

Пленки ВТСП купратов, допированные наночастицами, и их электродинамика, обусловленная вихрями Абрикосова

В.С. Флис, А.А. Каленюк, А.Л. Касаткин, В.О. Москалюк, А.И. Ребиков,
В.Л. Свечников, К.Г. Третьяченко, В.М. Пан

Институт металлофизики НАН Украины, пр. Вернадского, 36, г. Киев, 03142, Украина

E-mail: pan@imp.kiev.ua

Статья поступила в редакцию 21 июля 2009 г., после переработки 13 августа 2009 г.

Приведены результаты комплексного исследования связи структурных и электродинамических характеристик квазимонокристаллических пленок ВТСП металлоксидного купрата $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ с разной концентрацией (несколько процентов массы) наноразмерных включений перовскитоподобной фазы $BaZrO_3$ (BZO). Методами электронной микроскопии с высокой разрешающей способностью исследована наноструктура изготовленных пленок и определены основные типы дефектов, которые приводят к сильному пиннингу вихрей Абрикосова и, соответственно, большим значениям плотности критического тока. Приведены результаты теоретического моделирования генезиса возникающей в таких пленках дефектной наноструктуры и ее влияния на критический ток. Экспериментально исследованы магнитные и транспортные свойства изготовленных ВТСП пленок $YBCO$ (BZO). Найдены температурные, магнитополевые и магнитоориентационные зависимости плотности критического тока исследованных пленок. Кроме того, приводятся результаты экспериментального исследования высокочастотных свойств изготовленных пленок $YBCO$ (BZO) — поверхностного СВЧ импеданса пленок в линейном и нелинейном режимах. Проведено обсуждение полученных результатов экспериментов и дается анализ влияния наноструктуры примесной фазы на электродинамические характеристики ВТСП пленок.

Приведено результати комплексного дослідження зв'язку структурних і електродинамічних характеристик квазімонокристалічних плівок ВТНП металоксидного купрату $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ з різною концентрацією (кілька відсотків маси) нанорозмірних включень перовскітоподібної фази $BaZrO_3$ (BZO). Методами електронної мікроскопії з високою роздільною здатністю досліджено наноструктуру виготовлених плівок і визначено основні типи дефектів, які призводять до сильного пінінгу вихорів Абрикосова та, відповідно, великим значенням густини критичного струму. Наведено результати теоретичного моделювання генезису дефектної наноструктури, яка виникає в таких плівках, і її впливу на критичний струм. Експериментально досліджено магнітні та транспортні властивості ВТНП плівок $YBCO$ (BZO), які було виготовлено. Знайдено температурні, магнітопольові та магнітокутові залежності густини критичного струму плівок, які було досліджено. Крім того, наведено результати експериментального дослідження високочастотних властивостей цих плівок — поверхневого СВЧ імпедансу плівок у лінійному та нелінійному режимах. Проведено обговорення результатів експериментів і надано аналіз впливу наноструктури домішкової фази на електродинамічні характеристики ВТНП плівок.

PACS: 74.78.–w Сверхпроводящие пленки и низкоразмерные структуры;
74.72.–h Купратные сверхпроводники;
74.25.Sv Критические токи;
74.25.Uv Вихревые фазы (включая вихревые решетки, вихревые жидкости и вихревые стекла);
74.25.Wx Пиннинг вихрей (включая механизмы и крип потока).

Ключевые слова: ВТСП купраты, наноструктура, вихри Абрикосова, смешанное состояние, пиннинг, крип, критический ток, СВЧ импеданс.

1. Введение

В последнее время использование тонких пленок и покрытий из сверхпроводящих материалов на основе металлоксидных слоистых купратов типа $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ (YBCO) с высокой критической температурой $T_c \cong 90\text{ K}$, а также длинномерных проводников, изготовленных с помощью *«in-situ»* или *«ex-situ»* «квази-пленочных» технологий, получает все более широкое распространение в сильноточной электротехнике и электронике.

Приоритетными и пока нерешенными задачами на ближайшее будущее являются: 1) достижение критического тока 1000 A на 1 см ширины токопроводящей ленты и 2) повышение плотности критического тока во внешнем перпендикулярном магнитном поле с индукцией 5 Тл до значений $J_c \geq 2 \cdot 10^5\text{ A/cm}^2$ при 77 K (такая величина плотности критического тока, но при $4,2\text{ K}$, считается стандартом для сверхпроводящих проводов на основе сплавов ниобия). Эти задачи пока не решены для коммерческих длинномерных проводников. Для решения первой задачи следует научиться получать длинномерные проводники с токопроводящим слоем ВТСП купрата (толщиной не менее $3\text{--}4\text{ мкм}$) с предельно высокой плотностью критического тока. Однако многочисленные попытки наращивания толщины слоя ВТСП купратного покрытия показали, что при этом величина J_c быстро падает [1–4], и требуемый интегральный критический ток на 1 см ширины токонесущей ленты остается пока недостижимым. Причина такого поведения J_c остается, фактически, неразгаданной, несмотря на многочисленные попытки понять это явление [2–4]. Существенным препятствием для создания токонесущих материалов на основе ВТСП для эффективных магнитных систем, электрических машин, трансформаторов и других подобных устройств есть также анизотропия плотности критического тока $J_c(\theta)$, где θ — угол между направлением магнитного поля и кристаллографической осью c в анизотропном (слоистом) ВТСП материале.

Использование сверхпроводимости для задач телекоммуникации и в различных СВЧ устройствах современной электронной техники также нуждается в изготовлении ВТСП пленок (или слоистых пленочных систем) с определенными свойствами: эти пленки должны иметь низкое поверхностное сопротивление в микроволновом диапазоне уже при азотных температурах, а кроме того, сохранять линейность СВЧ отклика при достаточно больших значениях амплитуды переменного высокочастотного тока. Последнее, как известно из многих исследований, может быть достигнуто в высококачественных квазимонокристаллических (т. е. без «слабых» связей) ВТСП купратных пленках с высокими значениями плотности критического тока при азотных температурах $J_c(77\text{ K})$, которая, к тому же, должна достаточно слабо зависеть от величины и направления внешнего магнитного поля.

