c(H, \tau) = j_{c0} \tau^{S(0)} F(H / H_0 \tau) \sim j_{c0}^*(H) \tau^{S^*(H)}, \quad (9)$$

где $j_{c0}^*(H) = j_{c0} (H_0 / H)^{\Delta S(H)}$, $S^*(H) = S(0) + \Delta S(H)$, а $F(x) = (n_p/n)$ определяется формулой (4). Здесь $S(0)$ – показатель степени при $H = 0$, $\Delta S(H)$ – разница между показателем степени S при каждом конкретном поле и при $H = 0$. Для того чтобы степенная аппроксимация работала удовлетворительно, $\Delta S(H)$ должна быть медленно меняющейся функцией. Из свойств универсальной теоретической кривой (4) (см. рис. 5) можно убедиться, что на «плато» $\Delta S(H)$ должно быть равно 0, а на асимптотическом «хвосте» ~ 1 . В промежуточной области при фиксированном τ и различных H (и, наоборот, при фиксированном H и различных τ) мы попадаем на разные участки универсальной кривой (4), причем в области быстрого спада функции $F(x)$ степенная аппроксимация по τ оказывается неустойчивой. На это указывает, например, обнаруженное нами в этом интервале универсальной кривой существование для пленки Π_1 двух участков с различными значениями α и H^* : одного с кимовской зависимостью, другого – с логарифмической (см. рис. 2). Да и само фитирование единой степенной зависимостью экспериментальной кривой $j_c(\tau)$ при фиксированном H , хотя и укладывается в пределы ошибки эксперимента (см. рис. 6), при более точном рассмотрении содержит в себе, по крайней мере, два участка с различными $j_{c0}^*(0)$ и S^* . Таким образом, на промежуточном участке степенная аппроксимация становится неустойчивой, т.е. здесь могут существовать несколько участков с различными степенями. По-видимому, это и приводит к скачкам показателя степени при фитировании экспериментальных кривых.

В заключение мы благодарим А.В. Семенова за постоянное внимание к этой работе и ценные советы.

1. 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, J.W. Downey, Phys. Rev. **B36**, 4021 (1987).
2. Ch. Gerber, D. Anselmetti, J.G. Bednorz, J. Mannhart, D.J. Schlomm, D.G., Nature **350**, 279 (1991).
3. V.F. Solovjov, V.M. Pan, H.C. Freihardt, Phys. Rev. **B50**, 13724 (1994).
4. J. van der Beek, M. Konczykowski, A. Abal'oshev, I. Abal'osheva, P. Gierlowski, S.J. Lewandowski, M.V. Indenbom, S. Barbanera, Phys. Rev. **B66**, 024523 (2002).
5. А.И. Коссе, Ю.Е. Кузовлев, Г.Г. Левченко, Ю.В. Медведев, А.Ю. Прохоров, В.А. Хохлов, П.Н. Михеенко, Письма ЖЭТФ **78**, 832 (2003).
6. В.М. Пан, УФМ **1**, 49 (2000).

