

Вихревая материя в сверхпроводниках

В. М. Пан¹, А. В. Пан^{1,2}

¹ *Институт металлофизики им. Г. В. Курдюмова НАН Украины
бульвар Вернадского 36, г. Киев 03142, Украина
E-mail: pan@imp.kiev.ua*

² *Institute for Superconducting and Electronic Materials, University of Wollongong, N. S. W. 2522, Australia
E-mail: pan@uow.edu.au*

Статья поступила в редакцию 18 мая 2001 г.

Исследовано поведение ансамбля вихрей в фазе Шубникова в биаксиально ориентированных пленках высокотемпературного сверхпроводника $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ (YBCO) в приложенном магнитном поле различной ориентации. Применены методики записи вольт-амперных характеристик на транспортном токе, а также резонансных кривых и затухания механического осциллятора при протекании транспортного тока. Показано, что поведение ансамбля вихрей в пленках YBCO в отличие от монокристаллов определяется их взаимодействием с линейными дефектами — краевыми дислокациями, которые образуются в процессе псевдоморфного эпитаксиального роста и являются доминирующим типом дефектов кристаллической решетки с плотностью, достигающей 10^{15} линий/м². Эффективный пиннинг вихрей и высокие плотности критического тока ($J_c \geq 3 \cdot 10^{10}$ А/м² при 77 К) в пленках YBCO обусловлены именно высокой плотностью линейных дефектов. Найденны и исследованы новые фазовые состояния вихревой материи в пленках YBCO в квазистатике и динамике, обусловленные взаимодействием вихрей с кристаллическими дефектами, возникновением различного разупорядочения вихревой решетки и сложным процессом депиннинга. Построена предполагаемая фазовая H – T -диаграмма вихревой материи для пленок YBCO.

Досліджено поведінку ансамблю вихорів у фазі Шубникова, яка виникає у біаксіально орієнтованих плівках високотемпературного надпровідника $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ (YBCO) у прикладеному магнітному полі різної орієнтації. Застосовано методики запису вольт-амперних характеристик на транспортному струмі, а також резонансних кривих і затухання механічного осцилятора при протіканні транспортного струму. Показано, що поведінка ансамблю вихорів у плівках YBCO на відміну від монокристалів визначається їх взаємодією з лінійними дефектами — крайовими дислокаціями, які утворюються під час псевдоморфного епітаксійного росту й є домінуючим типом дефектів кристалічної ґратки з густиною, що сягає 10^{15} ліній/м². Ефективний пінінг вихорів та висока густина критичного струму ($J_c \geq 3 \cdot 10^{10}$ А/м² при 77 К) у плівках YBCO зумовлені саме високою густиною лінійних дефектів. Знайдено й досліджено нові фазові стани вихрової матерії у плівках YBCO у квазістатичі та динаміці, що обумовлені взаємодією вихорів з кристалічними дефектами, виникненням різного розупорядкування вихрової ґратки та складним процесом депінінгу. Побудовано гіпотетичну фазову H – T -діаграму вихрової матерії для плівок YBCO.

PACS: 74.25.Dw, 74.60.–w, 74.72.Bk, 74.76.Bz

Введение

Впервые было экспериментально показано украинским физиком Львом Шубниковым еще в 1936 году [1], что в сверхпроводящих сплавах существует широкий интервал магнитных полей, где эффект Мейсснера постепенно уменьшается и магнитный поток проникает в объем сверхпроводника. В этом случае отклик сверхпроводника на увеличение внешнего магнитного поля (т.е. кри-

вые намагничивания) имеет совсем другой вид, чем для чистых металлов, т.е. сверхпроводников 1-го рода (СП1). Впервые термин «сверхпроводник второго рода» (СП2) был применен для сплавов и соединений Алексеем Абрикосовым в 1957 году, когда он разработал последовательную теорию СП2 [2], которая дала возможность понять экспериментальные результаты Льва Шубникова на базе представлений о квантовании потока и проникновении магнитного поля в СП2 в виде

решетки вихрей Абрикосова. Фазой Шубникова на H - T -фазовой диаграмме (т.е. диаграмме магнитное поле—температура) с тех пор называют состояние СП2 с проникшими вихрями — квантами магнитного потока. За время, прошедшее с тех пор, стало ясно, что вихревые состояния в сверхпроводниках, с одной стороны, очень сложны и многообразны, а с другой — исключительно важны для понимания поведения сверхпроводников в электромагнитном поле и под токовой нагрузкой. Возникла новая область физики, которую можно назвать физикой вихревой материи. В настоящей статье рассмотрены особенности вихревых состояний в пленках умеренно анизотропного высокотемпературного сверхпроводника (ВТСП) $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ (YBCO).

1. Квантованные вихри в сверхпроводнике

Проникновение магнитного поля в СП2 происходит в виде квантованных вихревых линий или нитей потока. Каждый такой вихрь несет квант магнитного потока $\Phi_0 = hc/2e = 2,07 \cdot 10^{-15}$ Тл·м² и имеет нормальную сердцевину, которая в изотропном сверхпроводнике представляет собой тонкий нормальный цилиндр вдоль магнитного поля. Радиус этого цилиндра, кора вихря, равен длине когерентности ξ (важная масштабная длина в сверхпроводнике, которая в микроскопической теории определяется как расстояние между взаимодействующими электронами в куперовской паре, а в феноменологической теории Гинзбурга—Ландау (ГЛ) — как расстояние, на котором сверхпроводящий параметр порядка изменяется от максимума до нуля на границе сверхпроводник/нормальный металл) [3]. Вокруг нормального кора течет незатухающий сверхпроводящий ток (сверхток), который в изотропных СП2 ориентирован таким образом, чтобы индуцированное им магнитное поле было направлено вдоль кора и совпадало с направлением внешнего поля. Вихревой ток течет в области с радиусом порядка λ — лондоновской глубины проникновения слабого магнитного поля. Эта область для СП2 значительно больше, чем ξ , и это является следствием того, что в СП2 $\sigma_{ns} < 0$, т.е. $\lambda \gg \xi$. Проникновение вихрей в СП2 становится энергетически выгодным при внешнем поле $H_{\text{ext}} > H_{c1}$ (H_{c1} — первое или нижнее критическое поле). Проникая в объем СП2, вихри располагаются на расстоянии $a_0 \propto (\Phi_0/H)^{1/2}$ и, когда $a_0 \leq \lambda$, начинают взаимодействовать (отталкивая друг друга) благодаря силе Лоренца $f_L = 1/c [\mathbf{j}\Phi_0]$, образуя в поперечном сечении правильную треугольную решетку [3,4].

2. Вихревая материя — новый вид конденсированного состояния

Мощный импульс для дальнейшего развития физика вихревого состояния получила после открытия в 1986 году высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП). Это произошло вследствие двух важнейших обстоятельств: во-первых, критическая температура ВТСП купратов настолько высока, что они остаются сверхпроводящими при температурах, при которых термические флуктуации играют заметную роль, так как их энергия становится сравнимой с упругой энергией вихря и/или вихревой решетки (ВР), а также с энергией пиннинга, что создает предпосылки для появления на H - T -фазовой диаграмме сверхпроводника новых необычных областей и состояний вихревой материи, а также фазовых превращений между ними; во-вторых, благодаря слоистому кристаллическому строению и анизотропии, которые присущи ВТСП металл-оксидным купратам, также возникают благоприятные условия для появления на H - T -диаграмме фазовых областей и фазовых превращений, которые обусловлены изменениями размерностей в вихревом ансамбле от трехмерной к двумерной и наоборот.

Вихревая материя в сверхпроводниках II рода демонстрирует уникальный пример конденсированного состояния с управляемыми параметрами [5]. В отличие от обычных систем конденсированной материи плотность составляющих частиц (магнитных вихрей) и их взаимодействие можно изменять на несколько порядков контролируемым образом с помощью простого варьирования внешнего магнитного поля. Кроме того, крайне важные эффекты термических флуктуаций в экспериментах с ВТСП купратами можно наблюдать в широком температурном диапазоне, и эти эффекты находят отражение на H - T -фазовой диаграмме. Для вихревой материи, наконец, реализуется наиболее удобный инструмент для изучения разупорядоченных сред — одной из центральных проблем физики конденсированного состояния.

При традиционном рассмотрении шубниковского вихревого состояния без учета влияния термических флуктуаций и пиннинга предполагалось, что однородная твердая фаза вихревой решетки существует в интервале полей между нижним критическим H_{c1} , где вихри начинают проникать в сверхпроводник, и среднеполевым верхним критическим полем H_{c2} , выше которого сверхпроводимость пропадает.

Верхнее критическое поле $H_{c2}(T)$ СП2 определяется как поле при температуре T , при котором нормальные коры вихрей начинают перекрывать-

ся, и сверхпроводник становится «нормальным». Если не принимать во внимание термические флуктуации, то $H_{c2} = \Phi_0 / (2\pi\xi^2)$, и это означает, что малая длина когерентности способствует увеличению H_{c2} .

Для высокотемпературных купратных сверхпроводников малая величина ξ оказывается причиной того, что H_{c2} при низких температурах далеко превосходит 100 Тл. Общеизвестная H - T -фазовая диаграмма для «чистого» или идеального СП2 может быть получена с помощью «приближения среднего поля» в теории ГЛ. Однако учет термических флуктуаций и явлений разупорядочения, как показано, сильно влияет на ее вид, добавляя новые черты и новые фазовые области.

3. Фазовая H - T -диаграмма в присутствии коррелированного разупорядочения

Присутствие линейных дефектов, которые по своей природе способны максимально сильно запинниговать вихри вдоль всей их длины и плотность которых оказывается сравнимой с плотностью вихрей, приводит к возникновению особого состояния, так называемого «бозе-стекла», когда вихри локализованы на случайным образом распределенных параллельных друг другу линейных дефектах. Механизм формирования состояния двумерного $2D$ (или коррелированного) бозе-стекла напоминает механизм образования трехмерного $3D$ вихревого стекла (другого разупорядоченного состояния ВР, при котором она взаимодействует с множеством случайных точечноподобных дефектов кристалла) [6–10]: линейные дефекты также порождают добавочные низколежащие вихревые состояния, которые отличаются от уже существовавших в совершенной решетке, и вихри захватываются этими состояниями, если индуцированные разупорядочением потенциальные ямы оказываются достаточно глубокими по сравнению с энергией термических флуктуаций. Характер фазовой H - T -диаграммы, как и в случае точечноподобного беспорядка, определяется уравниванием и конкуренцией упругой, пинниговой и термической характеристических энергий, а также использованием соответствующего критерия Линдемана [5].

Можно оценить смещение вверх на H - T -диаграмме линии плавления в присутствии линейных дефектов. При этом следует иметь в виду, что модуляция параболического упругого потенциала ВР линейным потенциалом пиннинга вызывает рост его эффективной глубины. Поэтому, чтобы вытащить данный вихрь из «ящика», термические флуктуации должны преодолеть не только упру-

гий, но и добавочные пинниговые барьеры. Таким образом, условие потери устойчивости для ВР может быть определено с помощью уравнения

$$k_B T = E_{\text{elastic}} + E_{\text{pin}}, \quad (1)$$

где $k_B T$, E_{elastic} и E_{pin} — характеристические энергии термических флуктуаций, упругого взаимодействия и пиннинга. Форма уравнения (1) показывает, что линейные дефекты являются причиной смещения перехода твердое тело \leftrightarrow жидкость, который в этом случае называется *бозе-стекло переходом*, $H_{BG}(T)$, до более высоких температур по сравнению с температурами плавления совершенного кристалла без упомянутых линейных дефектов, $H_{BG}(T) > H_m(T)$ [11]. В случае невысокой плотности линейных дефектов, когда основной вклад дает упругая энергия, а разупорядочение приводит только к малым смещениям линии плавления, плавление бозе-стекла еще сохраняет черты перехода первого рода. Такой переход имеет место при низких магнитных полях $H < H_\Phi$, где $H_\Phi = \Phi_0 / D^2$ — так называемое поле «соответствия», при котором происходит уравнивание плотности линейных дефектов с плотностью вихрей (D — среднее расстояние между линейными дефектами). При более высоких полях, $H > H_\Phi$, поправки к температуре плавления быстро уменьшаются и линия плавления бозе-стекла возвращается к первоначальному положению. Таким образом, наибольшее отклонение линии плавления бозе-стекла от первоначального положения в совершенных кристаллах ожидается вблизи $H \cong H_\Phi$.