Попытки понять физические причины ограничения токонесущей способности ВТСП пленок и покрытий и преодолеть понижение J_c при увеличении толщины слоя ВТСП осуществлялись неоднократно разными группами, но без особого успеха. Оказалось, что, хотя никаких существенных изменений в микро- и наноструктуре по толщине слоя не было зафиксировано, величина J_c , как отмечено выше, быстро уменьшалась при наращивании толщины слоя купрата [3]. В связи с этим обстоятельством были сделаны попытки усилить пиннинг вихрей Абрикосова путем введения в слой ВТСП «наночастиц», т. е. применить модный «нанотехнологический» подход. В первых работах, выполненных в рамках такого подхода, в осаждаемую пленку YBCO вводились наноразмерные частицы примесной фазы Y_2BaCuO_5 (Y211) [1] и BaZrO_3 (BZO) [2]. При этом действительно удалось достичь определенного успеха в повышении токонесущей способности пленок YBCO. На основании этих и других подобных результатов авторами ряда работ (см., например, [5–9]) был сделан вывод о том, что основной причиной повышения плотности критического тока являются наночастицы примесной фазы, которые действуют как точечные центры пиннинга и обеспечивают сильный изотропный пиннинг абрикосовских вихрей. Между тем следует подчеркнуть, что в выполненных ранее наших работах [10–16] было показано, что высокие J_c в пленках YBCO достигаются за счет высокой плотности линейных наноразмерных дефектов, эффективно пиннирующих абрикосовские вихри, направленные параллельно оси дефекта. Такими линейными дефектами в пленках YBCO являются, прежде всего, c -ориентированные «прошивающие» дислокации с плотностью $\sim 10^{11}\text{ см}^{-2}$, которые образуются при эпитаксиальном росте пленки (особенно в присутствии наночастиц) [16–18]. Нужно подчеркнуть, что способность эпитаксиальных c -ориентированных тонких пленок ВТСП металлоксидных купратов $\text{REBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ нести бездиссипативный ток сверхвысокой плотности ($\sim (7\text{--}8) \cdot 10^6\text{ A/cm}^2$ при 77 K в собственном магнитном поле транспортного тока) обеспечивается квазимонокристаллической структурой таких пленок или покрытий [10–15]. При этом высокая токонесущая способность таких пленок обусловлена, с одной стороны, достаточно высоким совершенством и связностью двумерной токопроводящей системы купратных плоскостей CuO_2 , а с другой стороны — формированием при эпитаксиальном росте пленки наноструктуры малоугловых дислокационных границ наклоне, разделяющих кристаллические домены, слабо разориентированные в ab -плоскости. Причем c -ориентированные краевые дислокации, формирующие малоугловые границы доменов, являются протяженными линейными дефектами, способными обеспечить сильный пиннинг вихрей Абрикосова. В этом случае реализуется механизм кор-пиннинга вихрей на ядрах дислокаций, поскольку диаметр несверхпроводящего ядра дислокации близок к диаметру сердцевин (кора) аб-

рикосовского вихря, а средняя плотность дислокаций по площади пленки может быть $\geq 10^{11} \text{ см}^{-2}$ [10–15]. Более того, в наших работах [17–19] было впервые показано, что существенное уменьшение J_c при росте толщины пленки связано с тем, что при высокой температуре процесса «*in-situ*» эпитаксиального осаждения из физической плазмы или процесса «*ex-situ*» эпитаксиального образования при химической реакции «прекурсоров» (750–800 °С) имеет место хорошо известное явление термоактивированной релаксации дислокационной наноструктуры, которая приводит к понижению плотности дислокаций [19].

Следует отметить, что добавление в материал пленки в процессе ее осаждения наноразмерных примесей (в виде наночастиц фаз BZO, Y211, пр.), которые формируют дефектную наноструктуру пленки, или же осаждение многослойных ВТСП пленочных структур действительно должно быть перспективным методом изготовления ВТСП пленок с нужными для применения в СВЧ технике свойствами. Для таких пленок, как это подтверждается недавними экспериментами многих исследовательских групп [5–9], следует ожидать значительного улучшения токонесущей способности за счет повышения плотности критического тока $J_c(T, H)$ (в том числе и в достаточно сильных магнитных полях) и уменьшения крипа вихрей. Это, в свою очередь, должно приводить к существенному улучшению электродинамических свойств таких пленок в СВЧ диапазоне: а) увеличению диапазона линейности СВЧ отклика (повышению порога нелинейности $I_b(T, H)$ по амплитуде СВЧ тока); б) уменьшению коэффициента квадратичной нелинейности при больших амплитудах СВЧ тока ($I > I_b(T, H)$); в) возможному уменьшению остаточного поверхностного сопротивления пленки в режиме линейного отклика ($I < I_b(T, H)$). Именно эти предположения в значительной степени стимулировали выполнение данной работы, и их экспериментальной проверке посвящен разд. 3 статьи.

