

## Особенности пиннинга вихрей и крипа магнитного потока в тонких эпитаксиальных ВТСП пленках $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ вблизи критической температуры

М.П. Черноморец, Д.Г. Ковальчук, С.М. Рябченко,  
А.В. Семенов, Э.А. Пашицкий

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

Статья поступила в редакцию 28 февраля 2006 г.

Для тонких эпитаксиальных пленок  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  исследованы температурные зависимости динамической скорости релаксации в области температур от 77 К до критической температуры  $T_c$  в постоянном магнитном поле и без поля, а также зависимость от постоянного магнитного поля в интервале до 45 мТл при 77 К. Показано, что экспериментальные результаты хорошо согласуются с предложенной ранее моделью пиннинга вихревой решетки, рассматривающей проникающие дислокации на сетке малоугловых границ раздела между монокристаллическими доменами в качестве основных центров пиннинга в тонких пленках. По результатам эксперимента сделан вывод о том, что влияние термических флуктуаций на пиннинг вихрей на проникающих дислокациях и крип магнитного потока вблизи  $T_c$  не является столь критическим, как для случая пиннинга на протяженных линейных дефектах в толстых пленках или монокристаллах. Приведенные оценки показывают, что этот факт можно объяснить превращением вихрей Абрикосова в вихри Пирла по мере приближения температуры к критической, когда глубина проникновения магнитного поля становится больше толщины пленки. В связи с этим механизмы пиннинга и крипа в тонких пленках носят существенно коллективный характер даже в предельно слабых магнитных полях и очень близких к  $T_c$  температурах.

Для тонких епітаксійних плівок  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  досліджено температурні залежності динамічної швидкості релаксації в області температур від 77 К до критичної температури  $T_c$  в постійному магнітному полі і без поля, а також залежності від постійного магнітного поля в інтервалі до 45 мТл при 77 К. Показано, що експериментальні результати добре узгоджуються із запропонованою раніше моделлю пінінгу вихревої ґратки, яка розглядає наскрізні дислокації на сітці малокутових границь розподілу між монокристалічними доменами як основні центри пінінгу в тонких плівках. За результатами експерименту зроблено висновок, що вплив термічних флуктуацій на пінінг вихорів на наскрізних дислокаціях і крип магнітного потоку поблизу  $T_c$  не є настільки критичним, як для випадку пінінгу на протяжних лінійних дефектах у товстих плівках та монокристалах. Наведені оцінки показують, що цей факт можна пояснити перетворенням вихорів Абрикосова у вихори Пірла в міру наближення температури до критичної, коли глибина проникнення магнітного поля стає більшою за товщину плівки. В зв'язку з цим механізми пінінгу і крипу в тонких плівках мають суттєво колективний характер навіть у гранично низьких магнітних полях і дуже близьких до  $T_c$  температурах.

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

**Ключевые слова:** YBCO, крип потока, тонкие пленки, вихри Пирла.

## 1. Введение

Явление крипа (расползания) магнитного потока, создаваемого вихрями Абрикосова в сверхпроводниках второго рода, активно исследуется и обсуждается в литературе в течение многих лет (см., например, [1–7] и ссылки там). Такой интерес объясняется взаимосвязью скорости крипа и потенциалов пиннинга вихрей, которые определяют критическую плотность тока в сверхпроводнике.

Как правило, крип характеризуется безразмерной динамической скоростью релаксации

$$Q = - \frac{d \ln(j_c)}{d \ln(t)} = \frac{d \ln(j_c)}{d \ln(f)},$$

типичная температурная зависимость которой для высокотемпературного сверхпроводника  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  (YBCO) при низких температурах (меньше 20 К) характеризуется ростом  $Q(T)$  с повышением температуры, что соответствует переходу от квантового крипа к тепловому. При более высоких температурах (как правило, выше 20 К) зависимость  $Q(T)$  выходит на плато [5–8]. Значения  $Q$  на плато для совершенно разных образцов (монокристаллы, эпитаксиальные пленки, гранулированные порошки) и в разных магнитопольных условиях не отличаются по порядку величины и лежат в интервале от 0,02 до 0,035. Это послужило основанием для утверждений о возможной универсальности механизма крипа [8]. Более детальные исследования показали, что в монокристаллах YBCO в разных диапазонах температур и магнитных полей реализуются различные механизмы крипа (одночастичный, коллективный, пластический) [9], которые удовлетворительно описываются в рамках представлений о слабом коллективном пиннинге вихрей на точечных дефектах [7]. В некоторых работах, например в [6], были предприняты попытки анализировать данные по крипу потока и в тонких пленках YBCO на основании этих же теоретических представлений об основных механизмах пиннинга.

Однако известно, что в эпитаксиальных пленках высокотемпературного сверхпроводника YBCO с осью  $c$ , ориентированной перпендикулярно плоскости подложки, наблюдаются аномально высокие значения критической плотности сверхпроводящего (СП) тока ( $j_c \sim (1-5) \cdot 10^6 \text{ А/см}^2$  при 77 К [10–12]), превышающие на два–три порядка соответствующие значения  $j_c$  в наиболее совершенных монокристаллах [13]. Очевидно, что этот факт связан с более эффективным механизмом пиннинга вихревой решетки в данных пленках по сравнению с монокристаллами этих же материалов, где основным является пиннинг вихрей Абрикосова на случайном мно-

жестве точечных дефектов, таких как кислородные вакансии [7]. Тем не менее до настоящего времени отсутствует единое мнение по поводу механизма пиннинга вихрей в пленках ВТСП, который приводит к столь существенному повышению критических токов. Среди возможных механизмов предлагаются:

- одночастичный пиннинг вихрей на макроскопических (нанометрового масштаба) включениях инородной несверхпроводящей фазы (например  $\text{Y}_2\text{O}_3$ ) [14];
- поверхностный пиннинг на неоднородностях пленки по толщине [15];
- пиннинг на протяженных плоских (квазидвумерных) дефектах типа границ двойникования [16] или антифазных границ [17];
- пиннинг на линейных (квазиодномерных) дефектах, в частности, на винтовых и краевых дислокациях [18–23].