На рис. 1 приведена схематическая фазовая диаграмма вихревой системы с коррелированным разупорядочением, возникшим вследствие присутствия линейных дефектов. Линия аккомодации, согласно [5], отделяет друг от друга два режима поведения вихревой материи: режим индивидуального пиннинга и режим коллективного пиннинга с участием линейных дефектов [11]. Положение линии аккомодации определяется конкуренцией и уравниванием характеристической упругой энергии, возникающей из-за взаимодействия с остальной ВР (потенциальный ящик), и энергии пиннинга. Ниже линии аккомодации силы пиннинга доминируют, поэтому вихри могут быть существенно сдвинуты со своих равновесных позиций в совершенной решетке. Чтобы подчеркнуть особенно сильный индивидуальный пиннинг в таком состоянии, в [5] предложено называть это состояние ВР «сильным бозе-стеклом». Квазирешеткой или *слабым бозе-стеклом* в [5] предложено считать состояние, которое образуется в режи-

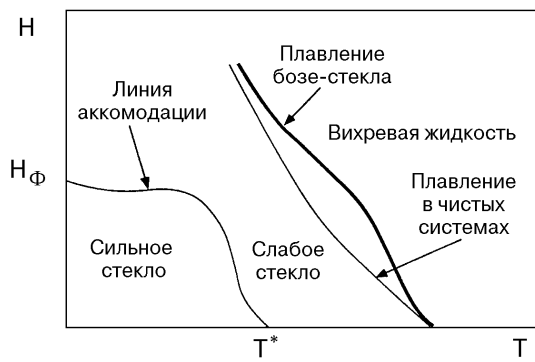


Рис. 1. Схематическая H - T -фазовая диаграмма вихревой материи в присутствии статистически распределенных протяженных линейных (колоннообразных) дефектов [5].

ме коллективного пиннинга. Очень важное различие между воздействием линейных и точечных дефектов состоит в том, что в противоположность точечным дефектам, которые стимулируют боковые (изгибные) деформации вихрей, линейные центры пиннинга, наоборот, *стабилизируют* пребывание данной вихревой линии в потенциальном ящике, образованном упругим взаимодействием с соседями, *против* термических флуктуаций, а также *против* изгибных смещений, вызываемых точечными дефектами (как показано схематически на рис. 2), тем самым препятствуя образованию трехмерно разупорядоченного твердого состояния ВР. Особо следует подчеркнуть, что в случае линейных кристаллических дефектов — пиннинг-центров, фаза «сильного» стекла с сильно двумерно искаженным строением ВР и наиболее высокой плотностью критического тока занимает низкополевую часть фазовой H - T -диаграммы. Понятно, что такое поведение контрастирует с эффектами точечного разупорядочения, когда более сильно запиннигованная трехмерно разупорядоченная твердая вихревая фаза появляется, наоборот, при более высоких полях [12–18].

Таким образом, оказывается, что вклады линейных и точечных дефектов в объемную силу пиннинга не только не суммируются, а, наоборот, могут вычитаться, т.е. точечное разупорядочение способствует депиннингу (отрыву) вихревых линий от линейных дефектов. Такое предположение, как показано экспериментально [12–18], действительно хорошо подтверждается для конфигураций, в которых линейные дефекты ориентированы параллельно магнитному полю (или, точнее, направлению вихревых линий). Поскольку все реальные ВТСП материалы неизбежно содержат точечноподобные дефекты (например, кислородные вакансии), то вопрос доминирующего меха-

низма пиннинга является проблемой первостепенной важности для контролируемого создания желаемых транспортных токонесущих свойств материала. Конкуренция этих двух типов разупорядочения была впервые изучена экспериментально в работах [12–18], а теоретически в [19]. В частности, в [19] было показано, что в реальных ситуациях в поведении вихревой материи доминирует влияние коррелированного разупорядочения, даже когда плотность дефектов меньше плотности вихрей.

Однако до настоящего времени рассуждения и расчеты теоретиков основывались исключительно на представлениях о структурах с линейными дефектами, полученными в ВТСП, подвергнутых облучению тяжелыми ионами с высокой энергией (около 1 ГэВ и более). В самое последнее время стало ясно, что дислокационные ансамбли в сильно биаксиально текстурированных эпитаксиальных

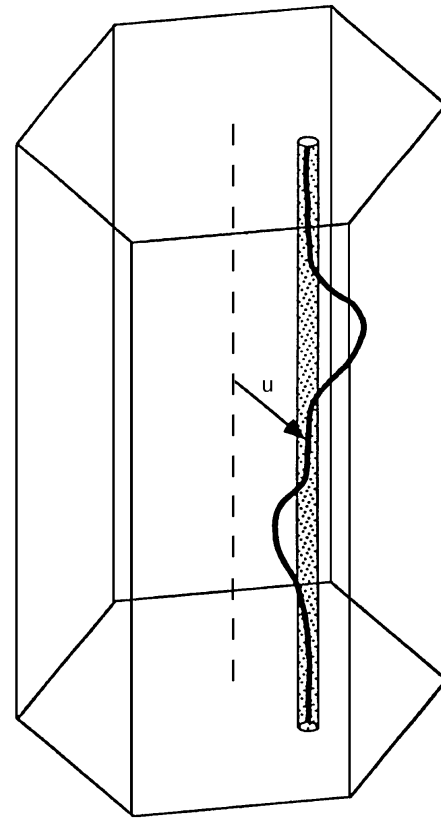


Рис. 2. Вихревая линия в потенциальном «ящике» с протяженным линейным дефектом [5,10,11], который модулирует параболическую потенциальную яму, создавая новые минимумы и смещая рассматриваемый вихрь из его равновесного положения в ящике. Показаны также боковые коротковолновые смещения, которые возникают благодаря одновременному воздействию случайного точечного потенциала. Они способствуют депиннингу вихря с линейного дефекта.

пленках YBCO играют роль сильно пиннигуемых коррелированных линейных дефектов.

4. Пиннинг-центры в эпитаксиальных пленках YBCO

Как уже упоминалось, тот факт, что наивысшие J_c ($\geq 10^{10}$ А/м² при 1 Тл и 77 К) сравнительно легко могут быть получены в YBCO эпитаксиальных пленках, оставаясь недостижимыми для любых YBCO массивных материалов, должен быть отнесен к особенностям дефектной структуры пленок и, соответственно, формированию объемной силы пиннинга в них за счет наиболее эффективного взаимодействия прежде всего с линейными дефектами. Большое число попыток было сделано для установления связи силы пиннинга с винтовыми дислокациями, инициирующими соответствующую моду трехмерного роста пленок при осаждении (посредством возникновения и распространения винтовых дислокаций) — так называемый «screw-mediated» рост [20,21], а также со ступеньками роста на поверхности пленки при двумерной ростовой моде — «рост слой-за-слоем». Однако эти попытки оказались тщетными: например, можно приготовить пленки, в которых концентрация винтовых дислокаций будет отличаться на порядок и более (от $5 \cdot 10^7$ до 10^9 см⁻²), а плотность критического тока будет одинакова, и наоборот. К тому же ядра винтовых дислокаций роста в пленках YBCO, как показали электронномикроскопические исследования, имеют характерный поперечный размер, значительно больший длины когерентности [22]. Поэтому они едва ли могут эффективно пинниговать. Некоторые экспериментальные свидетельства [13,14,23–25] очень высокой плотности краевых дислокаций в эпитаксиальных пленках YBCO также казались недостаточно убедительными, так как исследователи вряд ли могли поверить, что дислокационная линия (т.е. ядро дислокации) сама по себе может служить сильным центром пиннинга, обеспечивая эффективный «кор-пиннинг». Действительно, с одной стороны, еще в ранних работах Дью-Хьюза [26] было показано, что дислокации пиннигуют только тогда, когда они образуют ансамбли типа «стенок» ячеистой структуры в металлических ОЦК сплавах благодаря дальнедействующим полям напряжений, которые могут приводить как к δl -, так и к δT_c -пиннингу [6]. Что касается изолированного линейного дефекта, то в работах Дью-Хьюза и его последователей было четко сформулировано: «изолированная дислокация приводит к пренебрежимо малым изменениям κ_{GL} », т.е. параметра теории Гинзбур-

га-Ландау. Из теории дислокаций, с другой стороны, известно, что поперечное сечение ядра должно иметь величину площади порядка квадрата вектора Бюргерса, что явно намного меньше, чем квадрат длины когерентности даже для ВТСП ($\xi_{ab} \approx 1,5$ нм для YBCO по сравнению со значением вектора Бюргерса $B \approx 0,4$ нм). Таким образом, представлялось, что, так же как и точечные дефекты, дислокации могут пинниговать только коллективно, поскольку и глубина пинниговой потенциальной ямы U_p невелика, и элементарная сила пиннинга отдельной дислокации $f_p = dU_p/dr$ мала. Два новых существенных результата сыграли важнейшую роль в дальнейшем развитии представлений о дислокационном пиннинге в ВТСП, предоставив однозначные свидетельства в пользу сильного пиннинга на дислокационных линиях. Первый из них был получен Чисхолмом и Смитом [27], а затем, еще более убедительный, Мерклом и его сотрудниками [28,29]. С помощью просвечивающей электронной микроскопии высокого разрешения (ВРПЭМ) были получены картины реального расположения атомов внутри ядра полной краевой дислокации [001] и в его окрестности. Было показано, что ядро краевой дислокации представляет сильно искаженную структуру на характерной масштабной длине порядка 5–10 межатомных расстояний, т.е. около 3 нм [28,29]. Кроме того, было найдено, что в области ядра имеет место избыток меди по сравнению со стехиометрией (см., например, [28]). Таким образом, оказалось, что ядра дислокационных линий весьма напоминают по структуре искусственные дефекты, введенные с помощью облучения тяжелыми ионами высоких энергий, которые ведут себя как исключительно сильные одномерные линейные пиннинг-центры. Это вполне убедительно показано во многих работах (см., например, [30–32]).

Оставалось показать, действительно ли в эпитаксиальных пленках YBCO при их осаждении и росте формируется структурное состояние, обеспечивающее очень высокую среднюю плотность дислокаций. Представляется, что наши недавние ВРПЭМ результаты (некоторые из них показаны на рис. 3) однозначно подтверждают образование такой дислокационной структуры в пленках YBCO, демонстрирующих рекордные $J_c(H)$. Эти результаты позволяют также понять механизмы формирования линейных дефектов во время осаждения и роста пленок. Проблема образования дислокационной субструктуры при эпитаксиальном росте пленок вообще и пленок YBCO в частности выходит за рамки настоящей работы, и для озна-

5. Динамика вихрей в сверхпроводнике YBCO с линейными пиннинг-центрами

a



б

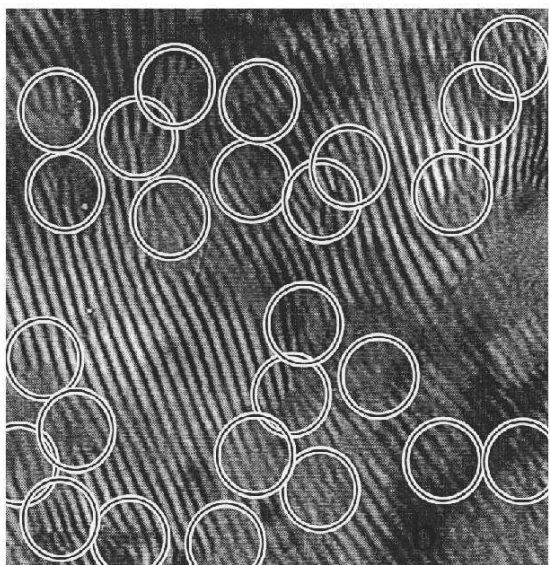


Рис. 3. *a* – Муаровая картина, показывающая краевые дислокации с помощью просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ), линии которых перпендикулярны купратным плоскостям. Дислокации, которые представляют собой дополнительные кристаллографические полуплоскости в структуре, четко выявляются муаровыми полосами, расстояние между которыми составляет 2,2–2,3 нм [13,14,18,25,35]. *б* – ПЭМ муаровая картина, показывающая распределение краевых дислокаций (в пленке YBCO толщиной 10–12 нм, осажженной на подложку из монокристалла MgO); дислокационные линии перпендикулярны плоскости ab . Расположение дислокаций соответствует усредненному углу разориентации $\langle 1,2^\circ \rangle$ между соседними доменами (субзернами) [13,14,18,25,35].

Как следует из результатов структурных исследований, в тонких эпитаксиальных пленках и бикристаллах YBCO [13,14,18,20–25,27–29] наиболее интересным типом дефектов, которые дают вклад в пиннинг и динамику вихрей, являются малоугловые дислокационные наклонные границы. Конечно, случайным образом распределенные точечные дефекты (кислородные вакансии), дислокационные петли, связанные с дефектами упаковки и параллельные плоскости ab , а также микродвойники $\{110\}$ присутствуют в пленках и в некоторых случаях вносят заметный вклад в поведение вихрей и в магнитополевые зависимости плотности критического тока.