Раздел 2 посвящен описанию техники двухлучевого импульсного лазерного осаждения тонких квазимоноткристаллических пленок ВТСП металлоксидного купрата $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ с разной концентрацией (несколько процентов массы) наноразмерных примесей фазы BZO, исследованию наноструктуры изготовленных пленок методами электронной микроскопии с высокой разрешающей способностью (ВРЭМ) и определению основного типа дефектов, приводящих к сильному пиннингу вихрей Абрикосова и, соответственно, большим значениям плотности критического тока. Кроме того, в этом разделе приводятся результаты теоретического моделирования возникающей в таких пленках дефектной наноструктуры и ее влияния на критический ток. В разд. 3 приведены результаты экспериментальных исследований магнитных и транспортных свойств изготовленных ВТСП пленок YBCO(BZO) с помощью методов динамической магнитной восприимчивости и транспортных измерений вольт-амперных характери-

стик при разных температурах ($T > 77 \text{ К}$) во внешнем постоянном магнитном поле разной величины ($0 < B < 1 \text{ Тл}$) и ориентации. Найдены температурные, магнитопольевые и магнитоориентационные зависимости плотности критического тока исследуемых пленок. Кроме того, приводятся результаты экспериментального исследования высокочастотных свойств изготовленных пленок YBCO(BZO) — поверхностного СВЧ импеданса пленок в линейном и нелинейном режимах, определенного методом резонансных измерений микрополосковых резонаторов, изготовленных из исследуемых пленок. Раздел 4 посвящен обсуждению результатов проведенных экспериментов и анализу влияния наноструктуры примесной фазы на электродинамические характеристики ВТСП пленок. В разд. 5 сделаны выводы и заключение.

2. Техника осаждения и наноструктура пленок YBCO(BZO)

2.1. Осаждение ВТСП пленок, допированных наночастицами BaZrO_3

Сверхпроводящие пленки были получены методом двухлучевого импульсного лазерного осаждения, в котором использовались две конструктивно идентичные оптические линии, состоящие из Q-модулированных Nd:YAG лазеров и оптических усилителей. На выходе такой системы достигалась энергия лазерного излучения до 250 мДж в импульсе с длиной волны 1,064 мкм при частоте повторения 25 Гц [20].

Для осаждения купратных ВТСП пленок использовали стехиометрические $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ мишени и мишени $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ с добавками 1,5 и 3 вес. % соединения BaZrO_3 . Мишени изготовлены с использованием методов порошковой металлургии из порошков соответствующих соединений, полученных методом твердофазного синтеза [21]. Исследуемые образцы пленок осаждались на монокристаллические подложки LaAlO_3 . При осаждении подложка нагревалась до температуры 750–800 °С, а давление кислорода в камере поддерживалась ~100 мм. рт. ст. Скорость роста пленок составляла 25 нм/мин.

2.2. Структурные исследования ВТСП пленок, допированных наночастицами BaZrO_3

Исследования структуры ВТСП пленок, допированных наночастицами BaZrO_3 , проводили методом просвечивающей электронной микроскопии (ТЕМ) и электронной микроскопии с высоким разрешением (ВРЭМ), а фазовый состав и кристаллографическую ориентацию поверхностных слоев определяли методом дифракции отраженных электронов (EBSD — «electron back-scattering diffraction»). Для проведения исследований из ВТСП пленок, допированных наночастицами, приготовлена серия образцов планарных и поперечных ориентаций.

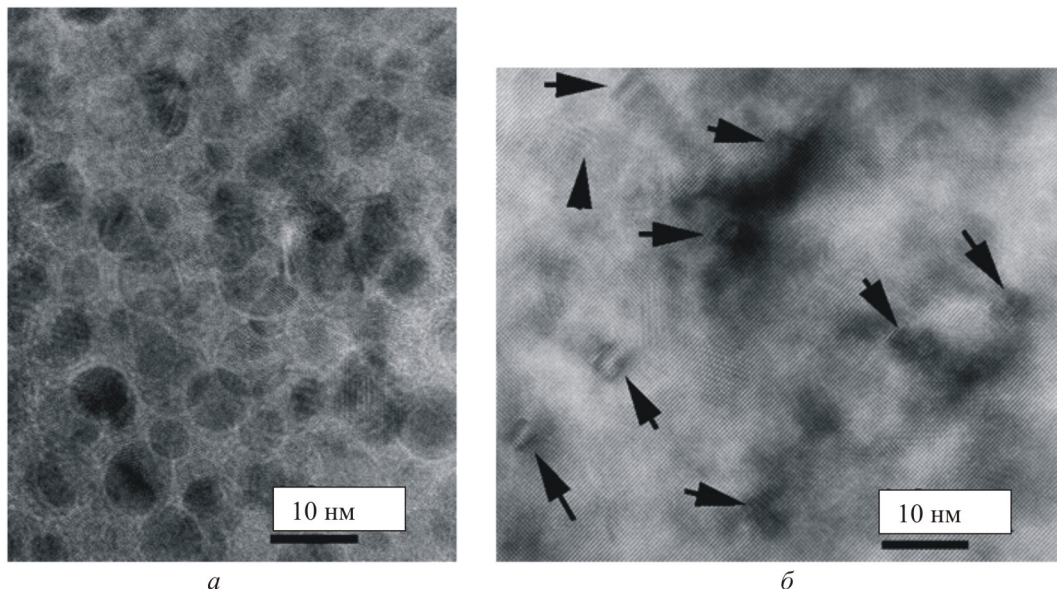


Рис. 1. Верхний слой пленки, осажденной при 800 °С из мишени, содержащей 3% фазы ВЗО (а). Слой той же пленки, отстоящий от поверхности на 50 нм (б).

Вначале с помощью TEM и EBSD методов была исследована поверхность YBCO пленок. В непосредственной близости от поверхности изученных пленок обнаружено большое количество округлых частиц размерами 2–10 нм (рис. 1,а). Текстуальный анализ показал, что ориентация частичек абсолютно совпадает с YBCO матрицей. Кристаллическая структура частичек преимущественно орторомбическая, но примерно 5% из них — кубическая (типа SrZrO₃).