Хотя для пленок слоистых купратных металлооксидных соединений, выращенных в различных условиях, разными методами и на разных подложках, свой вклад в процесс пиннинга вихрей, в принципе, могут давать все упомянутые механизмы, для достаточно совершенных и однородных эпитаксиальных пленок основную роль, по-видимому, должны играть краевые дислокации (КД) межблочных границ. Они всегда в большом количестве присутствуют в тонких эпитаксиальных пленках YBCO. Согласно данным высокоразрешающей электронной микроскопии [24], средняя плотность таких КД в сверхтонких YBCO пленках толщиной 10–20 нм оценивалась в [21] как  $10^{11} \text{ см}^{-2}$ , тогда как концентрация винтовых дислокаций, оцененная в более толстых пленках по количеству ямок травления [18,19], находилась в пределах  $10^9-10^{10} \text{ см}^{-2}$ .

Высокая концентрация обсуждаемых КД обусловлена тем, что рост эпитаксиальных пленок YBCO на монокристаллических подложках с близкими к YBCO постоянными решетки происходит в виде  $c$ -ориентированных и слабо разориентированных в плоскости  $ab$  монокристаллических блоков (доменов). Малоугловые границы раздела (ГР) между такими блоками представляют собой дислокационные стенки, состоящие из квазипериодических цепочек КД, параллельных оси  $c$  и пронизывающих пленку насквозь [21]. Поэтому критическая плотность СП тока в пленках YBCO определяется конкуренцией между прозрачностью малоугловых ГР (дислокационных стенок) для СП тока [25,26] и пиннингом вихревой решетки на ансамбле КД, локализованных вдоль случайной сетки ГР монокристаллических доменов [19–23].

В работах [21–23], где была обоснована ключевая роль таких дислокаций для резкого повышения критической плотности тока, не учитывались термические флуктуации вихрей Абрикосова, пиннингованных на этих протяженных дефектах, а также эффекты крипа магнитного потока. Данные факторы, согласно [7], могут существенно влиять на величину экспериментально измеряемой критической плотности тока в ВТСП материалах вблизи критической температуры  $T_c$ .

Теория пиннинга и крипа на протяженных линейных дефектах в монокристаллах (типа радиационных треков, создаваемых быстрыми ионами тяжелых металлов) была построена в работах [7,27]. В них было показано, в частности, что пиннинг вихрей на таких дефектах сильно подвержен влиянию термических изгибных флуктуаций, приводящих к перенормировке (эффективному уменьшению) энергии пиннинга. При температурах выше характерной температуры депиннинга  $T_{dp}$ , оцениваемой как  $0,5-0,7 T_c$ , эффективная энергия пиннинга одиночного вихря на отдельном линейном дефекте становится экспоненциально малой. Подавление эффективной энергии пиннинга на линейных дефектах в монокристаллах YBCO подтверждено экспериментально в [28] на основе анализа магнитопольевых зависимостей  $j_c$  при разных температурах.

Аналогичные исследования зависимостей  $j_c(H, T)$  для  $c$ -ориентированных эпитаксиальных пленок YBCO были проведены в работе [20] для магнитных полей  $H$ , перпендикулярных плоскости пленки, в интервале температур  $4,2 \text{ К} < T < 80 \text{ К}$ . Полученные экспериментальные данные анализировались на основе представлений о пиннинге вихрей на несверхпроводящих ядрах дислокаций, параллельных оси  $c$  и пронизывающих пленку насквозь. При этом было установлено, что в области низких температур  $T < 40 \text{ К}$  результаты измерений хорошо согласуются с результатами расчета на основе развитой в [27] теории пиннинга на линейных дефектах с учетом термических флуктуаций. В то же время в области более высоких температур  $40 \text{ К} < T < 80 \text{ К}$  наблюдалось сильное расхождение между экспериментом и теорией, которое указывает на уменьшение влияния термических флуктуаций на энергию пиннинга в исследованных пленках в сравнении с данными для монокристаллов [28].

Измерение скорости крипа потока в этой области температур и ближе к  $T_c$  могло бы прояснить вопрос об истинном влиянии термических флуктуаций на пиннинг вихрей в тонких пленках. Однако для температур выше  $50 \text{ К}$  результаты измерений скорости крипа в разных работах существенно отличаются. По результатам некоторых работ, например [29],

скорость крипа остается постоянной вплоть до температур на  $1,5 \text{ К}$  ниже  $T_c$ . Но в большинстве публикаций, например в [6,20,30], сообщается о росте величины  $Q$  с температурой и ее резком увеличении по мере приближения к  $T_c$ .

Однако следует иметь в виду, что в цитированных работах использовались разные методы определения динамической скорости релаксации  $Q$ . В качестве примера обратимся к проведенному в [31] сравнению известного метода «максимума потерь» и рассмотренного в [32] метода «большой амплитуды». Оба метода основаны на расчетах [33], выполненных в рамках представлений о «критическом состоянии» и устанавливающих соотношения между критической плотностью тока и  $ac$ -магнитной восприимчивостью. Как показано в [31], при больших амплитудах переменного магнитного поля  $h$  вблизи  $T_c$  поведение образца перестает соответствовать соотношениям [33]. Поэтому из полученной этим методом в [6] температурной зависимости скорости крипа, в том числе резкого возрастания скорости крипа вблизи  $T_c$ , нельзя сделать какие-либо корректные выводы об изменении характера пиннинга вихрей с температурой.