Как упоминалось выше, недавние транспортные измерения в сочетании со скейлинговым анализом дают существенные доводы в пользу существования фазы бозе-стекла в кристаллах YBCO и тонких пленках, облученных тяжелыми ионами с высокой энергией (1 ГэВ и более). Образование фазы бозе-стекла инициируется случайным образом распределенными коррелированными протяженными дефектами — колоннообразными треками, полученными в результате облучения тяжелыми ионами. Однако, как мы видели выше, в действительности коррелированные линейные дефекты в осажденных YBCO тонких пленках распределены неоднородно: они образуют более или менее хорошо сформированные ряды или стенки параллельных друг другу линий краевых дислокаций с несверхпроводящими ядрами поперечным размером $D \approx \xi_{ab}$. Дислокационные стенки обрамляют домены мозаичности, азимутально разориентированные по отношению к соседним доменам приблизительно на 1° . Внутри доменов доминирующими пиннигующими дефектами являются точечноподобные (кислородные вакансии). При таком пространственном распределении коррелированных линейных пиннинг-центров фаза бозе-стекла существует только при достаточно малых приложенных магнитных полях, когда $a_0 \propto (\Phi_0/H)^{1/2}$ остается все еще гораздо больше поперечного размера домена, L_{domain} . При возрастании магнитного поля до некоей критической величины $H_{B \rightarrow F}$ имеет место кроссовер в новое отличающееся коррелированное стеклообразное состояние, «ферми-стекло», в котором вихри находятся как в дислокационных стенках, так и внутри доменов. Вихри внутри доменов взаимо-

действуют со случайными точечными дефектами и потому ведут себя подобно тому, как в монокристаллах.

При определенной величине приложенного магнитного поля линейное натяжение вихря вследствие дисперсии упругого модуля $C_{44}(\mathbf{k})$ «размягчается», и тогда возникает картина, которая описана ниже при анализе конкретных результатов измерений $J_c(H, T, \theta)$ для пленок YBCO, полученных недавно в наших экспериментах (θ — угол между купратными плоскостями и приложенным магнитным полем H). Для идеализированного случая, т.е. когда малоугловая граница образована правильным рядом равноотстоящих параллельных друг другу краевых дислокаций в отсутствие каких-либо других нарушений кристаллического порядка в соседних субзернах (доменах), может быть применена модель динамики вихрей. Для этого случая Касаткиным [35–37] рассмотрен транспорт вихрей вдоль доменных (более точно — бикристалльных) малоугловых границ (МУГ). В рамках этой модели показано, что, несмотря на сильный одночастичный кор-пиннинг линиями краевых дислокаций, движение вихрей происходит вдоль границы в соответствии с традиционными представлениями [32,38,39]. На самом деле модель вполне адекватна при рассмотрении электродинамики бикристаллов с такого рода наклонными границами и с малыми значениями угла разориентации. Модель не требует каких-либо предположений о прозрачности для сверхтока или джозефсоновских свойствах бикристаллов с такой дислокационной наклонной границей, как это необходимо в моделях, предложенных в [40–43]. Наиболее важно, что в рамках модели возможно последовательное объяснение сильной зависимости плотности критического тока J_c через границу от угла разориентации θ между прилегающими доменами-берегами, как это наблюдалось для бикристаллов и пленок YBCO [35–37, 44]. Для того чтобы применить данную модель для описания полидоменных мозаичных пленок, которые содержат такого рода МУГ, нужно учитывать дополнительные эффекты при движении вихрей как поперек доменов, так и вдоль искривленных границ с пространственно меняющейся разориентацией, а также расстоянием между соседними дислокациями.

Модель транспорта вихрей вдоль ряда параллельных оси c краевых дислокаций, образующих, как было упомянуто, малоугловую границу между слабо разориентированными субзернами (доменами), основана на предшествовавшем рассмотрении пиннинга и динамики вихрей в

сверхпроводниках с протяженными линейными (колоннообразными) дефектами [11,32,35–38]. Важно отметить, что коллективные эффекты не учитывались, по крайней мере в [35–37]. Согласно результатам этих работ, депиннинг вихрей, сидящих на линейных пиннинг-центрах, и их последующая динамика в присутствии транспортного тока происходят вследствие спонтанного образования вихревых возбуждений, вызванных термическими флуктуациями в объеме сверхпроводника. Вихревое возбуждение имеет форму частично депиннированной вихревой петли (рис. 2). Когда размер депиннированной части такой петли превосходит некоторую критическую величину при данном сверхпроводящем транспортном токе (см. [35,36]), петля становится неустойчивой и начинает «распухать» до тех пор, пока не коснется соседнего линейного дефекта. После этого перемещение оставшейся части данного вихря будет происходить путем движения двух вихревых «ступенек»-кинков, разбегающихся в противоположных направлениях вдоль оси c под действием силы Лоренца. Модель движения вихрей вдоль эквидистантного ряда параллельных друг другу дислокаций может быть распространена на случай реальной полидоменной (мозаичной) структуры пленки с сеткой МУГ, образованной ансамблями краевых дислокаций, как это выглядит на реальном изображении, подобно показанному на рис. 3. Эти дислокации находятся в более или менее неупорядоченном состоянии и не эквидистантны, как предполагалось выше. Тем не менее, используя перколяционный подход, как это делал Гуревич при рассмотрении крипа потока [45,46], следует ожидать, что МУГ будут служить как перколяционные каналы для термоактивированного движения вихрей. Это, очевидно, так и есть, потому что энергия активации $U_c(D)$ перехода вихря с одной краевой дислокации на соседнюю (т.е. на расстояние $D(\theta)$) гораздо меньше, чем соответствующая величина U_{c0} для траверса вихря поперек домена. Таким образом, сетка МУГ будет формировать пространственный U_c -ландшафт с более или менее выраженными «долинами» активационной энергии вихрей $U_c(r)$. Рассматривая термоактивированный (TAFF) режим движения вихрей вдоль этих перколяционных каналов, можно ожидать, что среднее расстояние между ближайшими дислокациями все-таки связано с углом разориентации соседних доменов. Тогда при малых значениях угла θ $\langle U_c(D) \rangle \propto \langle (\sin \theta)^{-1} \rangle$ и, следовательно, сильная зависимость $J_c(\theta)$, полученная для прямолинейного ряда эквидистантных дислокаций, будет выполняться

для перколяционной ситуации с заменой $\sin \vartheta$ на его усредненную по всей пленке величину.

Сильную зависимость $J_c(\vartheta)$ для полидоменных эпитаксиальных пленок YBCO с малоугловыми границами наблюдали экспериментально в [47].

5.1. Динамический депиннинг вихревой решетки в пленках YBCO

Весьма информативным для описания поведения вихревого ансамбля в пленках YBCO в динамическом режиме оказалось применение метода механического осциллятора с высокой добротностью при протекании постоянного транспортного тока. Такие измерения были проведены с помощью создания миниатюрных токовых и потенциальных контактов на осциллирующем образце пленки YBCO [48]. Методика позволяет выполнять одновременные измерения: 1) изменения квадрата резонансной частоты $\omega^2(B_a, T) - \omega^2(0, T)$ механического осциллятора с прикрепленным к нему образцом ВТСП YBCO пленки, совершающим колебательное движение в магнитном поле, что дает информацию о силе пиннинга [49,50] (рис. 4,а); 2) затухания Γ , которое характеризует диссипативные процессы в образце в связи с движением вихрей [49,50] (рис. 4,б); 3) удельного сопротивления пленок YBCO (рис. 4,в). С помощью этой методики нам удалось изучить динамическое поведение вихрей в пленках YBCO в районе их депиннинга при углах $\theta = 90^\circ$ (что эквивалентно параллельной ориентации приложенного поля относительно купратных плоскостей), а также 75° и 60° , при этом транспортный ток всегда протекал перпендикулярно приложенному полю.

Динамическое поведение вихрей в таком осцилляторе хорошо описывается *диффузионной моделью* для термически активированных вихрей [50]. В этой модели константа диффузии равна

$$\mathcal{D} = \mathcal{D}(H, T) = \rho(H, T) / \mu_0, \quad (2)$$

где ρ — удельное сопротивление течения потока. В рамках этой модели, следуя работам [48,51,52], затухание осциллирующего сверхпроводника имеет вид

$$\Gamma = \frac{1}{2I_i \omega} \left(\frac{\mu_0 H^2}{2} \right) V_p \chi''(\mathcal{D}), \quad (3)$$

где I_i — эффективный момент инерции осциллятора, который можно найти экспериментально [48]; ω — резонансная частота осциллятора; V_p — объем образца, а χ'' — мнимая часть перемен-

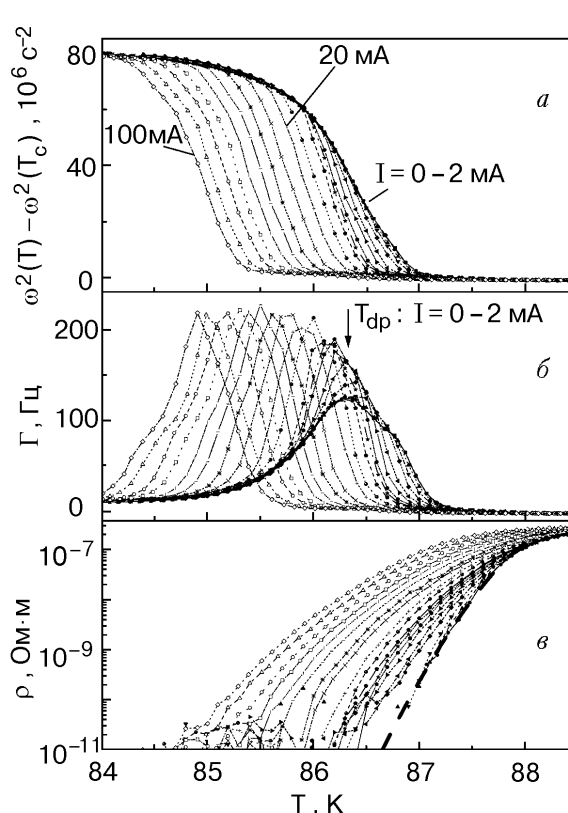


Рис. 4. Изменение квадрата резонансной частоты (а), соответствующего затухания (б) и удельного сопротивления (в) в зависимости от температуры при разных значениях пропускаемого тока при поле $H = 2$ Тл и $\theta = 0^\circ$. Пунктирная линия на рисунке (в) — это пример кривой удельного сопротивления, пересчитанного в константу диффузии с помощью уравнения (2), которая бралась для расчета кривой затухания (см. рис. 5), используя уравнение (3).

ной восприимчивости образца: χ'' как функция температуры имеет максимум $\chi''_{\max} = 0,41723$ [51]. Этот результат справедлив для любого значения плотности транспортного тока J , т.е. χ''_{\max} не зависит от токовой нагрузки. Изменение параметра диффузии \mathcal{D} посредством пропускания тока только сдвигает положение пика затухания (например, за счет зависимости эффективного активационного барьера U_p от тока), но не вносит никаких изменений в его абсолютное значение. Следует отметить, что вершина пика затухания определяет положение температуры депиннинга T_{dp} , или точку необратимости.

Если принять измеренное удельное сопротивление $\rho(T, H, J)$ в качестве $\mathcal{D} = \rho / \mu_0$, следуя процедуре, описанной в работе [48], то становится возможным количественное приложение теории, т.е. уравнения (3), к обсуждению экспериментальных результатов. На рис. 5 изображены рассчитанные кривые затухания для двух значений тока $I = 0$ мА ($J = 0$ А/м²) и $I = 100$ мА

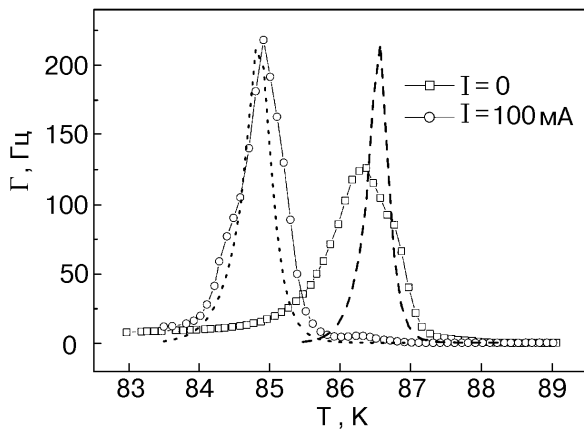


Рис. 5. Кривые затухания для $I = 0$ и 100 мА при $H = 2$ Тл. Пунктиром нанесены расчетные кривые, полученные согласно (3), следуя процедуре, описанной в [48,52,58].

($J \approx 2 \cdot 10^8$ А/м²). Рассчитанная температурная зависимость для Γ ($I = 100$ мА), ее абсолютное значение, а также ширина перехода оказываются в прекрасном согласии с экспериментом. Кроме того, очевидно, что более богатую информацию о депиннинг-переходе вихревой решетки можно получить из затухания осциллирующего сверхпроводника, чем из величины электрического поля, индуцированного движением ВР. Уширение и асимметрия пика затухания являются свидетельством многообразного характера депиннинга вихревой решетки.

Из проведенных в данной работе исследований, конечно же, трудно воссоздать микроскопическую картину динамики движущихся вихрей, но, принимая во внимание известные результаты наблюдений движения почти упорядоченной ВР в сверхпроводящих кристаллах [53], результаты теоретических работ о движущихся разупорядоченных ВР [54,55], а также описанный выше сложный «долинный» пространственный U_p -ландшафт потенциала пиннинга в реальных сверхпроводящих пленках YBCO, ниже предлагается сценарий, приводящий к наблюдаемым эффектам (рис. 4,б): 1) сужению и симметризации пика затухания при приложении токовой нагрузки; 2) возрастанию максимума затухания при $J > 2 \cdot 10^6$ А/м². Заметим, что при высоких плотностях пропускаемого тока высота максимума затухания становится не зависящей от плотности тока, изменяется только его положение, сдвигаясь в сторону более низких температур при увеличении тока.