EBSD анализ показывает, что частички покрывают 70–90% поверхности пленки. Такое большое их количество, по-видимому, свидетельствует о том, что тугоплавкие частички BaZrO₃ при осаждении сначала образуются на поверхности, а затем постепенно частично растворяются, диффундируя в пленке при высокой температуре осаждения. Последнее подтверждается

тем, что слой пленки, который находится под поверхностью на несколько нм и показан на рис. 1,б, имеет значительно меньшую плотность наночастиц. Кроме того, состав частиц может отличаться от состава BaZrO₃. В них наблюдается частичная замена циркония иттрием — BY_xZr_{1-x}O₃ (BYZO).

На TEM изображениях поперечных сечений пленок, осажденных при температурах 765 и 800 °С (рис. 2), видны выделения частичек примесной фазы в виде линейных наноразмерных «стержней» — «нанородов» (nanorods), похожих на описанные в работах [2,22–24]. Типичный диаметр таких «нанородов» составляет 5–20 нм. Как и на других электронно-микроскопических изображениях, темные и светлые полосы на рис. 2 представляют собой не отдельные частички, а узоры муара, возникающие за счет несогласованности решетки

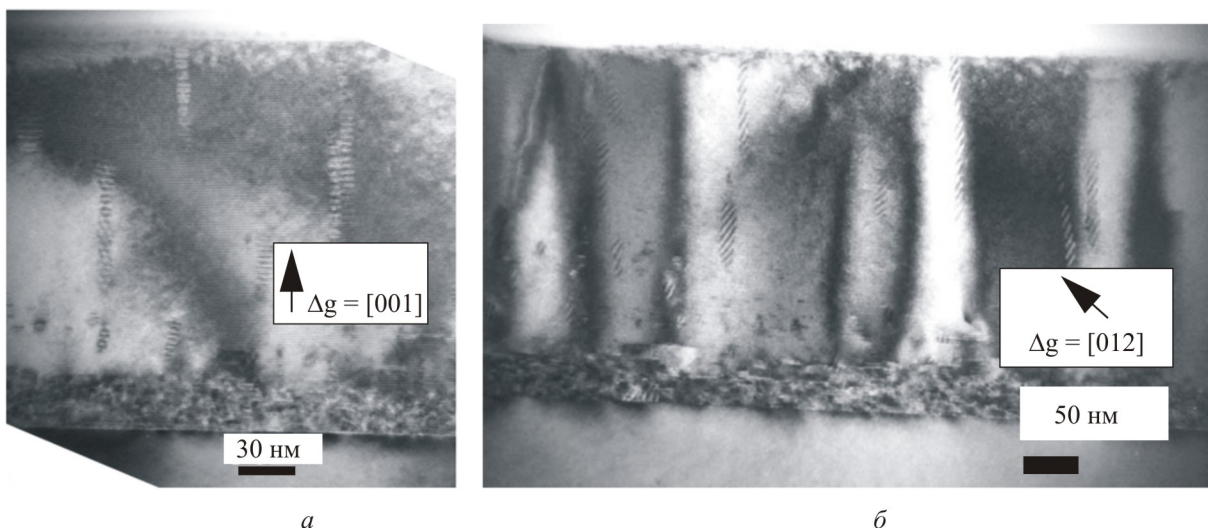


Рис. 2. TEM изображения поперечного сечения пленок, осажденных из допированных мишеней: решетка «нанородов» параллельна оси с матрицы (а); решетка «нанородов» повернута относительно матрицы (б). Стрелками указано направление, перпендикулярное картинам муара.

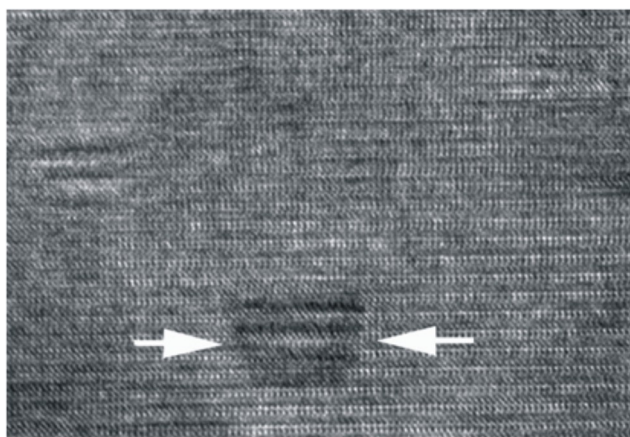


Рис. 3. Стопки наночастичек видны на фоне слоистой атомной структуры матричной фазы YBCO (ось c лежит в плоскости изображения). Стрелки указывают на дефект упаковки между планарными наночастичками.

[24,25]. Реальные частички видны только при значительно большем увеличении. Стопки таких частичек показаны на рис. 3.

Как видно на рис. 2, кристаллическая структура «нанородов» может быть согласованной со структурой матрицы или наклоненной на $3-4^\circ$ относительно ее оси. Как правило, «нанороды» зарождаются в поврежденном слое пленки вблизи подложки и заканчиваются на свободной поверхности, но иногда могут зарождаться и заканчиваться внутри пленки (как изображено на рис. 2) в областях, где плоскости (001) значительно деформированы. «Нанороды» могут также заметно отклоняться от нормального направления относительно подложки [24].

Следует отметить, что сильнонапряженный слой на интерфейсе с подложкой LaAlO_3 наблюдается при всех температурах осаждения. Идеальная кристаллическая

структура верхних слоев свидетельствует о том, что c -текстурирование YBCO происходит из-за сильно анизотропной перовскитной структуры, а не эпитаксиальной моды роста пленки. Периодические изменения контраста изображения с периодом 30–50 нм, которые видны на рис. 2,б, наблюдаются в связи с поворотом доменов вокруг c -оси пленки. При этом домены всегда разделены малоугловыми дислокационными границами, в которые могут встраиваться «нанороды». Такое встраивание «нанородов» в дислокационные границы с большей вероятностью происходит, по-видимому, при сравнительно низких температурах нагрева подложки.