В методе же «максимума потерь» критическая плотность тока определяется по амплитуде магнитного поля  $h_m$ , при которой мнимая часть магнитной восприимчивости достигает максимального значения ( $j_c = 1,03 h_m/d$ , где  $d$  — толщина пленки [33]). Это означает, что измерения по методу «максимума потерь» всегда производятся при амплитуде поля, пропорциональной критической плотности тока  $j_c$  и соответствующей входу вихрей в образец примерно на  $3/4$  его радиуса [33]. Уменьшение  $j_c$  с ростом температуры отражает прежде всего уменьшение средней силы пиннинга вихрей, а уменьшение амплитуды магнитного поля пропорционально  $j_c$  приводит к уменьшению силы давления на вихрь, адекватному изменению с температурой свойств пиннирующего потенциала. Поэтому при измерениях по методу «максимума потерь» измерительные условия таковы, что поведение системы вихрей Абрикосова не выходит за рамки представлений [33] о «критическом состоянии» практически до самой критической температуры. Это и было показано в [31], а также то, что при соблюдении описанных выше условий измерений по методике «максимума потерь» скорость крипа в тонких пленках оставалась постоянной во всем изученном диапазоне температур, и пиннинг вихрей оставался эффективным даже при температурах, очень близких к критической. Отсюда следует заключить, что температурные флуктуации не разрушают пиннинг вихрей в тонких плен-

ках, даже когда энергия пиннинга становится очень малой.

В настоящей работе мы приводим новые результаты, подтверждающие обоснованность предложенной ранее модели, согласно которой основными центрами пиннинга вихрей в тонких пленках являются проникающие дислокации малоугловых межблочных границ. Измеренные нами температурные зависимости скорости крипа потока в постоянном магнитном поле находят хорошее объяснение в рамках этой модели. Кроме того, зависимость скорости крипа от магнитного поля обнаруживает четкую корреляцию с известной магнитополевой зависимостью критической плотности тока, что также находится в полном согласии с представлениями упомянутой модели. Наконец мы приводим оценки, показывающие, что отсутствие влияния температурных флуктуаций на пиннинг вихрей в тонких пленках можно объяснить переходом вихрей от абрикосовского к пирловскому [34] типу по мере приближения к критической температуре. Энергия взаимодействия вихрей Пирла оказывается независящей от температуры, а решетка вихрей становится более жесткой и удерживает отдельные вихри от депиннинга. Таким образом, в тонких пленках, толщина которых меньше лондоновской глубины проникновения магнитного поля  $\lambda(\tau)$ , процессы пиннинга и крипа вихрей носят существенно коллективный характер даже в предельно слабых магнитных полях (порядка магнитного поля Земли).

## 2. Эксперимент

Измерения проводились на двух тонких пленках  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  квадратной формы с размерами  $0,5 \times 0,5$  см, ориентированных осью  $c$  нормально к плоскости пленки. Оба образца были получены при импульсном лазерном испарении мишени. Образец *PP8* был осажден на подложку  $LaAlO_3$ , имел толщину пленки 300 нм, критическую температуру 87,1 К и критическую плотность тока  $1 \cdot 10^6$  А/см<sup>2</sup> при 77 К. Вторым образцом, *AC86*, был выращен на подложке  $SrTiO_3$ . Его толщина равнялась 100 нм, критическая температура — 88,1 К, а критическая плотность тока при 77 К —  $3 \cdot 10^6$  А/см<sup>2</sup>. Методика измерений кратко описана в [31]. Она заключается в бесконтактном определении действительной и мнимой частей комплексной магнитной восприимчивости образца в переменном магнитном поле с использованием существенно разных частот этого поля.

Измерение магнитной восприимчивости и определение критической плотности тока проводилось по методу «максимума потерь», обсуждавшемуся выше. Расчеты в работе [33] выполнены для тонкой

пленки в форме диска. Однако основанный на них метод «максимума потерь» применим и для пленок других форм, в том числе квадратных [35]. Применимость этого метода для измерений параметров пленок в постоянном магнитном поле обсуждалась в работе [22].

Динамическую скорость релаксации вихрей  $Q$  определяли по значениям критической плотности тока на двух частотах  $f_1, f_2$  (в основном на 33 и 3033 Гц). Величину  $Q$  при этом находили из соотношения

$$Q = \frac{\lg [j_c(f_2) / j_c(f_1)]}{\lg (f_2 / f_1)}. \quad (1)$$

При определении температурных зависимостей  $Q(T)$  использовали локальную интерполяцию экспериментальных кривых  $j_c(T)$  [31].

Постоянное магнитное поле величиной до 45 мТл прикладывалось перпендикулярно к плоскости пленки. Магнитное поле Земли не экранировали.

При использовании частоты 3033 Гц мы столкнулись с проблемой тепловыделения в образце и затруднений с точным определением его температуры (требовалась точность не хуже 0,05 К). Поэтому в тех случаях, когда образец находился в парах азота, в качестве верхней частоты мы использовали 933 Гц.

## 3. Результаты

На рис. 1 показаны магнитополевые зависимости критической плотности тока и динамической скорости релаксации для пленок *AC86* и *PP8*. Для обоих образцов на обеих частотах кривые  $j_c(H)$  для критической плотности тока имеют одинаковые характерные черты: низкополевое плато, начиная с некоторого поля  $H_m$ , переходит в логарифмический спад при больших магнитных полях. Как было показано в [22], такое поведение является типичным для приведенных в литературе магнитополевых зависимостей критической плотности тока в тонких эпитаксиальных пленках  $YBCO$ .