В исследуемых пленках YBCO имеет место хаотичное распределение потенциала пиннинга,

взаимодействие с которым приводит к разупорядочению вихревой решетки. Ситуация еще больше усложняется, если учесть возможность возникновения довольно сложных вихревых конфигураций при ориентации поля, близкой к параллельной по отношению к плоскостям ab , когда две перпендикулярные друг другу вихревые подсистемы могут одновременно сосуществовать в сверхпроводящих пленках за счет двух компонент вектора поля, проникающего в пленку [56–58]. Тогда для вихрей, параллельных плоскости ab , большинство линейных дефектов — это дислокационные петли, разбросанные хаотично в толще пленки. Их характерный размер 5–7 нм, зато их сила пиннинга почти не уменьшается с температурой из-за слабых полей напряжений-деформаций вблизи ядра (см. разд. 7), а также потому, что в этой ориентации изгибный модуль C_{44} не «размягчается» по полю, как при $H \parallel c$ из-за анизотропии и слоистости атомной структуры. В случае вихрей, параллельных оси c , существует иерархия центров пиннинга и их пространственное распределение: 1) наиболее сильными препятствиями для поперечного движения вихрей являются плотноупакованные стенки дислокаций с уже сидящими на них вихрями и с экранирующими токами, протекающими вдоль этих стенок; 2) сильно пиннируют и отдельные «стоячие» или «прошивающие» дислокации, если $H \parallel c$; 3) точечные дефекты внутри доменов, которые способствуют быстрому уменьшению суммарной силы пиннинга и плотности тока, как следует из приведенных выше рассуждений (см. разд. 3) и последующих экспериментальных данных (разд. 8).

Более масштабные топологические дефекты типа сформированных (полигонизованных) доменных дислокационных стенок, существующие в пленках YBCO, могут приводить к пластическому течению вихревых рядов, а не к смещению упруго-деформируемой вихревой решетки. Ранее был предложен механизм движения вихрей по так называемым «каналам легкого скольжения» («easy slip channels», см., например, [59]). Но для этого должен быть малым C_{66} -модуль сдвига в ВР, а это обычно имеет место в полях, приближающихся к H_{irr} . Таким образом, термически активированный депиннинг вихревой решетки под влиянием малой движущей силы может происходить вблизи $H_{irr}(T)$ вдоль «долин пластического течения», т.е. «каналов легкого проскальзывания», когда они ориентированы параллельно движущей силе (см. также работу [60]). Такое поведение, как упоминалось выше, может быть рассмотрено как перколяционное [45,46]. Если

начальный срыв вихрей при достижении депиннинга интерпретировать как движущиеся по «каналам» вихревые ряды, то можно ожидать, что вихревая решетка внутри доменов остается закрепленной вследствие сильного пиннинга на доменных стенках, перпендикулярных движущей силе, т.е. практически неподвижной при температуре $T < T_{dp}$. При повышении температуры наблюдаемый пик затухания при T_{dp} ($J = 0$) указывает на депиннинг сильно запиннигованных областей. Под влиянием упомянутых выше факторов этот пик, характеризующий депиннинг ВР, становится широким и асимметричным.

Феноменологически, без учета вида пиннигующих дефектов, поведение пика затухания осциллирующего образца при $J = 0$ можно описать с помощью введения распределения потенциальной энергии активационных барьеров. Такое распределение приведет к двум основным эффектам: уширению перехода по температуре и, следовательно, уменьшению величины пика затухания при температуре депиннинга. Действительно, использование однобарьерной аппроксимации в рамках диффузионной модели приводит к неизбежному различию между теорией и экспериментом, что обычно и наблюдается на практике [48,52].

Можно представить простую картину, где нагрузка образца током приводит к наклону всего потенциала пиннинга [61], а его глубина зависит от температуры (рис. 6). Сканируя потенциальную яму пиннинга с помощью малоамплитудных механических осцилляций сверхпроводящего образца, можно зарегистрировать малейшие изменения высоты этой ямы при очень малых пропускаемых токах. Этот эффект наблюдается уже при малых плотностях тока $J < 10^6$ А/м². Уменьшение и сдвиг высокотемпературной части перехода (рис. 4) указывает на то, что верхняя часть распределения потенциала (высокие U_p) сдвигается

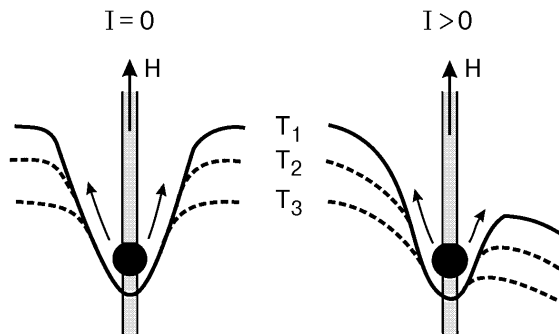


Рис. 6. Потенциал пиннинга с осциллирующим вихрем при разных температурах ($T_1 < T_2 < T_3$) при пропускании тока и без него.

к более низким значениям U_p . Возможно, что уменьшение и сдвиг к более высоким значениям U_p происходит в низколежащей части U_p -распределения (т.е. при более низких температурах). Этот эффект вряд ли возможно наблюдать с помощью примененной техники, поскольку связи вихрей остаются запиннигованными самыми высокими потенциальными барьерами до тех пор, пока температура не станет достаточно высокой, чтобы спровоцировать депиннинг.

Ожидается, что при больших движущих силах ($J \gg 10^6$ А/м²) скорость движения вихрей будет играть роль параметра упорядочения. Наблюдаемое «сужение при движении» («motional narrowing») пика затухания за счет увеличения токовой нагрузки (т.е. движущей силы) означает, что проявляется новый «инструмент» упорядочения вихревой решетки. Еще раз отметим явный эффект насыщения при высоких значениях пропускаемого тока (рис. 7). Если следовать терминологии распределения эффективных потенциальных барьеров, то этот результат указывает на то, что движущаяся упругая вихревая решетка все больше

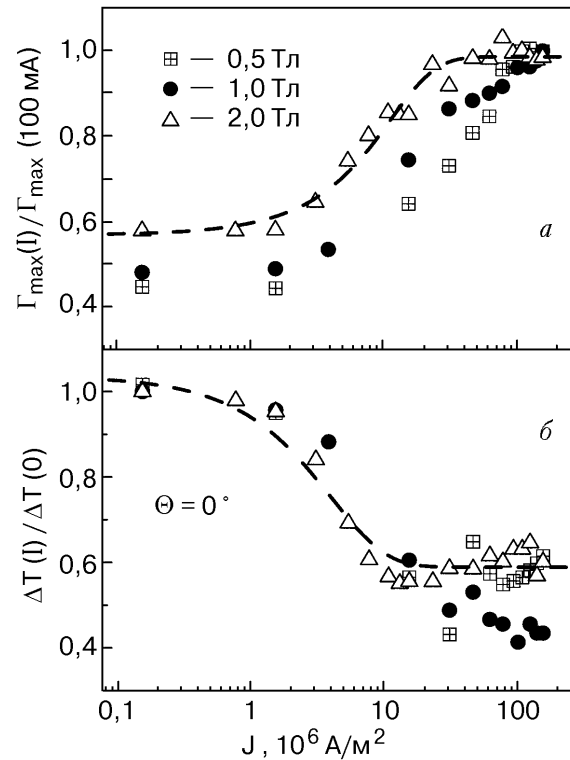


Рис. 7. Зависимость нормализованного пика затухания (а) и полуширины пика затухания (б) осциллирующей пленки YBCO от плотности пропускаемого тока при разных значениях внешнего магнитного поля. Пунктирные линии рассчитаны с использованием функции $a + b \text{th}(J/c)$, где $a = 0,57$ (1,03), $b = 0,42$ (0,44), $|c| = 15(5,5) \cdot 10^6$ А/м² для верхнего (нижнего) рисунков.

доминирует над пиннинговым беспорядком и стремится к дельтаобразной функции распределения барьеров. Другими словами, термически активированный депиннинг ведет себя так, как будто все барьеры имеют равную глубину. Можно также считать, что ВР начинает вести себя как упруго-деформируемый континуум, не замечающий при движении отдельных центров пиннинга. Важным фактом является то, что затухание $\Gamma(T)$ осциллирующей пленки может быть описано количественно с помощью формулы (3) без всяких свободных параметров с использованием экспериментально полученного удельного сопротивления течения потока как константы диффузии (2).

5.2. Вихревое стекло или депиннинг?

Одновременные измерения резонансной частоты и затухания осциллирующего сверхпроводящего образца пленки YBCO, а также кривых удельного сопротивления $\rho(T, J)$ (рис. 4) позволяют прямое сравнение так называемой «температуры стекла» T_g и температуры депиннинга T_{dp} . На рис. 8,а показана зависимость удельного сопротивления от плотности пропускаемого тока. Видно, что кривые $\rho(J)$ четко разделены на две группы пунктирной линией $T_g = 86,35$ К. Поведение такого типа часто используют как довод в пользу возможности состояния «вихревого стекла» [7,8,62]. Другими словами, считают, что вихревая решетка претерпевает фазовый переход второго рода в состояние «вихревого стекла» при температуре T_g .

Модель «вихревого стекла» предсказывает возможность применения характерной процедуры скейлинга кривых $\rho(J)$ в две группы линий с кривизной различного знака. Действительно, полученные экспериментальные кривые могут быть подвергнуты скейлинговому анализу в координатах $\rho_{ab}/|T - T_g|^{\alpha(z-1)}$ от $J/T|T - T_g|^{2\alpha}$, где $z = 1,7 \pm 0,15$, а $\alpha = 4,7 \pm 1$ (рис. 8,б). Оба параметра согласуются со значениями, приведенными в [63,64].

Особенно интересен факт, полученный в этих измерениях, — при $I = 0$ и углах $\theta = 90^\circ, 75^\circ, 60^\circ$ в магнитных полях $0,5 \text{ Тл} \leq H \leq 2 \text{ Тл}$ температуры депиннинга и предполагаемого образования «вихревого стекла» совпадают: $T_g \cong T_{dp}$. Поскольку поведение, обнаруженное с помощью механического осциллятора, может быть описано депиннинг-переходом в рамках диффузионных представлений, следовательно, необходимо понять, насколько полученный из скейлингового анализа результат может обозначать фазовый переход второго рода для вихревой решетки. В

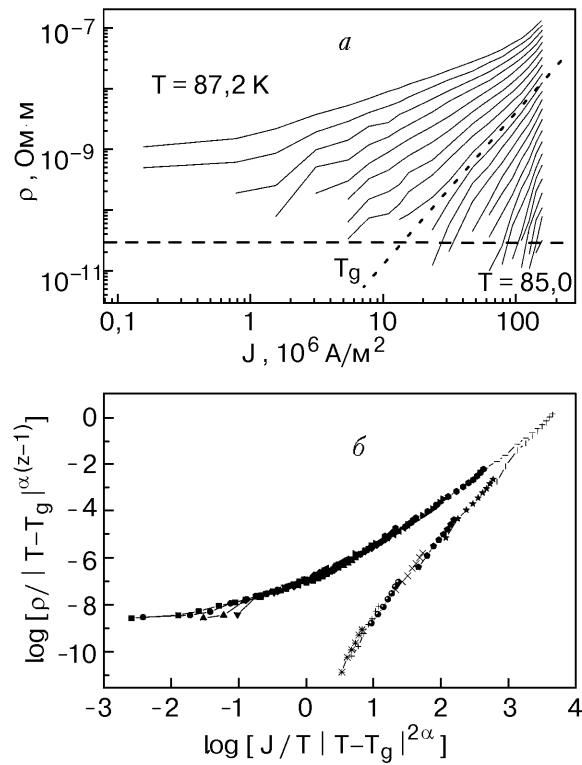


Рис. 8. а — Зависимость удельного сопротивления пленки YBCO от плотности пропускаемого тока, измеренной при $H = 2$ Тл и разных температурах с шагом 0,1 К. Пунктирная линия — так называемый переход «вихревого стекла» при температуре $T_g = 86,35$ К. б — Скейлинговое поведение кривых $\rho(J)$, как описано в тексте, причем $z \approx 1,7$ и $\alpha = 4,7 \pm 1$.

отличие от экспериментального доказательства для плавления вихревой решетки, обнаруженного в чистых высокотемпературных сверхпроводниках с помощью различных методик, переход «вихревого стекла» определен только путем скейлингового анализа, показанного на рис. 8,б. Возникает вопрос, возможно ли описать результат такого скейлингового анализа с помощью другой модели без привлечения представлений о «вихревом стекле» и о фазовом переходе вихревой решетки в это состояние.