Как видно на рис. 1,б и 3, в допированных пленках, кроме «нанородов», имеется и другой тип нановключений — планарные частички с меньшим диаметром, значение которого не превышает 3 нм, — «нанопанкейки» («nanopancakes»). Расстояния между «нанопанкейками» составляют $\sim 20-40$ нм, что соизмеримо с расстояниями между малоугловыми границами.

Увеличенное ВРЭМ изображение произвольно выбранного «нанопанкейка» приведено на рис. 4. Диаметр ядра частицы составляет 2 нм. Она окружена упруго-деформированной областью и дислокациями с ориентацией [001], которые хорошо видны после фурье-фильтрации. Анализ изображений показывает, что количество дислокаций вокруг каждого «нанопанкейка» может достигать значений $\sim 30-40$. С учетом средней плотности таких частиц плотность дислокаций может достигать 10^{12} на см^2 ! При этом «большие» «нанороды» не приводят к увеличению количества дислокаций.

Изображение поперечного сечения одиночного «нанопанкейка» в пленке, который виден как более светлый участок длиной 4–10 нм и высотой в одну элементарную ячейку, представлено на рис. 5. Планарные наночастички могут собираться в стопки, размещаясь

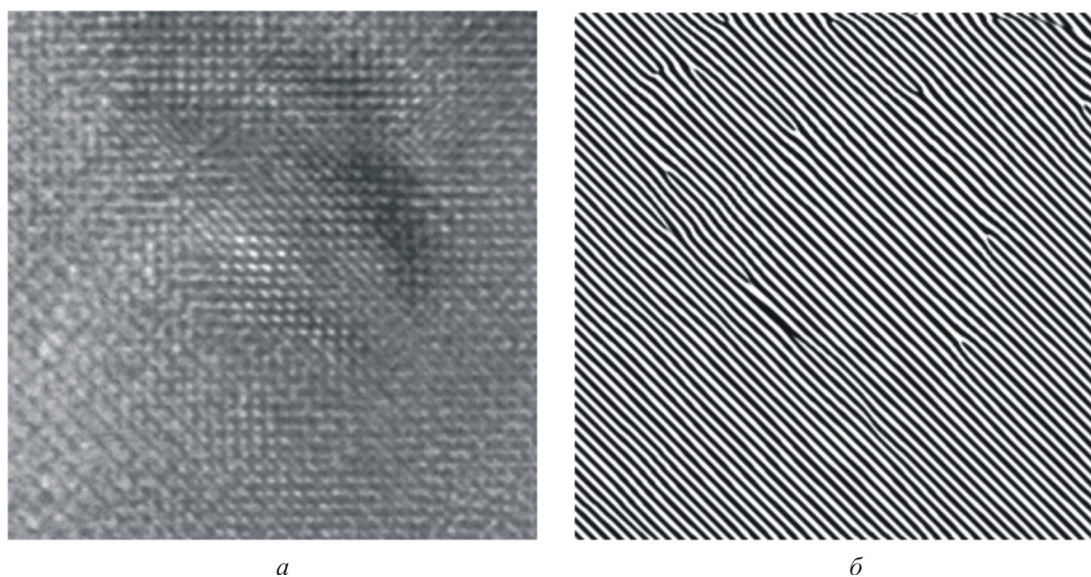


Рис. 4. (а) HRTEM картинка «нанопанкейка» BYZO. Ось зоны [001]. (б) Положение {110} плоскостей на картинке а, определенное путем фурье-преобразования. Хорошо видны дислокации, направленные вдоль направления [001].

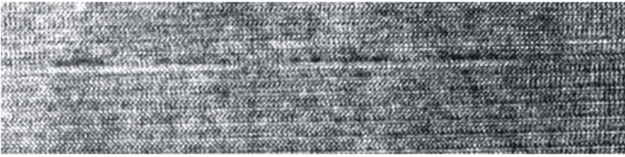


Рис. 5. HRTEM картинка поперечного сечения одиночного «нанопанкейка» YBCO.

одна над другой, или в виде ступенек, как показано на рис. 3. Часто «нанороды» могут зарождаться из «нанопанкейков», как представлено на рис. 6. Это означает, что меньшие планарные частички становятся зародышами больших удлиненных «нанородов».

Следует подчеркнуть, что как «нанороды», так и «нанопанкейки» присутствуют во всех допированных YBCO пленках, полученных при разных температурах подложки. Однако их концентрация зависит от температуры осаждения и скорости роста пленки. Основываясь на сравнении наноструктуры пленок YBCO(BZO), полученных при разных условиях осаждения, мы считаем, что высокая температура подложки и медленное осаждение приводят к большей концентрации «нанородов» и меньшей «нанопанкейков». Можно сделать вывод, что именно на стадии «нанопанкейков» наночастицы наиболее существенным образом способствуют образованию дополнительных дислокаций и, тем самым, повышению плотности критического тока.

3. Эксперимент

В этом разделе приведены результаты экспериментальных исследований магнитных, транспортных и высокочастотных свойств полученных ВТСП пленок YBCO(BZO), для которых технология осаждения и структура описаны в разд. 2. Исследования магнитных и транспортных свойств пленок проведены с помощью методов динамической магнитной восприимчивости и измерений вольт-амперных характеристик (ВАХ) при разных температурах ($T > 77$ К) во внешнем постоянном магнитном поле разной величины (до 1 Тл) и ориентации. Найдены температурные, магнитополевые и магнитоориентационные зависимости плотности критического тока исследуемых пленок. Кроме того, приводятся результаты экспериментального исследования высокочастотных свойств изготовленных пленок YBCO(BZO) — поверхностного СВЧ импеданса пленок в линейном и нелинейном режимах, полученные методом резонансных измерений микрополосковых резонаторов, изготовленных из исследуемых пленок.