Ширина низкополевого плато  $H_m$  в образце *PP8* больше, чем в *AC86*, и в каждом из образцов она немного падает при уменьшении частоты измерений. Наклоны линейных в полулогарифмической шкале участков спада критической плотности тока во всех измерениях близки к 0,2, что находится в хорошем согласии с моделью, развитой в [22].

В образце *PP8* переход от низкополевого плато к логарифмическому спаду плавный, а в *AC86* — достаточно резкий. Такой же резкий переход наблюдался в [22] и был объяснен тем, что критическая плотность тока в области плато ограничивалась не

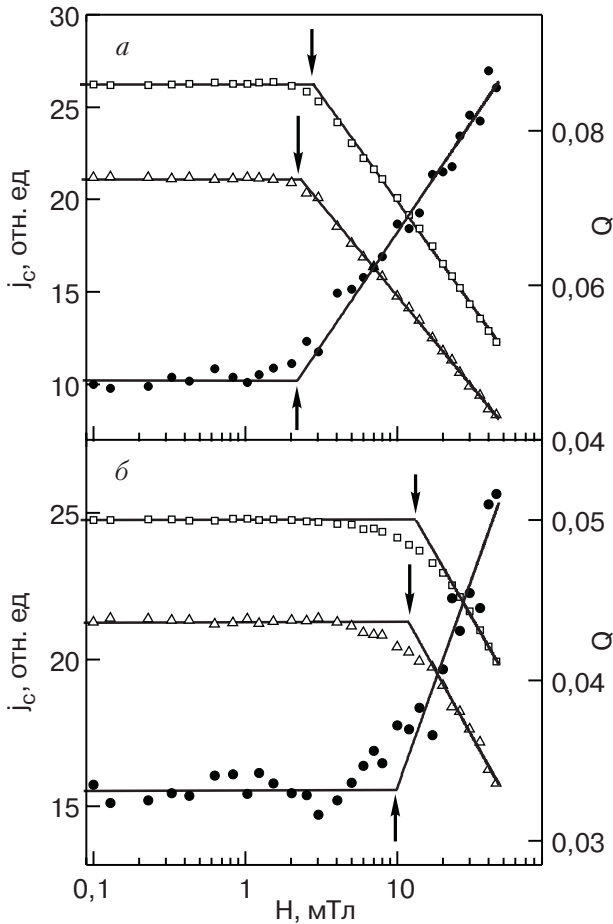


Рис. 1. Магнитопольевые зависимости критической плотности тока  $j_c$ , измеренные на частотах 33 ( $\Delta$ ) и 3033 ( $\square$ ) Гц, и определенной из них динамической скорости релаксации  $Q$  ( $\bullet$ ) для образцов AC86 (а) и PP8 (б). Сплошные прямые — линейная аппроксимация экспериментальных данных на участках постоянной  $j_c$  и ее логарифмического спада. Стрелками отмечены места пересечений аппроксимирующих прямых. В точках пересечения величины полей  $H_m$ , мТл: 2,8, 2,3 и 2,2 для зависимостей  $j_c(H)$  на частотах 3033 и 33 Гц и зависимости  $Q(H)$  соответственно для образца AC86 и 13,3, 11,8 и 9,9 мТл для образца PP8.  $T = 77$  К.

депиннинг вихрей, а пониженным пропусканием сверхпроводящего тока на межблочных границах, связанным с «геометрической тенью» нормальных ядер дислокаций.

При измерениях на образце AC86 амплитуда переменного поля  $h_m$  в области низкополевого плато составляла 3,7 мТл на частоте 3033 Гц и 3,0 мТл на частоте 33 Гц. В обоих случаях это чуть больше ширины плато. Поэтому уже в измерительном поле  $h_m$  в образце могут быть вихри, не запиннигованные на дислокациях. Их количество будет мало меняться при наложении постоянного поля до тех пор, пока это поле  $H$  не станет сравнимым с  $h_m$ . Как раз при таких полях  $H \approx 2-3$  мТл и наблюдается пере-

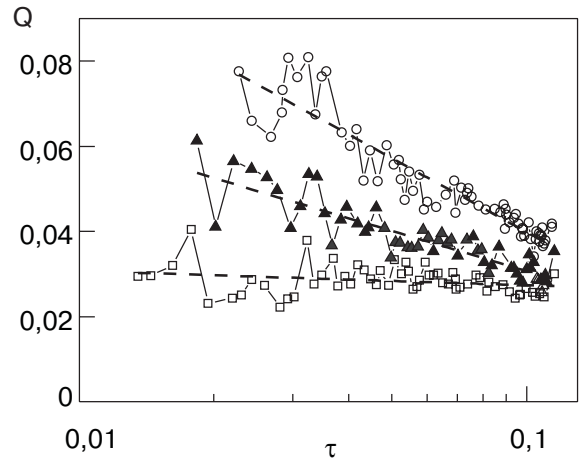


Рис. 2. Температурные зависимости (от  $\tau = 1 - T/T_c$ ) динамической скорости релаксации для образца PP8 без постоянного поля ( $\square$ ) и в постоянном магнитном поле 10 ( $\blacktriangle$ ) и 30 ( $\circ$ ) мТл. Сплошные линии — соединение точек. Пунктир — аппроксимация зависимостью вида  $Q(\tau) = Q_0 + \beta \ln(\tau)$ . Значения  $\beta$  равны  $-0,0015$ ,  $-0,013$  и  $-0,02$  в полях 0, 10 и 30 мТл соответственно.