Действительно, серьезной альтернативной интерпретацией результатов скейлингового анализа экспериментальных данных является перколяционная модель движения вихрей, предложенная рядом авторов в течение нескольких последних лет [65–67]. Согласно перколяционной модели, сверхпроводник, находящийся в смешанном состоянии, состоит из перколяционных областей с различным удельным сопротивлением, которые характеризуют запиннингованные и свободные (депиннингованные) вихревые нити. При достижении перколяционного порога имеет место переход из депиннингованного состояния в запиннин-

гованное с ничтожно малым линейным удельным сопротивлением. В рамках перколяционной картины беспорядок и распределение перколяционных областей приводят также к более широкому депиннинг-переходу. Следовательно, сужение депиннинг-перехода при приложении токовой нагрузки, как уже упоминалось, можно интерпретировать как уменьшение беспорядка (пиннинга) ВР в результате ее движения. «Микроскопическая» картина этого процесса состоит в том, что при увеличении скорости движения ВР она перестает «замечать» точечные и точечноподобные дефекты (например, пересечение вихрями дислокационных линий), через которые вихрь проходит за очень короткое время. Вихрь не успевает взаимодействовать с ними, так как время пиннинга меньше, чем время релаксации ВР (при увеличении скорости движения решетка становится «жестче»). В целом такой процесс приводит к средней вязкости ВР η , связанной с диффузионной константой соотношением $\mathcal{D} = \mu_0 H^2 / \eta$.

6. Зависимости $J_c(H, T, \theta)$ для пленок YBCO. Связь с характерными ансамблями линейных дефектов

В работе группы Заеманн-Ищенко [68] было впервые показано, что при вращении вектора магнитного поля по отношению к оси c (при соблю-

дении постоянства силы Лоренца) эпитаксиальной биаксиально текстурированной пленки YBCO зависимости $J_c(H, T, \theta)$ имеют два характерных максимума при $H \parallel c$ ($\theta = 0^\circ$) и $H \parallel ab$ ($\theta = 90^\circ$), показанные на рис. 9 (полученные нами данные). Свойства, характеристики и поведение обоих максимумов описаны ниже и приведены в таблице.

Как можно видеть из таблицы, относительная высота максимумов зависит от условий измерения вольт-амперных характеристик и определения величины критического тока: от температуры измерений, приложенного магнитного поля и величины электрического поля E_c . Действительно, пик $J_c(H)$ при $H \parallel c$ сначала растет при повышении температуры приблизительно от 40 до 80 К, а затем, когда температура приближается к линии необратимости, максимум J_c существенно подавляется и даже исчезает для пленок YBCO, осажденных импульсным лазерным распылением на подложку из LaAlO_3 . Наоборот, пик $J_c(H)$ при $H \parallel ab$ «выживает» при всех температурах, магнитных полях и скоростях движения решетки вихрей под действием силы Лоренца.

Как известно к настоящему времени из данных электронной микроскопии высокого разрешения, несколько типов дислокационных ансамблей могут формироваться в пленках YBCO в процессе их роста:

1. Краевые дислокации несоответствия на границе вследствие обычного несовпадения межатом-

Таблица

Свойства, характеристики и поведение максимумов $J_c(\theta)$

Изменяемый в эксперименте параметр	Пик $J_c(\theta)$ при $H \parallel c$	Пик $J_c(\theta)$ при $H \parallel ab$
1. Изменение температуры при измерениях	Относительная высота растет с увеличением T при 40–80 К, затем пик подавляется при $T \rightarrow T_{\text{irr}}(H)$.	Относительная высота уменьшается с понижением T , однако при $T \rightarrow T_{\text{irr}}(H)$ пик становится доминирующим.
2. Влияние напряженности приложенного магнитного поля	Практически исчезает в полях выше 2–3 Тл.	Чем выше поле, тем острее пик. При $T \rightarrow T_{\text{irr}}(H)$ остается только этот пик.
3. Скорость и метод осаждения пленки	Низкоскоростное не прямое (off-axis) магнетронное распыление способствует усилению пика (например, для пленок сапфир/ CeO_2 /YBCO).	Высокоскоростное импульсное лазерное осаждение существенно усиливает этот пик.
4. Эффекты подложки и буферных слоев	Чем сильнее несовпадение кристаллических решеток между материалами подложки, буферного(ых) слоя(ев) и пленки YBCO, тем сильнее этот пик.	Этот пик оказывается резче и значительнее, если несовпадение мало, как, например, для подложек из SrTiO_3 или LaAlO_3 .
5. Влияние температуры осаждения пленки YBCO	Высота увеличивается с повышением T (до 745–750 °С) для пленок сапфир/ CeO_2 /YBCO.	Существенно подавляется при повышении T (до 745–750 °С) в случае пленок сапфир/ CeO_2 /YBCO.
6. Эффект изменения толщины пленки YBCO	Чем толще пленка YBCO (по крайней мере на подложке LaAlO_3), тем выше пик.	Практически не зависит от толщины пленки YBCO.
7. Эффект изменения моды роста пленки YBCO	2D мода роста подавляет, а 3D мода усиливает пик.	3D ростовая мода приводит к существенному подавлению пика.

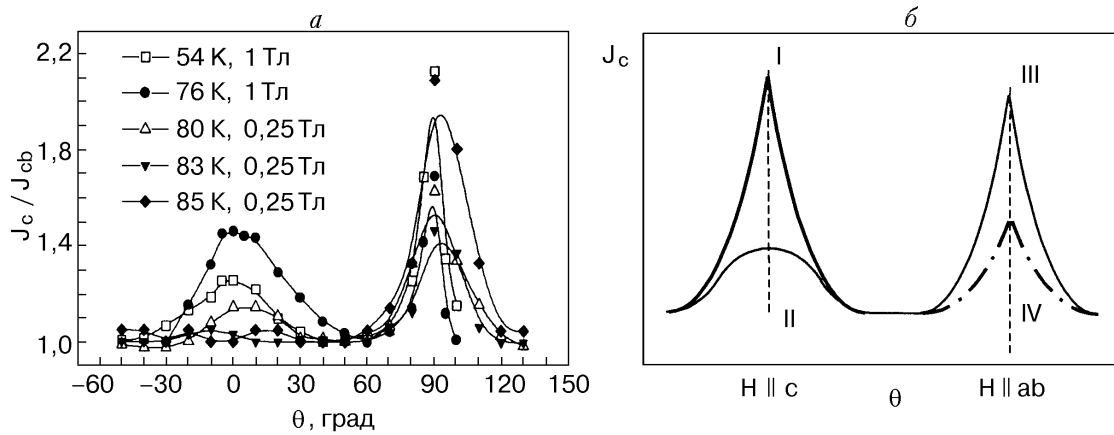


Рис. 9. *a* – Угловые зависимости $J_c(H)$, измеренные четырехзондовым транспортным методом для пленок YBCO, осажденных с помощью импульсной лазерной техники на подложки из LaAlO_3 . *б* – Схематическое представление угловых зависимостей $J_c(H)$ для случая, когда как перпендикулярные, так и параллельные ab -плоскости дислокационные ансамбли дают свои вклады в двухпиковые кривые: вклад линейных дефектов (I), от пересечения вихрей с дислокациями (II), вклады центров пиннинга, лежащих в ab -плоскости, (III) и анизотропии H_{irr} (IV).

ных расстояний в кристаллических решетках подложки и растущей пленки.

2. Дислокационные петли, связанные с существованием дефектов упаковки (т.е. локальным появлением при росте «лишних» или «недостающих» сегментов CuO_2 -плоскостей размером обычно до 10 нм), которые представляют собой краевые дислокации, причем их линии параллельны ab -плоскости [69].

3. «Прошивающие» краевые дислокации, линии которых, будучи параллельными оси c и перпендикулярными поверхности пленки, в результате процесса полигонизации частично или полностью образуют малоугловые наклонные границы доменов азимутальной мозаичности в пленке. Средняя плотность таких дислокационных линий может достигать 10^{11} линий/ см^2 и даже больше [13,14, 18,23–25,31]. Эти дислокации образуются главным образом благодаря реализации двумерной гетероэпитаксиальной моды роста, когда имеет место так называемая «поворотная» релаксация несоответствия на границе. В частности, этот механизм может быть еще усилен за счет специфических условий роста, например вследствие их поворотного несоответствия на R -плоскости сапфира и плоскости (001) CeO_2 (подробнее см., например, в [70,71]).

4. Винтовые дислокации на границе, в малоугловых границах кручения, которые являются источником винтовых дислокаций в доменных малоугловых границах, делая их тем более сложными наклонно-поворотными, чем больше степень несоответствия кристаллических решеток на границе. Винтовые дислокационные источники, выходя на

поверхность пленки, при более высоких температурах осаждения (выше 740°C для YBCO) могут инициировать трехмерный механизм роста с образованием полигональных спиралей [20,25,35,72].

Анализ данных, полученных в результате измерений угловых зависимостей $J_c(H)$ для большого числа совершенных биаксиально текстурированных пленок YBCO с высокими $J_c(H)$, убедительно показывает, что максимумы критического тока, а следовательно, и ориентация дислокационных ансамблей соответствуют двум направлениям: параллельно оси c и параллельно плоскости ab . Это заключение эквивалентно предположению о том, что эффективный пиннинг вихрей в пленках YBCO обеспечивается протяженными линейными дефектами, ориентированными вдоль данных направлений, т.е. дислокационными ансамблями **a** [100], а также дислокациями и петлями, лежащими в ab -плоскости. Важно отметить, что эти последние дислокации и петли дают вклад и в максимум $J_c(H \parallel c)$, поскольку, как это впервые было показано в [73], а затем подтверждено нами в [12–14,74,75], когда вихри параллельны оси c , они могут взаимодействовать с поперечными дислокационными линиями как с точноподобными дефектами. При этом зависимость $J_c(H, \theta)$ имеет куполообразный характер типа $J_c(\theta) \propto (\cos \theta)^{1/2}$. Можно предполагать также, что некоторый вклад в объемную силу пиннинга вносят и точечные дефекты типа кислородных вакансий. Два вклада от точечных и квазитоочечных центров пиннинга создают тот пьедестал для $J_c(H \parallel c)$ -максимума, который исчезает при приближении к линии необратимости, т.е. при $T \rightarrow T_{irr}(H)$, при повышении

напряженности магнитного поля, увеличении скорости движения вихрей (т.е. критерия E_c) [12–14,18]. Что касается пика $J_c(H \parallel ab)$, то, поскольку он «выживает» при всех температурах, полях и скоростях движения ВР, можно предполагать, что он обусловлен дислокационным пиннингом на лежащих в ab -плоскости дислокациях и петлях, а также $H_{irr}(T)$ -анизотропией. Как уже обсуждалось выше, анизотропия $H_{irr}(T)$ приводит к анизотропии величины резистивности, обусловленной движением ВР под действием силы Лоренца. Это означает, что при одинаковом критерии E_c величины J_c , определяемые из ВАХ при $H \parallel ab$ и $H \parallel c$, будут существенно разными.

Таким образом, рассматривая поведение пленок YBCO, следует принимать во внимание существование двух ансамблей краевых дислокаций: 1) с линиями вдоль оси c и 2) в плоскости ab . Это обстоятельство было подтверждено в наших недавних работах [74–77] с помощью ПЭМ, ВРЭМ, а также электрическими транспортными измерениями в магнитном поле угловых зависимостей плотности критического тока. Такие измерения были выполнены также другими группами [68,78]. Для того чтобы более наглядно и убедительно продемонстрировать реальное неоднородное распределение дислокационных ансамблей в пленках YBCO, приготовленных при разных условиях зарождения и роста и разных механизмах роста, на рис. 10 приведены схематические изображения тонкой структуры пленок: с множеством мозаичных доменов, отделенных друг от друга наклонными малоугловыми дислокационными границами (типичный угол разориентации около $1-2^\circ$, типичный размер домена 20–50 нм, среднее междислокационное расстояние в границе 10–20 нм и средняя плотность дислокаций около 10^{11} линий/см² (рис. 10,а); с дислокациями несовпадения на границе и дислокационными петлями, связанными с дефектами упаковки, т.е. с лишними или недостающими сегментами медно-кислородных слоев типа CuO_2 [69], причем их линии лежат в ab -плоскости, а их средняя плотность также весьма высока (рис. 10,б). Представляется удивительным, что такая дислокационная структура с высокой плотностью может сосуществовать в пленках YBCO с очень высокой степенью совершенства кристаллической структуры, характеризуемой с помощью ПЭМ/ВРЭМ [23–25,27–29] и рентгенодифрактометрии [74]. Однако наиболее надежным инструментом для экспериментального обнаружения этих двух различных дислокационных ансамблей является измерение угловых зависимостей $J_c(H, \theta)$ при по-

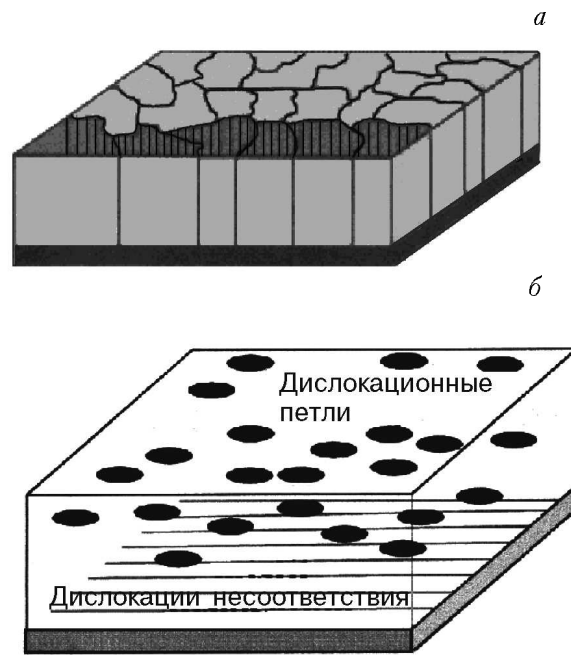


Рис. 10. Схематические изображения ансамблей краевых дислокаций, которые формируются в пленках YBCO при различных модах роста: а – перпендикулярные купратным плоскостям ансамбли «прошивающих» дислокаций в малоугловых наклонных доменных границах (подложка с большим «несоответствием» (MgO , YSZ , сапфир+ CeO_2)); б – параллельные купратным плоскостям ансамбли дислокаций, состоящие из дислокаций несоответствия на границах и индуцированных локальными дефектами упаковки дислокационных петель (подложка с малым «несоответствием» (SrTiO_3 , LaAlO_3)).