3.1. Магнитополевые и температурные зависимости $J_c(T, B)$ в пленках YBCO(BZO) (метод низкочастотной динамической магнитной восприимчивости)

Исследование динамической магнитной восприимчивости позволяет проводить экспресс-оценку сверхпроводящих свойств образцов, в частности, определять температуру начала и ширину перехода в сверхпрово-

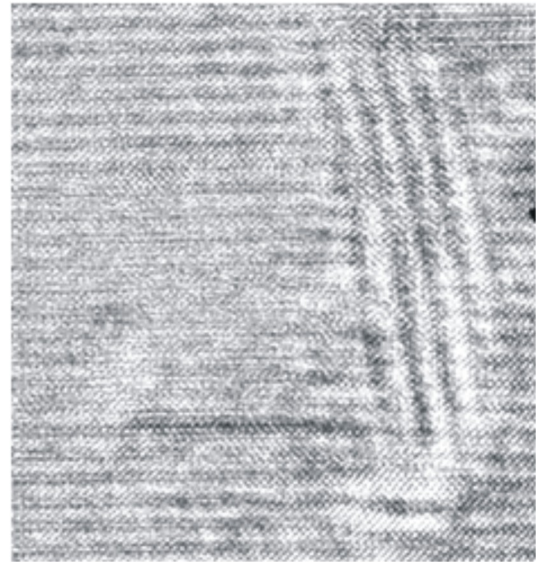


Рис. 6. Зарождение «нанорода» из «нанопанкейка» YBCO.

дущее состояние. В однородных сверхпроводящих пленках с помощью динамической магнитной восприимчивости можно определять плотность критического тока, а также другие важные характеристики смешанного состояния (энергию активации абрикосовских вихрей, поле необратимости и пр.) [11,26]. Нахождение плотности критического тока из данных по динамическому магнитному отклику сверхпроводящих пленок осуществляется не прямым методом, а путем сравнения с соответствующими теоретическими моделями [27–29] проникновения магнитного потока в пленку в случае перпендикулярной ориентации переменного внешнего магнитного поля относительно плоскости пленки. В рамках модели критического состояния [28] плотность критического тока $J_c(T, B)$ может быть найдена из положения максимума зависимости мнимой части динамической восприимчивости от амплитуды переменного поля $\chi''(H_{ac})$. При этом плотность критического тока определяется как

$$J_c = 1,030 H_{ac \max} / d.$$

Для проведения измерений динамической магнитной восприимчивости пленок ВТСП была создана соответствующая экспериментальная методика. Измерительная часть этой методики состоит из первичной модулирующей катушки (L_1) и двух одинаковых вторичных измерительных катушек (L_2, L_3), включенных навстречу друг другу. Образец размещается в одной из вторичных катушек. Возбуждающий ток в первичной катушке задается генератором низкой частоты, который интегрирован в фазочувствительный двухканальный усилитель (Lock-In Amplifier SR-830) через усилитель мощности. Криогенная часть системы устроена таким образом, что модулирующая катушка находится при температуре кипения жидкого азота. Это позволяет значительно увеличить величину переменного магнитного поля. Рабочий объем сигнальной катушки, в

которой размещается образец, герметичный. Через краны он подсоединяется к форвакуумному насосу и гелиевой системе, что позволяет проводить измерение при разных температурах, а также предотвратить конденсацию влаги на образце и, соответственно, ухудшение его сверхпроводящих свойств.

Созданное программное обеспечение позволяет через параллельный интерфейс считывать температуру и через последовательный интерфейс (RS-232) устанавливать амплитуду и частоту генератора, выбирать гармонику, на которой проводится измерение, делать развертку по температуре, а также считывать данные из двух каналов. Таким образом, программное обеспечение дает возможность проводить измерение действительной и мнимой частей динамической магнитной восприимчивости в зависимости от температуры (в диапазоне 77,4–100 К), амплитуды переменного магнитного поля и частоты (в диапазоне 0,01–100 кГц) во внешнем магнитном поле с индукцией от 0 до 1 Тл.

Результаты измерения температуры сверхпроводящего перехода чистых и наноструктурированных ВТСП тонких пленок методом бесконтактной низкочастотной магнитной восприимчивости представлены на рис. 7. На рисунке видно, что внесение в пленку примесей BaZrO_3 приводит к понижению критической температуры пленки T_c . Для пленок с большей концентрацией примесной фазы величина T_c ниже. Отсюда можно сделать вывод, что наличие другой (несверхпроводящей) фазы внутри сверхпроводящей YBCO матрицы влияет на сверхпроводящие свойства образцов (в данном случае — негативно).

Методом динамической магнитной восприимчивости исследованы также магнитополевые зависимости J_c в наноструктурированных пленках YBCO и YBCO+BZO. Величина плотности критического тока $J_c(B)$ определялась в соответствии с моделью критического состояния [28] по положению максимума зависимости мнимой части динамической восприимчивости $\chi''(H_{ac})$ от амплитуды переменного магнитного по-

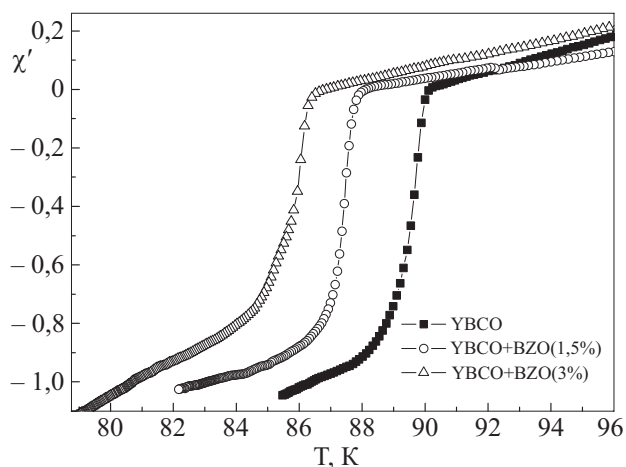


Рис. 7. Температурная зависимость действительной части магнитной восприимчивости пленок YBCO и YBCO(BZO).