ход к логарифмическому спаду критической плотности тока. Таким образом, истинное плато в этом образце, когда все вихри запиннигованы на дислокациях, может находиться при несколько большей критической плотности тока и иметь немного меньшую ширину, чем на рис. 1,а.

Динамическая скорость релаксации для обоих образцов, как видно на рис. 1, однозначно отслеживает изменения  $j_c(H)$ . При малых постоянных полях, когда критическая плотность тока не изменяется, скорость крипа также остается постоянной, а в больших полях скорость крипа увеличивается по мере спада  $j_c(H)$ . На основании имеющихся экспериментальных данных мы не можем однозначно говорить о характере зависимости  $Q(H)$  на участке роста, однако, по крайней мере, для образца AC86, она похожа на логарифмическую.

На рис. 2 показано влияние постоянного магнитного поля на зависимость динамической скорости релаксации от логарифма  $\tau$  (где  $\tau = 1 - T/T_c$ ) для образца PP8. Видно, что в отсутствие постоянного магнитного поля величина  $Q$  от температуры практически не зависит, т.е. для этой пленки подтверждаются результаты, полученные в [31]. При наложении постоянного поля скорость крипа увеличивается и появляется ее зависимость от температуры. Точность эксперимента недостаточна для обсуждения деталей температурных зависимостей скорости крипа; можно говорить только о некоторых усредненных характеристиках. Мы аппроксимировали полученные зависимости прямыми линиями  $Q = Q_0 + \beta \ln \tau$ . Как видно на рисунке, величина

наклона этих линий  $\beta$  возрастает примерно в 2 раза: от 0,013 до 0,02 при увеличении постоянного поля от 10 до 30 мТл.

#### 4. Обсуждение

Основной результат измерений динамической скорости релаксации  $Q(H, \tau)$  в области малых приведенных температур  $\tau$  и малых магнитных полей методом максимума потерь заключается в том, что зависимости этой величины от  $H$  и  $\tau$  коррелируют с магнитополевыми и температурными зависимостями критического тока для разных пленок. Плато на зависимости  $j_c(H)$  в области  $H < H_m$  ( $H_m \propto \tau$  [22]) соответствует плато на зависимости  $Q(H)$ . А последующему спаду  $j_c$  по логарифмическому закону  $j_c \propto \ln(H^*/H)$  (где  $H^*$  — характерное поле) в области  $H > H_m$  соответствует слабый (приблизительно логарифмический по  $H/\tau$ ) рост  $Q(H, \tau)$ . При этом значения  $j_c$  и  $Q$  на плато и ширины самих плато  $H_m$  для разных пленок заметно различаются.

Этот результат позволяет понять две дополнительные причины неадекватности метода «больших амплитуд» при исследовании  $Q$  в области малых  $\tau$  и  $H$ , кроме отмеченной в [31] возможности существенного вклада динамических *flux-flow* потерь на краях образца. При фиксированной большой амплитуде измерительного переменного поля  $h \gg H_m(\tau)$ , с одной стороны, существенно нарушается исходное предположение модели [33] о независимости  $j_c$  от  $H$ , а с другой, в течение периода колебаний переменного поля происходит усреднение по нарастающему участку зависимости  $Q(H_{\text{eff}}, \tau)$ , где  $H_{\text{eff}} = H + h \cos(\omega t)$ . Поскольку ширины обоих плато (по  $j_c$  и по  $Q$ ) очень близки и пропорциональны  $\tau$  (как минимум, плато для  $j_c$  ему пропорционально [22]), то при малых  $\tau$  в методе «больших амплитуд» измерения  $j_c$  и  $Q$  проводятся, фактически, не в области плато, а на логарифмических участках зависимостей  $j_c(H)$  и  $Q(H)$ . Это же относится и ко всем другим методикам, измерительные поля в которых больше ширины плато.

Корреляция зависимостей  $j_c(H)$  и  $Q(H)$  указывает на общность механизмов ограничения критического тока и крипа магнитного потока в исследуемых пленках YBCO. Как отмечалось выше, критическая плотность тока в области плато определяется конкуренцией между прозрачностью малоугловых ГР монокристаллических доменов для СП тока и пиннингом вихрей на цепочках КД вдоль ГР [22]. Это означает, что  $j_c$  в области плато оказывается равным минимальному из двух значений:  $j_c^{\text{trans}}$ , которое зависит от степени подавления СП параметра порядка несверхпроводящими ядрами КД и шириной СП каналов между ними, зависящей

от угла разориентации соседних доменов (см. [25,26]), и  $j_c^{\text{depin}}$ , которое определяется механизмом одночастичного пиннинга вихрей на периодических цепочках КД, рассмотренным в [36].

Таким образом, отмеченная выше корреляция между зависимостями  $j_c(H)$  и  $Q(H)$  указывает на то, что в нашем случае, по-видимому, максимальное значение  $j_c$  в области плато определяется пиннингом вихрей, а не прозрачностью ГР.

Величина динамической скорости релаксации  $Q(H, \tau = \text{const})$  в области плато (см. рис. 1,б) практически не зависит от температуры в интервале  $0,01 < \tau < 0,1$  (рис. 2) и равна 0,03 для пленки PP8 и 0,045 для пленки AC86.

В рамках степенного приближения [7] динамическая скорость релаксации равна

$$Q = \frac{T}{U_c + \mu T \ln(t/t_0)}, \quad (2)$$

где  $U_c$  — энергия пиннинга,  $\mu$  — показатель степенной зависимости потенциального барьера пиннинга от СП тока, а  $t_0$  — характерное время крипа.