стоянном значении силы Лоренца [74–77] (см. рис. 9).

7. Поля упругих деформаций в окрестности линейных дефектов и особенности потенциала пиннинга в пленках YBCO

Как было показано экспериментально [79–81], слоистые анизотропные ВТСП металлооксидные купраты имеют аномально сильную анизотропную зависимость критической температуры T_c от давления для случая одноосного сжатия. Например [80], для оптимально допированного монокристалла $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ производные $\partial T_c / \partial P_i$ были измерены вдоль главных кристаллографических осей: $\partial T_c / \partial P_a \approx -(1,9-2)$ К/ГПа, $\partial T_c / \partial P_b \approx (1,9-2,2)$ К/ГПа, $\partial T_c / \partial P_c \approx -(0-0,3)$ К/ГПа. Это означает, что зависимость $T_c(P)$ для изотропно гидростатически сжатого кристалла очень слабая. Однако в областях кристалла с локальной анизотропной деформацией изменения T_c могут

быть значительными. В линейном приближении такая зависимость может быть записана следующим образом:

$$T_c(\mathbf{r}) = T_{c0} - C_{ik} \epsilon_{ik}(\mathbf{r}). \quad (4)$$

Здесь T_{c0} — критическая температура недеформированного кристалла; ϵ_{ik} — тензор деформации, а коэффициенты $C_{ik} = -\partial T_c / \partial \epsilon_{ik}$ связаны с производными $\partial T_c / \partial P_a$ (рис. 11). Согласно [79,81], диагональные коэффициенты C_{ii} в базисной ab -плоскости кристалла составляют $C_a = -\partial T_c / \partial \epsilon_{aa} \approx -220$ К, $C_b = \partial T_c / \partial \epsilon_{bb} \approx 320$ К и $\partial T_c / \partial \epsilon_{cc} \approx 0$.

Основываясь на экспериментальных данных [79–81], Гуревич и Пашицкий [82] показали путем теоретического расчета, что упругие деформации анизотропного кристалла, созданные одиночной краевой дислокацией или дислокационным ансамблем (например, «стенкой» дислокаций), могут вызывать локальное повышение либо понижение T_c и даже полное подавление сверхпроводящего состояния при определенной температуре (например, при 77 К). Следовательно, области нормальной (несверхпроводящей) фазы должны существовать вокруг дислокационного ядра, которое, как описано выше, в соответствии с данными [28,29] представляет собой (для «прошивающей» краевой дислокации \mathbf{a} [100]) цилиндрический канал сильно пластически деформированной среды диаметром около 2 нм. Окружающие ядро нормальные области также должны играть важную

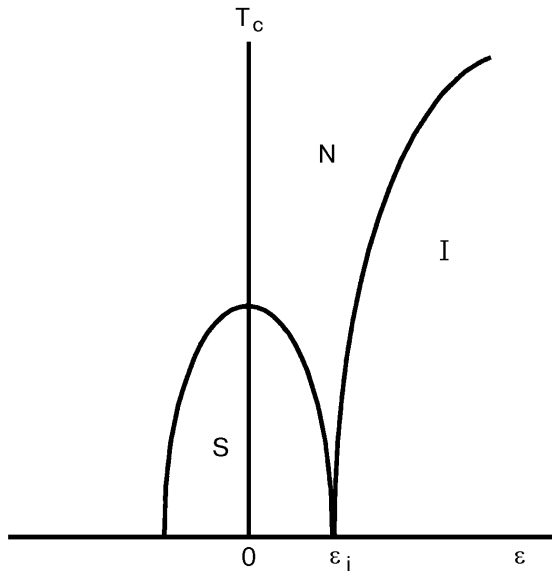


Рис. 11. Схематическая фазовая диаграмма для анизотропного металлооксидного купрата типа YBCO с высокой T_c . Эта диаграмма получена Гуревичем и Пашицким [82] из хорошо известной фазовой диаграммы $T_c(x)$, где x — уровень допирования, с использованием выражения (4).

роль в формировании потенциала пиннинга сверхпроводника. Поэтому необходимо более детально рассмотреть деформационный механизм подавления сверхпроводимости в окрестности дислокационного ядра, т.е. явления, которое имеет место благодаря полю упругих деформаций в анизотропном кристалле $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$.

Перпендикулярная плоскости ab краевая дислокация вызывает появление упругих деформаций в плоскости ab и соответствующих локальных изменений T_c . При определенных условиях, если вектор Бюргерса \mathbf{B} направлен под углом ϑ либо по отношению к a -, либо к b -оси, изменение T_c определяется следующим выражением:

$$\Delta T_c = -C [\epsilon + \beta(\epsilon_{xx} - \epsilon_{yy}) \cos 2\vartheta + 2\beta\epsilon_{xy} \sin 2\vartheta], \quad (5)$$

где

$$\epsilon = \epsilon_{xx} + \epsilon_{yy}; \quad C = \frac{C_a + C_b}{2}; \quad \beta = \frac{C_a - C_b}{C_a + C_b}. \quad (6)$$

Используя хорошо известные компоненты тензора деформаций ϵ_{ik} [83] при условии $\mathbf{B} \parallel \mathbf{a}$, Пашицкий [74] получил выражение для вариаций критической температуры в цилиндрических координатах:

$$\Delta T_c(r, \varphi) = -\frac{CB}{2\pi(1-\sigma)} \frac{\sin \varphi}{2} [(1-2\sigma) + 2\beta \cos^2 \varphi]. \quad (7)$$

Здесь φ — азимутальный угол в плоскости ab , отсчитанный от a - или b -оси; коэффициент Пуассона $\sigma \approx 0,28$ [84]; B — модуль вектора Бюргерса, который приблизительно равен постоянной решетки $a \approx 0,4$ нм в ab -плоскости. Таким образом, Пашицким [74] была определена граница области нормальной фазы вблизи дислокационного ядра, т.е. области, в которой локальная величина T_c меньше, чем характеристический средний уровень:

$$r_N(\varphi, T) = R_0(T) \sin \varphi [1 + \beta_0 \cos^2 \varphi] \geq 0, \quad (8)$$

где

$$R_0(T) = \frac{CB(1-2\sigma)}{2\pi(1-\sigma)T_{c0}\tau}, \quad \tau = 1 - \frac{T}{T_{c0}}, \quad \beta_0 = \frac{2\beta}{1-2\sigma}. \quad (9)$$

При $T_{c0} = 90$ К и для упомянутых выше величин коэффициентов $C_{a,b}$ параметр $R_0(T) \approx 0,042/\tau$ (нм)

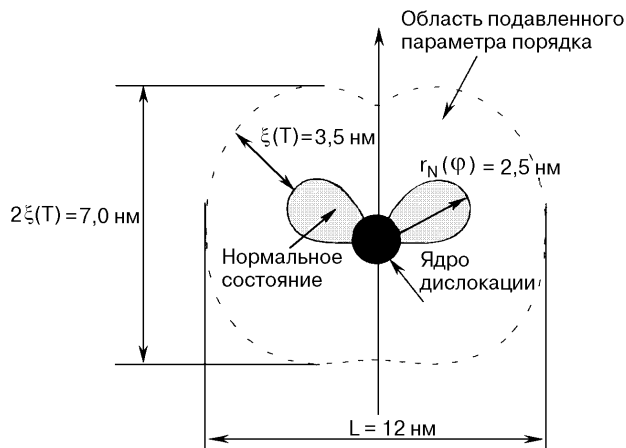


Рис. 12. Форма и размеры области нормального состояния при 77 К, а также частично подавленного сверхпроводящего параметра порядка в окрестности дислокационного ядра для «прошивающей» дислокации, линия которой перпендикулярна плоскости ab кристалла YBCO, рассчитанные Пашицким [74] с использованием уравнений (4), (7) и (8).

и $\beta_0 \approx -24$. При $T = 77$ К имеем $R_0 \approx 0,3$ нм и максимум r_N оказывается в направлении $\varphi = -\pi/4$ и составляет $r_{N\max} \approx 2,5$ нм (рис. 12).

Если теперь учесть эффект близости, то становится ясно, что область с подавленным сверхпроводящим параметром порядка распространяется во всех направлениях на величину порядка длины когерентности $\xi(T) = \xi_0/\tau^{1/2}$ (где $\xi_0 \approx 1,3$ нм — длина когерентности при $T = 0$).

При 77 К $\xi(T) \approx 3,5$ нм и максимальная ширина нормальной области составляет $L(T) = 2[r_{N\max} + \xi(T)] \geq 12$ нм. Величина области подавленного параметра порядка на одну дислокацию, параллельную оси c , может быть оценена как $S_N(T) \approx 2\xi(T)L(T) \approx 8 \cdot 10^{-13}$ см² при 77 К. Это означает, что при концентрации краевых дислокаций около 10^{11} линий/см² доля нормальной фазы приблизительно равна 10%. Каждая составляющая функции $L(T)$ увеличивается с различной скоростью при $T \rightarrow T_{c0}$: $r_N(T) \propto \tau^{-1}$, а $\xi(T) \propto \tau^{-1/2}$. Следовательно, ширина потенциальной пиннинговой ямы и ее форма изменяются по мере повышения температуры быстрее, чем τ^{-1} , приближаясь к $\tau^{-3/2}$ при $T \rightarrow T_{c0}$. Детальный анализ следствий этой ситуации выходит за рамки данной статьи, однако имеется достаточно оснований предполагать, что сила пиннинга, возникающая при взаимодействии вихрей с дислокациями этого ансамбля, должна заметно уменьшаться при повышении температуры, что и наблюдается при измерении температурной зависимости $J_c(H \parallel c)$ (рис. 13).

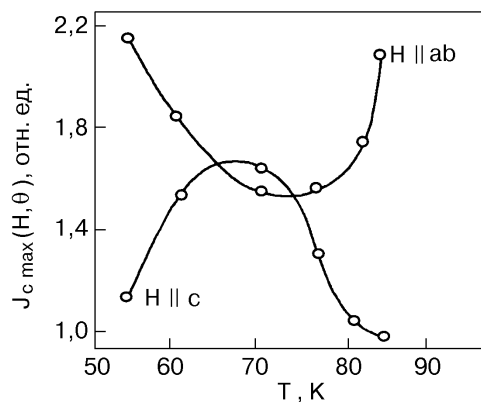


Рис. 13. Температурные зависимости высоты пиков $J_c(H, \theta)$ при ориентациях магнитного поля $H \parallel c$ и $H \parallel ab$ показаны в относительных единицах по отношению к положению подложки (или «фона»).

В заключение этого раздела следует отметить, что анизотропный параметр β_0 в уравнении (8) для дислокационных линий, параллельных ab -плоскости, во много раз меньше, чем для перпендикулярных «прошивающих» дислокаций, из-за пренебрежимо малой величины C_c . В этом случае $\beta = 2/(1 - 2\sigma) \approx 4,5$. Таким образом, можно предполагать, что параллельные ab -плоскости дислокации и дислокационные петли в противоположном направлении перпендикулярным имеют незначительные поля деформаций в окрестности ядра. Это означает, что соответствующие пиннинговые потенциальные ямы намного более узкие и с крутыми склонами. Элементарная сила пиннинга для этих дислокаций больше. Кроме того, их форма, очевидно, слабо зависит от температуры, следовательно, и сила пиннинга не зависит от температуры, что подтверждается в эксперименте (рис. 13). Противоположные зависимости относительной высоты пиков J_c при $H \parallel ab$ и $H \parallel c$, очевидно, в значительной степени определяются тем, что потенциальные пиннинговые ямы имеют разную форму и отличающееся температурное поведение: более крутые склоны и слабая температурная зависимость для $H \parallel ab$ и, наоборот, более пологие склоны и сильная температурная зависимость для $H \parallel c$.