ля H_{ac} . Исследуемые образцы с разной концентрацией фазы BaZrO_3 были получены с помощью методики двухлучевого импульсного лазерного осаждения при температуре осаждения 770 °С на подложках LaAlO_3 . Толщины данных образцов составляют 300, 200 и 300 нм, причем первый образец — это чистая YBCO купратная пленка, а второй и третий — YBCO(BZO) пленки с содержанием фазы BaZrO_3 1,5 и 3% соответственно. Исследования проводились при температуре $T = 77,4$ К при двух ориентациях внешнего магнитного поля: перпендикулярной ($H \parallel c$) и параллельной ($H \parallel ab$ -плоскости c -ориентированной пленки). Результаты измерений приведены на рис. 8. Представленные на этом рисунке результаты показывают, что в полях до 10 мТл J_c — почти постоянная величина, а с ростом магнитного поля начинает быстро падать. Кроме того, несмотря на понижение температуры сверхпроводящего перехода, добавление в пленку наночастиц фазы BaZrO_3 приводит к повышению J_c пленки.

Возникновение в пленках YBCO(BZO) дополнительных (в том числе протяженных) центров пиннинга, в качестве которых могут выступать как дислокации, так и нанодисперсные включения второй фазы BaZrO_3 , подтверждается электронными микроскопическими исследованиями (см. разд. 2).

3.2. Транспортные измерения (ВАХ) пленок YBCO(BZO) в магнитном поле

Измерения транспортных свойств — вольт-амперных характеристик осажденных пленок YBCO (BZO) во внешнем магнитном поле — проводились на мостиках, полученных из этих пленок с помощью травления. Характерная ширина измерительных мостиков составляла ~100 мкм; сопротивление контактов < 1 Ом. Геометрия сверхпроводящей пленочной структуры рассчитана таким образом, что при увеличении тока мостик переходит в резистивное состояние намного раньше, чем остальные части структуры. В результате измеряется

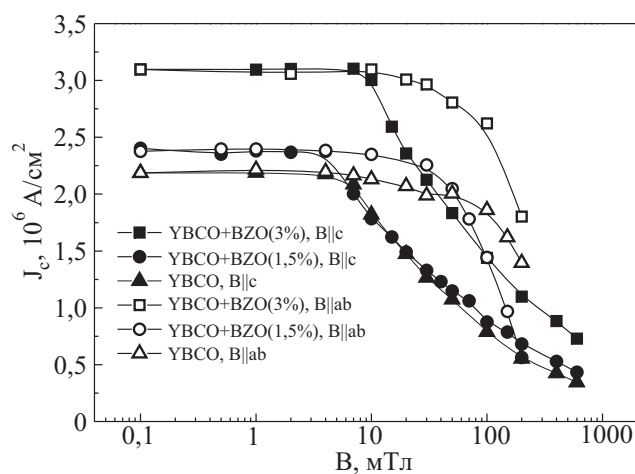


Рис. 8. Магнитополевые зависимости плотности критического тока J_c образцов с разной концентрацией примесной фазы BaZrO_3 для ориентаций магнитного поля $H \parallel c$ и $H \parallel ab$.

только сопротивление мостика. Для измерения ВАХ мостиков исследуемых ВТСП пленок использовался стандартный четырехзондовый метод. Измерительная установка позволяла проводить транспортные исследования сверхпроводящих пленок ВТСП материалов в диапазоне температур 78–150 К, магнитных полях в интервале $0 < B < 1$ Тл при любых ориентациях вектора магнитного поля относительно плоскости пленки. Измерение электрического поля в сверхпроводящей пленке производилось с точностью $\sim 0,1$ мкВ/см, что позволило проводить детальные измерения ВАХ пленок YBCO(BZO) в широком интервале изменений транспортного тока выше и ниже его критического значения.

Исследования ВАХ мостиков пленок YBCO, допированных BaZrO_3 , проведены на пленках толщиной $d = 150$ нм, которые были осаждены на подложках LaAlO_3 при температурах осаждения 770 и 800 °С и имели 1,5% примесей фазы BaZrO_3 . Ширина измерительного мостика составляла $W = 90$ мкм. Серия ВАХ для пленки с температурой осаждения 800 °С в перпендикулярном и параллельном поверхности пленки магнитном поле показаны на рис. 9. ВАХ в параллельном поле отличаются от ВАХ в перпендикулярном поле меньшим влиянием магнитного поля на величину критического тока. Следует отметить отрицательную кривизну ВАХ на этих рисунках ($\partial^2 \ln E / \partial^2 \ln I < 0$). При аппроксимации ВАХ, представленных на рис. 9 в двойных логарифмических координатах, степенной зависимостью вида $E = E_c (J / J_c)^n$ показатель степени n будет изменяться от значения $n = 21$ ($T = 78$ К, $B = 0$) на уровне напряженности электрического поля $E = 10$ мкВ/см до $n = 11$ при напряженности электрического поля 100 мкВ/см. В то же время измеренные ВАХ во всем интервале измерений могут быть хорошо аппроксимированы зависимостью вида $E = E_c \exp[-(J_0 / J)^\mu]$, характерной для режима коллективного крипа вихрей (или крипа вихрей в сверхпроводниках с протяженными линейными или плоскими дефектами). На рис. 10 показана полевая зависимость показателя степени $\mu(B, T = 78$ К) исследованных пленок для перпендикулярной и параллельной ориентаций магнитного поля.