Независимость  $Q$  от  $T$  в области плато по полю (при  $H < H_m$ ), на первый взгляд, можно было бы интерпретировать как следствие соотношения  $U_c \ll \mu T \ln(t/t_0)$ , при выполнении которого из (2) следует, что  $Q \approx [\mu \ln(t/t_0)]^{-1}$ . Такое соотношение зачастую используют [8] для пояснения плато в температурной зависимости  $Q(T)$  в промежуточной области температур (20–50 К), измеренной при больших временах наблюдения ( $t \approx 1-10^4$  с), что соответствует большому значению логарифма в (2).

Однако в наших экспериментах использовались переменные магнитные поля с частотами в диапазоне  $f = 33-3033$  Гц, что соответствует временам наблюдения  $t \approx 3 \cdot 10^{-2} - 3 \cdot 10^{-4}$  с. При значении  $\mu = 1/7$ , характерном для одночастичного пиннинга вихрей на случайных точечных дефектах в слабых магнитных полях, даже при использовании малых значений  $t_0 \approx 10^{-9} - 10^{-10}$  с, соответствующих микроскопическим временам крипа, при условии  $U_c \ll \mu T \ln(t/t_0)$ , получаем оценку для величины  $Q \approx 0,35-0,5$ , что на порядок больше, чем экспериментальные значения  $Q$  в области плато.

Это означает, что в нашем случае выполняется обратное неравенство  $U_c \gg \mu T \ln(t/t_0)$ , так что  $Q \approx T/U_c$ . Следует заметить, что такое выражение для  $Q$  получается в рамках так называемого логарифмического приближения [37], которое формально соответствует значению  $\mu = 0$ . При этом температурная зависимость  $Q$  в узком интервале вблизи  $T_c$  будет слабой и практически ненаблюдаемой в пределах точности эксперимента. А значение энергии пиннинга при  $T \approx T_c$  по порядку величины равно

$U_c \approx 2000$  К, что в несколько раз превышает типичные значения эффективной энергии активации  $U_{\text{eff}} = U_c + \mu T \ln(t/t_0)$ , наблюдаемые при низких температурах [20].

Полная энергия вихря Абрикосова и энергия пиннинга на дислокации в пленке толщиной  $d$  соответственно равны

$$E_0 = \varepsilon_l d = \left( \frac{\Phi_0}{4\pi\lambda} \right)^2 \ln \left( \frac{\lambda}{\xi} \right) d, \quad (3)$$

$$E_{\text{pin}} = \frac{1}{2} \left( \frac{\Phi_0}{4\pi\lambda} \right)^2 \left( \frac{r_d}{\xi} \right)^2, \quad r_d \ll \xi, \quad (4)$$

где  $\Phi_0$  — квант потока,  $\lambda$  — лондоновская глубина проникновения,  $r_d$  — радиус нормального ядра дислокации,  $\xi$  — длина когерентности.  $E_{\text{pin}} \propto \tau^2$  и при  $d = 100$  нм,  $\lambda \approx 150 \tau^{-1/2}$  нм,  $\xi \approx 1,5 \tau^{-1/2}$  нм и  $r_d = 1$  нм оказывается меньше, чем  $U_{\text{eff}}$  уже при 77 К. Следовательно, крип в данном случае носит существенно коллективный характер. Это связано, по-видимому, с тем, что в достаточно тонких пленках с  $d \ll \lambda(\tau)$  при  $\tau \ll 1$  вихри Абрикосова, взаимодействующие по экспоненциальному закону  $\propto e^{-r/\lambda}$  при  $r \gg \lambda$ , преобразуются в вихри Пирла, взаимодействующие по степенному закону  $\sim r^{-1}$  при  $r \gg \Lambda$  ( $\Lambda = 2\lambda^2/d$  — эффективная глубина проникновения магнитного поля при  $d \ll \lambda$ ).

Сверхпроводящий ток вихря Пирла спадает на расстояниях, больших по сравнению с толщиной пленки. Это обстоятельство, вместе с условием зануления нормальной к поверхности составляющей тока, будет приводить к эффективному подавлению изгибных термических деформаций отдельных вихрей (в случае вихрей Абрикосова такие деформации являются основным механизмом тепловой делокализации вихря с протяженного дефекта).

С другой стороны, энергия взаимодействия пирловских вихрей равна

$$U_P(r) \approx d \left( \frac{\Phi_0}{4\pi\lambda} \right)^2 \frac{\Lambda}{r} = \frac{\Phi_0^2}{16\pi^2 r}. \quad (5)$$

Медленное уменьшение энергии с расстоянием делает решетку вихрей более жесткой, что усиливает коллективный характер ее движения.

Если предположить, что при коллективном крипе пирловских вихрей вихревая решетка удерживается вихрями, запиннированными в наиболее сильных центрах пиннинга, которые, как правило, располагаются на пересечениях межблочных ГР, то эффективную энергию крипа в расчете на один вихрь для всей решетки можно оценить как

$$U_{\text{eff}} \propto \frac{\Phi_0^2}{L_{\text{eff}}} \frac{n_{\text{pin}}}{n_{\text{tot}}}, \quad (6)$$

где  $n_{\text{tot}}$  — полное число вихрей в образце,  $n_{\text{pin}}$  — число сильно запиннированных вихрей, а  $L_{\text{eff}}$  — характерное расстояние между ближайшими сильными центрами пиннинга, равное по порядку величины наибольшему размеру монокристаллических доменов. Как видно, энергия крипа не зависит ни от магнитного поля, ни от температуры в ситуации, когда для всех вихрей хватает центров сильного пиннинга. Этому соответствует режим плато для  $Q(H)$  при слабых полях. Такое же по смыслу условие было сформулировано для объяснения режима плато для  $j_c(H)$  в слабых полях в модели, развитой в [22].