8. Магнитополевые зависимости $J_c(H)$ и H - T -фазовая диаграмма для анизотропного ВТСП с линейными дефектами при $H \parallel c$

Типичные зависимости $J_c(H)$ при $H \parallel c$ для пленок YBCO, как показано в [74–77, 85, 86], имеют три различных участка (рис. 14). Низкополе-

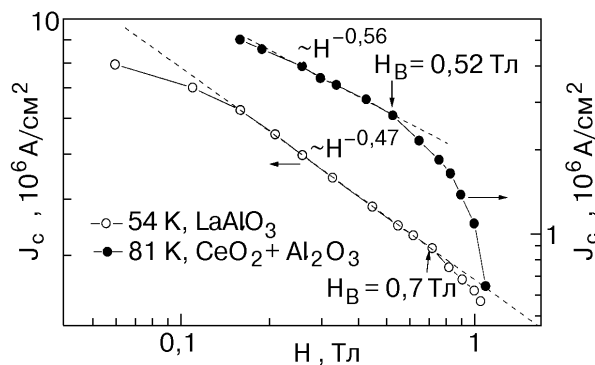


Рис. 14. Магнитопольевые зависимости для эпитаксиальных биаксиально ориентированных пленок YBCO при $H \parallel c$.

вая часть представляет собой плато, либо слабо зависящий от поля участок до точки $H = H_A$, которая соответствует $a_0 \approx (\Phi_0/H_A)^{1/2} \approx \lambda_L$ ($\sim 0,1$ Тл при 77 К), где положение точек H_A надо было бы определить как пересечение горизонтального участка кривой $J_c(H) \approx \text{const}$ с экстраполированным участком $J_c \propto H^{-0,5}$, но на полученных нами кривых (рис. 14) это сделать не всегда возможно из-за отсутствия измерений в достаточно малых полях. Несомненно, здесь мы имеем дело с режимом индивидуального или одночастичного пиннинга, при котором далеко отстоящие друг от друга вихри практически не взаимодействуют и ВР не образуется. Это явление отмечено также в работах [85,86], но авторы объясняют его переходом через так называемое поле «соответствия» $H = H_\Phi$, при котором плотность вихрей становится равной плотности параллельных им пиннирующих линейных дефектов. Это, по-видимому, неверно по двум причинам: во-первых, авторы [85,86] неправильно определяют плотность дефектов по ямкам травления, допуская ошибку на один-два порядка величины в сторону занижения (10^8 – 10^9 линий/см² вместо реальных 10^{10} – 10^{11} линий/см², как показано в работах [23–25]); во-вторых, при приближении к полю «соответствия» в YBCO, как известно [87], $J_c(H \parallel c)$ возрастает, а не остается постоянной.

Промежуточная часть полевой зависимости $J_c(H \parallel c)$ оказалась практически линейной в двойном логарифмическом масштабе: $J_c \propto H^{-q}$, где показатель степени q близок к 0,5. Такая зависимость может быть результатом того, что в этом интервале полей ($H_A < H < H_B$) имеет место двумерное коррелированное «закаленное» разупорядочение в решетке вихрей, по-видимому, типа бозе-стекла. При более высоких полях ($H > H_B$)

$J_c(H)$ начинает уменьшаться быстрее, а именно, как H^{-q} , где $q = 1,0$ – $1,5$.

Предположительное объяснение этого может быть в том, что ВР начинает взаимодействовать также со случайными точечноподобными дефектами. Действительно, в поле кроссовера H_B межвихревое расстояние $a_0 \approx (\Phi_0/H_B)^{1/2}$ становится сравнимым с поперечным размером доменов мозаичности L_d , которые слегка разориентированы по отношению друг к другу и отделены малоугловыми дислокационными границами. Это является важнейшим моментом рассмотрения, так как в меньших полях ($H_A < H < H_B$) ВР «воспринимает» сетку «прошивающих» дислокаций как случайную хаотическую систему, которая индуцирует квазидвумерное коррелированное состояние ВР типа бозе-стекла с высоким значением модуля изгиба C_{44} . Когда поле увеличивается до H_B , некоторые вихри уже не имеют шансов быть запиннированными на линиях дислокаций в малоугловых границах, так как выигрыш в энергии пиннинга оказался бы значительно меньшим, чем проигрыш вследствие 2D деформации ВР. В результате значительное число вихрей оказывается внутри доменов, будучи только слабо запиннированными точечноподобными дефектами. Поскольку магнитное поле при этом уже достаточно велико, можно ожидать, что существенное изменение поведения произойдет подобно тому, как это имеет место в монокристаллах. Таким образом, можно ожидать внутримономенного кроссовера от 2D к 3D поведению вихревой решетки, связанному с дисперсией модуля изгиба по волновому вектору $C_{44}(\mathbf{k})$ ВР, взаимодействующей со случайным точечноподобным потенциалом пиннинга. Однако последствия этого явления радикально отличаются от того, что происходит в монокристаллах. В монокристаллах вихри, «размягчаясь», легче подстраиваются к хаотически разбросанным точечным центрам, результирующая объемная сила пиннинга возрастает и $J_c(H)$ также возрастает от 10^8 до $5 \cdot 10^8$ А/м² [12–18]. В данном случае вихри закреплены (пока $H \leq H_B$) на линейных дефектах и $J_c(H) = 5 \cdot 10^9$ – 10^{10} А/м². Поэтому, когда некоторые вихри оказываются внутри доменов и становятся неустойчивыми по отношению к боковым деформациям благодаря резкому уменьшению их эффективного линейного натяжения, $J_c(H)$ не возрастает, а, наоборот, начинает падать. Этот кроссовер в поведении вихревой системы можно классифицировать как своеобразное проявление изменения размерности в неоднородном ансамбле. Обозначим неоднородное состояние вихревого ансамбля, взаимодействующего с дву-

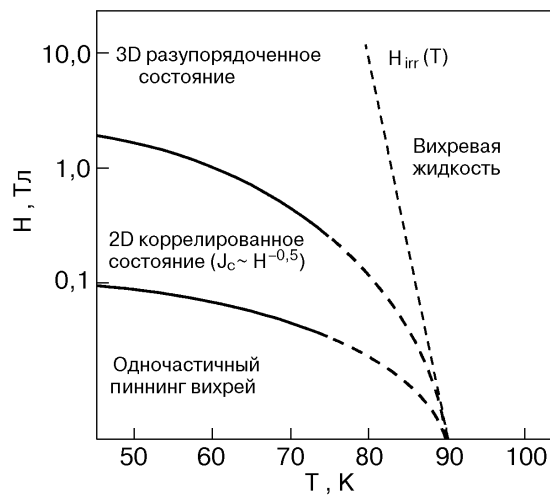


Рис. 15. Предполагаемая фазовая H - T -диаграмма вихревой материи для эпитаксиальной пленки YBCO при $H \parallel c$.

мерным потенциалом пиннинга параллельных эквидистантных линейных центров, образующих полигональную двумерную решетку (если поле приложено параллельно оси c) [74–77], как коррелированное неоднородное бозе-стекло (КНБС). Это состояние значительно отличается от обычного состояния треугольной ВР и случайного бозе-стекла, в котором линейные центры пиннинга распределены хаотически. Состояние КНБС (которое реализуется при $H_A < H < H_B$) также отличается от неоднородного состояния ВР, образующегося при $H > H_B$, где вихри взаимодействуют как с линейными, так и с точечными центрами. Последнее можно называть «ферми-стеклом», поскольку соотношение между числом вихрей, сидящих на дислокациях, и числом вихрей внутри доменов можно найти, введя распределение фермиевского типа, подобно тому, как это делал Гуревич в [45,46]. На рис. 15 показана предполагаемая H - T -фазовая диаграмма состояний ВР в пленке YBCO при направлении магнитного поля $H \parallel c$.

Выводы

– Несколько типов дислокаций и дислокационных ансамблей формируются в пленках YBCO во время их роста: 1) краевые дислокации несовпадения на границе; 2) дислокационные петли, связанные с дефектами упаковки (т.е. с лишними или недостающими сегментами CuO_2 -плоскостей), линии которых параллельны ab -плоскости; 3) краевые дислокации в малоугловых границах мозаичных доменов с плотностью до 10^{11} линий/ см^2 и больше.

– Эффективный пиннинг вихрей и высокие плотности критического тока ($J_c \geq 3 \cdot 10^{10}$ А/ м^2 при 77 К) в эпитаксиальных пленках YBCO обусловлены высокой плотностью линейных дефектов, формирующихся в процессе зарождения и роста пленки.

– Эффект «двигательного сужения» пика затухания указывает на *упорядочение* ВР при пропускаемом токе, хотя замечательное согласие между измеренным пиком затухания и полученной теоретической кривой в рамках диффузионной модели свидетельствует о сохранении постепенного перехода (*отсутствие резких фазовых превращений*) при депиннинге вихрей в системах с сильным беспорядком.

– Температура *перехода «вихревого стекла»*, полученная с помощью скейлинга удельного сопротивления, совпадает с температурой депиннинга, измеренного при нулевом токе, что указывает на неоднозначную интерпретацию данного перехода и его возможное объяснение в модели депиннинга вихрей.

– Линейные дефекты, ориентированные вдоль оси c , т.е. дислокационные ансамбли \mathbf{a} [100], являются причиной появления максимума $J_c(H \parallel c)$, а дислокации и петли, лежащие в ab -плоскости, дают вклад в пик $J_c(H \parallel ab)$, а также в максимум $J_c(H \parallel c)$ вследствие взаимодействия вихрей с поперечными дислокационными линиями как с точноподобными дефектами.

– Противоположное температурное поведение пиков $J_c(H, \theta)$ для $H \parallel c$ и $H \parallel ab$ найдено экспериментально. Пик $J_c(H \parallel c)$ сначала растет при повышении температуры, а затем подавляется, когда T приближается к $T_{irr}(H)$. В противоположность этому относительная высота пика $J_c(H \parallel ab)$ становится все больше с повышением температуры. Такое поведение связано с различным температурным поведением разных вкладов в $J_c(H \parallel c)$ и $J_c(H \parallel ab)$: пиннинга на дислокациях, пиннинга на точноподобных дефектах и эффекта анизотропии полей деформации вблизи дислокационных ядер.

– В окрестности ядра краевых дислокаций, линии которых параллельны оси c , возникают поля деформаций, которые играют важную роль в формировании потенциала пиннинга и локальном подавлении сверхпроводящего параметра порядка и T_c . При $T < T_c$ это ведет к возникновению анизотропных областей нормальной фазы вблизи дислокационного ядра.

– В окрестности дислокационных линий, параллельных плоскости ab , заметных полей деформаций не возникает. Можно предполагать,

что это является причиной противоположного поведения силы пиннинга и плотности критического тока в случае $J_c(H \parallel ab)$.

– Кривые $J_c(H)$ при $H \parallel c$, измеренные для пленок YBCO, демонстрируют два четких кроссовера, соответствующих переходам от $J_c(H) \sim \text{const}$ при малых полях, в которых еще не образуется решетка вихрей и взаимодействие вихрей с линейными центрами происходит в режиме индивидуального пиннинга, к $J_c \propto H^{-0,5}$ при промежуточных полях (движение вихревой решетки как деформируемого двумерного континуума) и, наконец, к $J_c \propto H^{-q}$ (где $q \sim 1-1,5$) при более высоких полях.

– Неоднородное состояние вихревого ансамбля, взаимодействующего с ансамблем параллельных эквидистантных линейных центров, которые выстроены в виде сетки, существенно отличается от состояния случайного двумерного бозе-стекла.

Настоящая работа выполнена при поддержке Государственного фонда фундаментальных исследований Министерства образования и науки Украины, проект № 2-4/349 (контракт № Ф4/147-97), Международной программы поддержки науки и образования ISSEP, гранты SPU 062044 и SPU 072046, Международной ассоциации INTAS, грант № 99-00585, Министерства образования, науки и технологии Германии ВМБФ-FKZ TRANSFORM, грант 13 N 7218/7 через Институт экспериментальной физики II Университета Лейпцига, а также Министерства Энергетики США через Брукхейвенскую национальную лабораторию, контракт № 851924. Авторы высказывают глубокую благодарность своим коллегам и друзьям Э. А. Пашицкому, А. Л. Касаткину, В. Ф. Соловьеву, В. Л. Свечникову, В. С. Флису, В. А. Комашко, Х. У. Зандбергену, Дж. У. Крэгтри, П. Эскинази, К. Л. Сниду, М. Суэнаге и М. Лоренцу, которые действительно сделали неоценимый вклад в появление этой работы. Авторы признательны за полезные дискуссии Т. Х. Гебаллу, Дж. Р. Клему, Э. Х. Брандту, Д. Дью-Хьюзу, Д. Ларбалестье, Х. Кюпферу и А. А. Жукову.

1. Л. В. Шубников, В. И. Хоткевич, Ю. Д. Шепелев, Ю. Н. Рябинин, *ЖЭТФ* **7**, 221 (1937).
2. А. А. Абрикосов, *ЖЭТФ* **32**, 1442 (1957).
3. В. В. Шмидт, *Введение в физику сверхпроводников*, Наука, Москва (1982), с. 240.
4. U. Essman and H. Träuble, *Phys. Lett.* **A24**, 526 (1967).
5. V. Vinokur, B. Khaykovich, E. Zeldov, M. Konczykowski, R. A. Doyle, and P. H. Kes, *Physica* **C295**, 209 (1998).
6. G. Blatter, M. V. Feigel'man, V. B. Geshkenbein, A. I. Larkin, and V. M. Vinokur, *Rev. Mod. Phys.* **66**, 1125 (1994).
7. M. P. A. Fisher, *Phys. Rev. Lett.* **62**, 1415 (1989).