7. 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).
8. V.M. Pan, E.A. Pashitskii, S.M. Ryabchenko, V.A. Komashko, A.V. Pan, S.X. Dou, A.V. Semenov, K.G. Tretiachenko, Yu.V. Fedotov, IEEE Trans. Appl. Supercond. **13**, 3714 (2003).
9. 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-Pümpin, R. Griessen, Nature **339**, 439 (1999).
10. J.M. Huijbregtse, B. Dam, R.C.F. van der Geest, F.C. Klaassen, R. Elberse, J.H. Rector, R. Griessen, Phys. Rev. **B62**, 1338 (2000).
11. E. Mezzetti, R. Gerbaldo, G. Ghigo, L. Gozzelino, B. Minetti, C. Camerlingo, A. Monaco, G. Cuttone, A. Rovelli, Phys. Rev. **B60**, 7623 (1999).
12. A. Gurevich, E.A. Pashitskii, Phys. Rev. **B57**, 13878 (1998).
13. Э.А. Пашицкий, В.И. Вакарюк, С.М. Рябченко, Ю.В. Федотов, ФНТ **27**, 131 (2001).
14. E.H. Brandt, Phys. Rev. **B55**, 14513 (1997).
15. K.Y. Kim, C.F. Hempstead, A.P. Straud, Phys. Rev. **131**, 2486 (1963).
16. А.И. Коссе, А.Ю. Прохоров, В.А. Хохлов, Г.Е. Шаталова, Н.Е. Письменова, А.В. Семенов, М.П. Черноморец, Д.Г. Ковальчук, Г.Г. Левченко, ФТВД **15**, № 3, 131 (2005).
17. A.N. Artemov, A.M. Grishin, V.V. Korenivskii, A.N. Ul'yanov, V.A. Khokhlov, Int. J. Mod. Phys. **B4**, 591 (1990).
18. G. Blatter, M.V. Feigelman, V.G. Geshkenbein, A.I. Larkin, V.M. Vinokur, Rev. Mod. Phys. **66**, 1125 (1994).
19. Ю.В. Федотов, С.М. Рябченко, А.П. Шахов, ФНТ **26**, 638 (2000).

A.I. Kosse, A.Yu. Prokhorov, G.G. Levchenko, V.A. Khokhlov, N.N. Kabdin, P.N. Mikheyenko

MAGNETIZATION OF YBCO FILMS NEAR T_c

Temperature dependences of two YBCO films have been investigated for different external magnetic fields H_{dc} . The films were obtained by the laser ablation method on SrTiO₃ substrates. The processing of experimental results has shown that the theoretical model allowing for the pinning of a single vortex on the dislocation nucleus, the elastic interaction between vortices in distorted vortex lattice and the statistical crystallite distribution by size may be applicable to describe dependence of the critical current density j_c on value of external field H_{dc} not only in the low-temperature range, where the flux creep is negligible, but also at temperatures close to T_c . The calculated size of crystallites which are constituents of the YBCO film turned out to be much larger than that generally met in literature. Dependences of the critical current density for different external magnetic fields have been fitted. Reasons of untypical behavior of fitted parameters are discussed.

Fig. 1. Temperature dependences of film Π_1 magnetization measured for different magnetic fields, Oe: 1 – 50, 2 – 70, 3 – 100, 4 – 150, 5 – 200, 6 – 250, 7 – 300, 8 – 350, 9 – 400, 10 – 450, 11 – 500, 12 – 700, 13 – 1000, 14 – 2000, 15 – 3000, 16 – 5000, 17 – 7000, 18 – 10000

Fig. 2. Critical current of film Π_1 as a function of H_{dc} logarithm for different temperatures, K: Δ – 75, \bullet – 80, \square – 83, \blacktriangle – 85

Fig. 3. Temperature dependences of factors for the dependences shown in the insert of Fig. 2

Fig. 4. Dependences of H_m and α on the reduced temperature calculated by formulas (3), (4) for film Π_1

Fig. 5. Dependences of reduced critical current on reduced field for film Π_1 . Solid line – result of the fitting of experimental curves by formula (8), symbols – experimental points obtained for different T , K: \circ – 85, \blacktriangle – 83, Δ – 80, $+$ – 75

Fig. 6. An example of fitting of j_c temperature dependence in the field $H_{dc} = 50$ Oe, for film Π_1 ($T_c = 89.34$ K): \circ – experimental data, line – $j_c = 1820 + 8.17 \cdot 10^7 \cdot \tau^{1.5}$

Fig. 7. Dependences of parameters j_0^* and S^* on value of external magnetic field obtained by fitting of curves $j_c(\tau)$ measured for different H_{dc} for samples Π_1 (a) and Π_2 (b)

Fig. 8. Theoretical dependences of parameters j_0^* and S^* on external field value obtained by the procedure described in the text