При наложении более сильного магнитного поля, число вихрей в образце  $n_{\text{tot}}$  возрастает. Им уже не хватает возможных мест пиннирования, совмещающих сетку проникающих дислокаций в межблочных границах с вихревой решеткой, и  $n_{\text{pin}}/n_{\text{tot}}$  начинает уменьшаться в сравнении с единицей. Та же схема, что была использована в [22] для оценки  $n_{\text{pin}}/n_{\text{tot}}$ , приведет к зависимости  $Q(H)$  на этом участке, соответствующей экспериментально наблюдаемой, близкой к логарифмической.

Температурные зависимости динамической скорости релаксации (рис. 2) тоже можно объяснить в рамках модели пиннинга вихревой решетки на сетке межблочных дислокаций. При отсутствии постоянного магнитного поля максимальное количество вихрей в образце определяется амплитудой переменного поля  $h_m$ . Для образца PP8 при 77 К  $h_m = 3,2$  мТл на частоте 33 Гц и 3,5 мТл на частоте 3033 Гц. Оба эти значения хоть и не намного, но меньше ширины плато  $H_m$  на зависимости  $j_c(H)$  (рис. 1,б), т.е. проблемы смещения узлов вихревой решетки с сеткой межблочных дислокаций в отсутствие постоянного поля не возникает. При увеличении температуры величина  $h_m$ , пропорциональная  $j_c$ , уменьшается несколько быстрее, чем ширина низкополевого плато:  $h_m \propto \tau^{3/2}$ ,  $H_m \propto \tau$ . Поэтому во всем диапазоне температур вихревая решетка остается полностью запиннированной на дислокациях, и скорость ее переползания по центрам пиннинга не изменяется.

При наложении постоянного поля 10 мТл при  $T = 77$  К величина  $H + h_m \cos \omega t$  оказывается на краю низкополевого плато, а в поле 30 мТл — уже на участке логарифмического спада. В обоих случаях с ростом температуры доля незапиннированных вихрей растет, так как ширина плато уменьшается. Это, так же как и в случае магнитополевой зависимости,

приводит к уменьшению силы пиннинга в расчете на один вихрь, и скорость крипа потока увеличивается.

### 5. Заключение

Показано, что при измерениях скорости динамической релаксации (крипа) магнитного потока  $Q$  в тонких нанометровых эпитаксиальных пленках ВТСП  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  по анализу  $ac$ -магнитной восприимчивости при корректно проведенных измерениях (метод «максимума потерь» в отличие от используемого в ряде работ метода «большой амплитуды переменного поля»)  $Q(T, H = 0)$  практически не зависит от температуры вплоть до  $T \rightarrow T_c$ , а  $Q(T = \text{const}, H)$  коррелирует с зависимостью  $j_c(T = \text{const}, H)$ .

Как  $j_c(T = \text{const}, H)$ , так и  $Q(T = \text{const}, H)$  имеют плато при малых значениях магнитного поля вплоть до некоторой характерной величины  $H_m$ . В больших полях, где  $j_c(T = \text{const}, H)$  начинает логарифмически спадать,  $Q(T = \text{const}, H)$  начинает расти примерно таким же образом.

Данные результаты качественно согласуются с развитой ранее [22] моделью пиннинга вихрей Абрикосова на проникающих дислокациях межблоковых границ, свойственных эпитаксиальным пленкам ВТСП  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  при учете того, что в области температур, близких к  $T_c$ , глубина проникновения поля в сверхпроводник растет, и при выполнении условия  $\lambda > d$  вихри Абрикосова переходят в вихри Пирла. Для последних характерно увеличение жесткости вихревой решетки, в результате чего термические флуктуации, изгибающие вихри, становятся малосущественными, а крип вихрей становится коллективным.

Таким образом, полученные результаты показывают, что вытекающее из теории [27] снижение силы пиннинга на протяженных дефектах в области температур выше  $0,6-0,7 T_c$ , не ограничивает применение модели пиннинга вихрей на краевых дислокациях межблоковых границ к объяснению хорошо известного факта увеличения плотности критического тока в тонких эпитаксиальных пленках  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  на 2 порядка в сравнении с высококачественными монокристаллами.

Авторы благодарны В.С. Флису и В.М. Пану за предоставление пленки PP8 для измерений, а также П.Н. Михеенко, В.А. Хохлову и Г.Г. Левченко за предоставление пленки AC86.

Работа частично поддержана проектом «Нанотехнология и нанoeлектроника» программы «Наноструктурные системы, наноматериалы и нанотехнологии» НАН Украины, а также проектом ВЦ/95 Президиума НАН Украины.