8. D. S. Fisher, M. P. A. Fisher, and D. A. Huse, *Phys. Rev.* **B43**, 130 (1991).
9. A. E. Koshelev and V. M. Vinokur, *Cond-mat/9801144*, Preprint, 14 Jan (1998).
10. G. W. Crabtree and D. R. Nelson, *Physics Today* **50**, 38 (1997).
11. D. R. Nelson and V. M. Vinokur, *Phys. Rev.* **B48**, 13060 (1993).
12. V. F. Solovjov, V. M. Pan, and H. C. Freyhardt, *Phys. Rev.* **B50**, 13724 (1994).
13. V. M. Pan, V. F. Solovjov, A. L. Kasatkin, et al., in: *Physics and Materials Science of High Temperature Superconductivity, IV, NATO ASI Series*, Vol. 26, R. Kossowsky et al. (ed.), Kluwer Academic Publ., Dordrecht (1997), p. 3.
14. V. M. Pan, in: *Physics and Materials Science of Vortex States, Flux Pinning and Dynamics, NATO ASI Series*, Vol. 26, R. Kossowsky et al. (eds.), Kluwer Academic Publ., Dordrecht (1999), p. 1.
15. V. M. Pan, V. F. Solovjov, and H. C. Freyhardt, *Advances in Cryogenic Engineering, Materials*, Vol. 42, L. T. Summers (ed.), NY, Plenum Press (1997), p. 663.
16. V. M. Pan, V. F. Solovjov, and H. C. Freyhardt, *Physica* **C279**, 18 (1997).
17. V. M. Pan, V. F. Solovjov, and H. C. Freyhardt, *Czech. J. Phys.* **46**, 1643 (1996).
18. В. М. Пан, *Успехи физики металлов* **1**, 49 (2000).
19. T. Hwa, D. R. Nelson, and V. M. Vinokur, *Phys. Rev.* **B48**, 1167 (1993).
20. J. Mannhart, D. Anselmetti, J. G. Bednorz, et al., *Supercond. Sci. Technol.* **5**, 125 (1992).
21. D. G. Schlom, D. Anselmetti, J. G. Bednorz, et al., *Z. Phys.* **B86**, 163 (1992).
22. V. L. Svetchnikov, *Met. Phys. Adv. Tech.* (2001), in press.
23. S. K. Streiffner, B. M. Lairson, C. B. Eom, et al., *Phys. Rev.* **B43**, 13007 (1991).
24. S. J. Pennycook, M. F. Chisholm, D. E. Jansson, et al., *Physica* **C202**, 1 (1992).
25. V. Svetchnikov, V. Pan, Ch. Traeholt, and H. Zandbergen, *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **7**, 1396 (1997).
26. V. Narlikar and D. Dew-Hughes, *Phys. Status Solidi* **6**, 383 (1964).
27. M. F. Chisholm and D. A. Smith, *Philos. Mag.* **A59**, 181 (1989).
28. Y. Gao, K. L. Merkle, G. Bai, H. L. M. Chang, and D. J. Lam, *Physica* **C174**, 1 (1991).
29. K. Merkle, *Interface Science* **2**, 311 (1995).
30. V. Hardy, J. Provost, D. Groult, et al., *J. Alloys and Compounds* **195**, 395 (1993).
31. S.-W. Chan, *J. Phys. Chem. Solids* **55**, 1415 (1994).
32. D. R. Nelson and V. M. Vinokur, *Phys. Rev. Lett.* **68**, 2398 (1992).
33. A. Gervais and D. Keller, *Physica* **C246**, 29 (1995).
34. Z. L. Wang, D. H. Lowndes, D. H. Christen, D. K. Kroeger, C. E. Klabunde, and D. P. Norton, *Physica* **C252**, 125 (1995).
35. V. M. Pan, A. L. Kasatkin, V. L. Svetchnikov, and H. W. Zandbergen, *Cryogenics* **33**, 21 (1993).
36. V. M. Pan, A. L. Kasatkin, and H. C. Freyhardt, *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **7**, 1588 (1997).
37. A. L. Kasatkin and V. M. Pan, *The Ninth International Workshop on Critical Currents, IWCC9-99, Extended Program Book*, July 7-10, 1999, The Pyle Center, University of Wisconsin-Madison, USA (1999), p. 14.
38. E. H. Brandt, *Phys. Rev. Lett.* **69**, 1105 (1992).

39. V. M. Pan, V. A. Komashko, V. S. Flis, A. L. Kasatkin, V. L. Svetchnikov, O. P. Karasevskaja, A. G. Popov, A. V. Pronin, C. L. Snead, M. Suenaga, and H. W. Zandbergen, *Physica* **B284–288**, 831 (1999).
40. J. Mannhart, *J. Superconductivity* **3**, 281 (1990).
41. R. Gross and B. Mayer, *Physica* **C180**, 235 (1991).
42. P. A. Nilsson, D. Winkler, J. A. Alarco, et al., *Appl. Phys. Lett.* **59**, 3030 (1991).
43. D. Shi, *Applied Supercond.* **1**, 61 (1993).
44. D. Dimos, P. Chaudhari, and J. Mannhart, *Phys. Rev.* **B41**, 4038 (1990).
45. A. Gurevich, H. Kuepfer, and C. Keller, *Supercond. Sci. Technol.* **4**, 91 (1991).
46. A. Gurevich, *Phys. Rev.* **B42**, 4857 (1990).
47. M. Strikovsky, G. Linker, S. V. Gaponov, et al., *Phys. Rev.* **B45**, 12522 (1992).
48. A. V. Pan, F. Ciovacco, P. Esquinazi, and M. Lorenz, *Phys. Rev.* **B60**, 4293 (1999).
49. P. Esquinazi, *J. Low Temp. Phys.* **85**, 139 (1991).
50. M. Ziese, P. Esquinazi, and H. F. Braun, *Supercond. Sci. Technol.* **7**, 869 (1994).
51. E. H. Brandt, *Phys. Rev. Lett.* **68**, 3769 (1992).
52. M. Ziese, P. Esquinazi, Y. Kopelevich, and A. B. Sherman, *Physica* **C224**, 79 (1994).
53. F. Pardo, F. de la Cruz, P. Gammel, E. Bucher, and D. J. Bishop, *Nature (London)* **396**, 348 (1998).
54. P. Le Doussal and T. Giamarchi, *Phys. Rev. B* **57**, 11356 (1998).
55. S. Scheidel and V. Vinokur, *Phys. Rev.* **B57**, 2574 (1998).
56. L. N. Bulaevskii, M. Ledvij, and V. G. Kogan, *Phys. Rev.* **B46**, 366 (1992).
57. A. V. Pan, R. Hohne, M. Ziese, P. Esquinazi, and C. Assmann, in: *Physics and Materials Science of Vortex States, Flux Pinning and Dynamics*, NATO Science Series, Vol. 356, R. Kossowsky et al. (eds.), Kluwer A. P., Dordrecht, Boston, London (1999), p. 545.
58. A. V. Pan, *PhD thesis*, University of Leipzig, Leipzig (2000).
59. V. M. Pan, G. G. Kaminsky, A. L. Kasatkin, M. A. Kuznetsov, et al., *Supercond. Sci. Technol.* **5**, 48 (1992).
60. H. Jensen et al., *Phys. Rev. Lett.* **60**, 1676 (1988); *Phys. Rev.* **B38**, 9235 (1988).
61. A. V. Pan, P. Esquinazi, and M. Lorenz, *Phys. Status Solidi* **B215**, 573 (1999).
62. E. H. Brandt, *Rep. Prog. Phys.* **58**, 1465 (1995).
63. R. H. Koch, V. Foglietti, W. J. Gallagher, G. Koren, A. Gupta, and M. P. A. Fisher, *Phys. Rev. Lett.* **63**, 1511 (1989); *Phys. Rev. Lett.* **64**, 2586 (1990).
64. J. R. Thompson, Y. R. Sun, L. Civale, A. P. Malozemoff, M. W. McElfresh, A. D. Marwick, and F. Holtzberg, *Phys. Rev.* **B47**, 14440 (1993).
65. K. Yamafuji and T. Kiss, *Physica* **C258**, 197 (1996).
66. T. Matsushita, T. Tohdoh, and N. Ihara, *Physica* **C259**, 321 (1991).
67. M. Ziese, *Phys. Rev.* **B53**, 12422 (1996); *Physica* **C269**, 35 (1996); *Phys. Rev.* **B55**, 8106 (1997).
68. B. Roas, L. Schultz, and G. Saemann-Ischenko, *Phys. Rev. Lett.* **64**, 479 (1990).
69. M. Fendorf, C. P. Burmester, L. T. Wille, and R. Gronsky, *Appl. Phys. Lett.* **57**, 2481 (1990).
70. V. Svetchnikov, A. Palti, and V. Pan, *Met. Phys. Adv. Tech.* **17**, 257 (1998).
71. V. Svetchnikov, V. Vysotskii, and V. Pan, *Met. Phys. Adv. Tech.* **17**, 1235 (1999).
72. V. M. Pan, A. L. Kasatkin, V. L. Svetchnikov, V. A. Komashko, A. G. Popov, A. Yu. Galkin, H. C. Freyhardt, and H. W. Zandbergen, *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **9**, 1532 (1999).
73. V. Selvamanickam, M. Mironova, S. Son, and K. Salama, *Physica* **C208**, 238 (1993).
74. V. M. Pan, V. S. Flis, O. P. Karasevskaja, V. I. Matsui, I. I. Peshko, V. L. Svetchnikov, M. Lorenz, A. N. Ivanyuta, G. A. Melkov, E. A. Pashitskii, and H. W. Zandbergen, *J. Superconductivity and Incorporated Magnetism* **14**, 109 (2001).
75. V. M. Pan, V. S. Flis, V. A. Komashko, O. P. Karasevskaja, V. L. Svetchnikov, M. Lorenz, A. N. Ivanyuta, G. A. Melkov, E. A. Pashitskii, and H. W. Zandbergen, *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **11**, 3960 (2001).
76. V. M. Pan, A. L. Kasatkin, V. S. Flis, V. A. Komashko, V. L. Svetchnikov, A. G. Popov, A. V. Pronin, O. P. Karasevskaja, C. L. Snead, M. Suenaga, and H. W. Zandbergen, *Inst. Physics Conference Series No. 167, Applied Superconductivity* (2000), p. 699.
77. 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).
78. H. Safar, J. Y. Coulter, M. P. Maley, et al., *Phys. Rev.* **B52**, 9875 (1995).
79. B. Meingast, O. Krant, T. Wolf, H. Wuehl, A. Erb, and G. Mueller-Vogt, *Phys. Rev. Lett.* **67**, 1639 (1991).
80. U. Welp, M. Grimsditch, S. Fleshler, W. Nessler, B. Veal, and G. W. Crabtree, *J. Supercond.* **7**, 159 (1994).
81. B. Meingast, A. Junod, and E. Walker, *Physica* **C272**, 106 (1996).
82. A. Gurevich and E. A. Pashitskii, *Phys. Rev.* **B56**, 6213 (1997).
83. J. B. Hirth and J. Lothe, *Theory of Dislocations*, McGraw-Hill, New York (1988).
84. H. Ledbetter and M. Lei, *J. Mater. Res.* **6**, 2253 (1991).
85. 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. Staeuble-Puempin, and R. Griessen, *Nature* **399**, 439 (1999).
86. J. M. Huijbregtse, F. C. Klaassen, R. C. F. van der Geest, B. Dam, and R. Griessen, *J. Low Temp. Phys.* **32**, 114 (1999).
87. L. Civale, A. D. Marwick, T. K. Worthington, M. A. Kirk, J. R. Thompson, L. Krusin-Elbaum, Y. Sun, J. R. Clem, and F. Holtzberg, *Phys. Rev. Lett.* **65**, 648 (1991).

Vortex matter in superconductors

V. M. Pan and A. V. Pan

The behavior of a vortex ensemble in high-temperature superconducting biaxially-oriented films $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ (YBCO) at different orientations of applied magnetic field within Shubnikov's phase has been studied. The study has been carried out by measuring the current-voltage characteristics, as well as the resonance frequency and damping curves with the transport current flowing through an oscillating superconductor. In contrast to single crystals, the behavior of vortices in the YBCO films is determined by their interactions with linear defects – edge dislocations formed during film deposition due to the pseudomorphic epitaxial growth process. These dislocations are the dominating sort of crystal

defects whose density can exceed 10^{15} lines/m². Effective vortex pinning and high critical current density ($J_c \geq 3 \cdot 10^{10}$ A/m² at 77 K) in well-prepared perfect YBCO films are indeed caused by the high density of such linear defects. New phases of the vortex matter in YBCO films for quasi-statics and

dynamics are found and studied. The interactions of vortices with crystal defects, different kinds of vortex lattice disorder, and complex depinning are shown to be responsible for these states. An H - T phase diagram for the vortex matter in the YBCO films is proposed.