1. P.W. Anderson and Y.B. Kim, *Rev. Mod. Phys.* **36**, 39 (1964).
2. M.R. Beasley, R. Labusch, and W.W. Webb, *Phys. Rev.* **181**, 682 (1969).
3. Y. Yeshurun and A.P. Malozemoff, *Phys. Rev. Lett.* **60**, 2202 (1988).
4. C.W. Hagen and R. Griessen, *Phys. Rev. Lett.* **62**, 2857 (1989).
5. Y. Yeshurun, A.P. Malozemoff, and A. Shaulov, *Rev. Mod. Phys.* **68**, 911 (1996).
6. J.J. Åkerman and K.V. Rao, *Phys. Rev.* **B65**, 134525 (2002).
7. G. Blatter, M.V. Feigel'man, V.B. Geshkenbein, A.I. Larkin, and V.M. Vinokur. *Rev. Mod. Phys.* **66**, 1125 (1994).
8. A.P. Malozemoff and M.P.A. Fisher, *Phys. Rev.* **B42**, 6784 (1990).
9. Y. Abulafia, A. Shaulov, Y. Wolfus, R. Prozorov, L. Burlachkov, Y. Yeshurun, D. Majer, E. Zeldov, H. Wühl, V. B. Geshkenbein, and V. M. Vinokur, *Phys. Rev. Lett.* **77**, 1596 (1996).
10. P. Chaudhari, R.H. Koch, R.B. Laibowitz, T.R. McGuire, and R.J. Gambino, *Phys. Rev. Lett.* **58**, 2684 (1987).
11. G.W. Grabtree, J.Z. Liu, A. Umezawa, W.K. Kwok, C.H. Sowers, S.K. Malik, B.W. Veal, D.J. Lam, M.B. Brodsky, and J.W. Downey, *Phys. Rev.* **B36**, 4021 (1987).
12. Ch. Gerber, D. Anselmetti, J.G. Bednorz, J. Mannhart, and D.G. Schlom, *Nature* **350**, 279 (1991).
13. V.F. Solovjov, V.M. Pan, and H.C. Freyhardt, *Phys. Rev.* **B50**, 13724 (1994).
14. C.J. van der Beek, M. Konczykowski, A. Abal'oshev, I. Abal'osheva, P. Gierlowski, S.J. Lewandowski, M.V. Indenbom, and S. Barbanera, *Phys. Rev.* **B66**, 24523 (2002).
15. 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).
16. B. Roas, L.Schultz, and G. Saemann-Ischenko, *Phys. Rev. Lett.* **64**, 479 (1990).
17. Ch. Jooss, R. Wartann, and H. Kronmüller, *Phys. Rev.* **B61**, 12433 (2000).
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. Stäuble-Pümpin, and R. Griessen, *Nature* **399**, 439 (1999).
19. J.M. Huijbregtse, B. Dam, R.C.F. van der Geest, F.C. Klaassen, R.Elberse, J.H. Rector, and R. Griessen, *Phys. Rev.* **B62**, 1338 (2000).
20. F.C. Klaassen, G. Doornbos, J.M. Huijbregtse, R.C.F. van der Geest, B. Dam, and R. Griessen, *Phys. Rev.* **B64**, 184523 (2001).
21. В.М. Пан, *УФМ* **1**, 49 (2000).
22. 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).
23. V.M. Pan, E.A. Pashitskii, S.M. Ryabchenko, V.A. Komashko, A.V. Pan, S.X. Dou, A.V. Semenov, K.G.



- Tretiachenko, and Yu.V. Fedotov, *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **13**, 3714 (2003).
24. V.L. Svetchnikov, V.M. Pan, Ch. Traeholt, and H. Zandbergen, *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **7**, 1396 (1997).
  25. A. Gurevich and E.A. Pashitskii, *Phys. Rev.* **B57**, 13878 (1998).
  26. Э.А. Пашицкий, В.И. Вакарюк, С.М. Рябченко, Ю.В. Федотов, *ФНТ* **27**, 131 (2001).
  27. D. R. Nelson and V.M. Vinokur, *Phys. Rev.* **B48**, 13060 (1993).
  28. L. Krusin-Elbaum, L. Civale, J.R. Thompson, and C. Feild, *Phys. Rev.* **B53**, 11744 (1996).
  29. K. Schindler, M.Ziese, P. Esquinazi, H. Hochmuth, M. Lorenz, K. Zimmer, and E.H. Brandt. *Physica C* **417**, 141 (2005).
  30. I.L. Landau and H.R. Ott, *Phys. Rev.* **B63**, 184516 (2001).
  31. М.П. Черноморец, Д.Г. Ковальчук, С.М. Рябченко, А.В. Семенов, *ФНТ* **32**, 277 (2006).
  32. B.J. Jönsson, K.V. Rao, S.H. Yun, and U.O. Karlsson, *Phys. Rev.* **B58**, 5862 (1998).
  33. J.R. Clem and A. Sanchez. *Phys. Rev.* **B50**, 9355 (1994).
  34. J. Pearl, *Appl. Phys. Lett.* **5**, 65 (1964).
  35. M. Wurlitzer, M. Lorenz, K. Zimmer, and P. Esquinazi. *Phys. Rev.* **B55**, 11816 (1995).
  36. Э.А. Пашицкий, В.И. Вакарюк, *ФНТ* **28**, 16 (2002).
  37. E. Zeldov, N.M. Amer, G. Koren, A. Gupta, M.W. McElfresh, and R.J. Gambino, *Appl. Phys. Lett.* **56**, 680 (1990).

Peculiarities of vortex pinning and flux creep in thin epitaxial HTSC films of  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  near critical temperature

M.P. Chornomorets, D.G. Kovalchuk, S.M. Ryabchenko, O.V. Semenov, and E.A. Pashitskii

For thin epitaxial films  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  the temperature dependence of dynamic relaxation rate from 77 K to critical temperature  $T_c$  with and without magnetic field, and the dependence on magnetic field to 45 mT at 77 K have been investigated. It is shown that the experimental results are in good agreement with the previously proposed model of vortex lattice pinning, which suggests penetrative dislocations at low-angle grain boundaries to be the main pinning centers in thin films. It follows from the experimental results that the effect of thermal fluctuations on the vortex pinning on penetrative dislocations and flux creep near  $T_c$  is not so crucial, as for pinning on linear defects in thick films and monocrystals. This conclusion is supported by the estimations, taking into account that the Abrikosov vortices in the thin film transform to Pearl vortices as the film temperature approaches the critical point when the magnetic field penetration depth becomes greater than the film thickness. In this connection the mechanisms of flux pinning and flux creep in thin films are essentially collective even at very low magnetic fields and up to temperatures close to  $T_c$ .

**Keywords:** YBCO, flux creep, thin films, Pearl vortex.