Из вольт-амперных характеристик, представленных на рис. 9, найдены зависимости плотности критического тока $J_c(B, T = 78$ К) от магнитного поля для перпендикулярной и параллельной ориентаций магнитного поля. Эти зависимости показаны на рис. 11 в полулогарифмическом масштабе. Для параллельной ориентации поля значения $J_c(B)$ существенно (в 2–3 раза) выше, чем для перпендикулярной ориентации. Зависимость $J_c(B)$ для перпендикулярной ориентации поля можно разделить на три части: плотность критического тока не изменяется при увеличении поля до значения $B_1 = 2,7$ мТл, после чего зависимость $J_c(B)$ носит логарифмический характер при увеличении поля до значения $B_2 = 140$ мТл; при дальнейшем росте поля зависи-

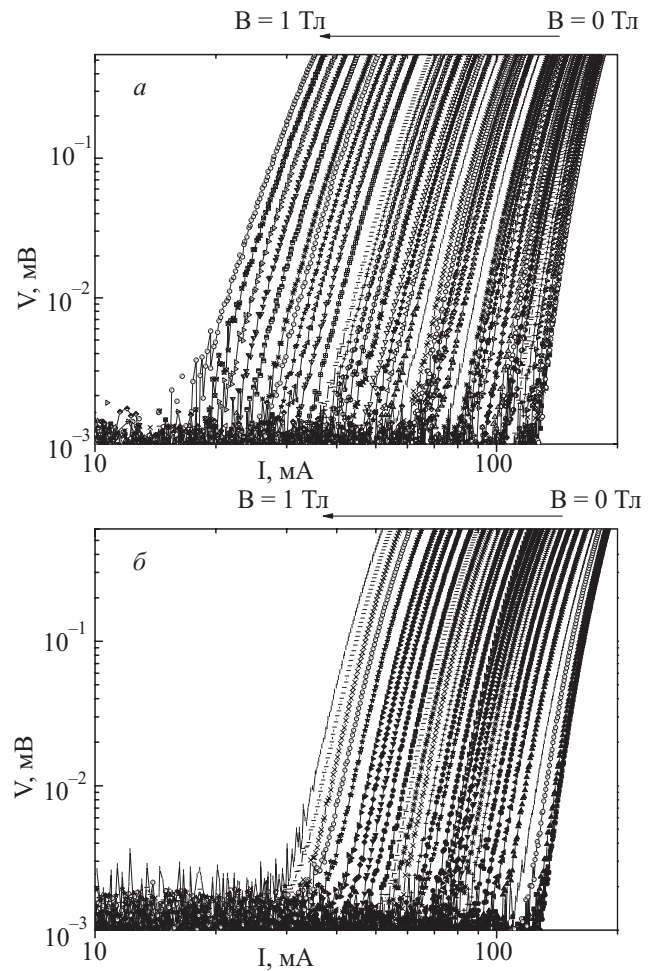


Рис. 9. ВАХ мостика пленки YBCO + 1,5% BaZrO₃ при температуре осаждения $T_d = 800$ °С. Магнитное поле перпендикулярно (а) и параллельно (б) плоскости пленки.

мость $J_c(B)$ становится более слабой. Для двух образцов пленок YBCO + 1,5% BaZrO₃, полученных при разных температурах осаждения ($T_d = 770$ и 800 °С), зависимости нормированной плотности критического тока $J_c(B)/J_c(0)$ от величины перпендикулярного магнитного поля оказались идентичными в пределах погрешности.

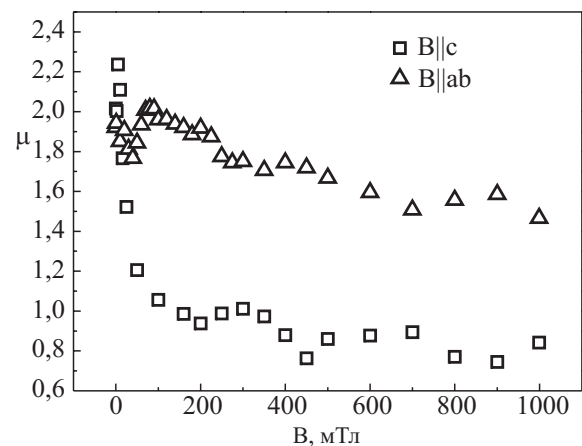


Рис. 10. Полевая зависимость показателя $\mu(B, T = 78$ К) в аппроксимирующей ВАХ функции вида $E = E_c \exp[-(J_0 / J)^\mu]$ для исследованных пленок (YBCO + 1,5% BaZrO₃, $d = 200$ нм, $T_d = 800$ °С, подложка LaAlO_3 , $d = 130$ нм) для перпендикулярной и параллельной ориентаций магнитного поля.

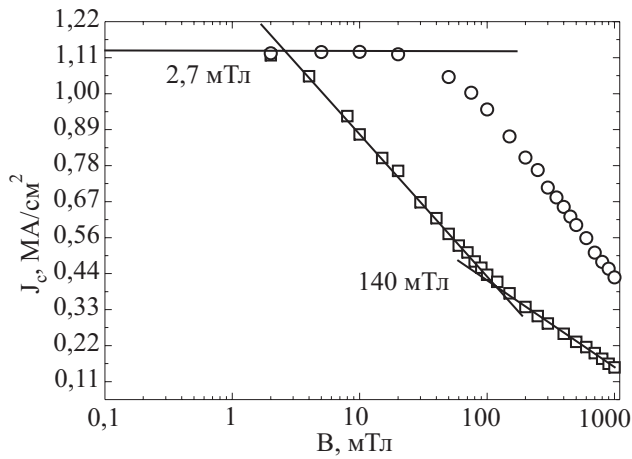


Рис. 11. Зависимости плотности критического тока $J_c(B, T = 78 \text{ K})$ от магнитного поля для перпендикулярной и параллельной ориентаций поля в пленках YBCO + 1,5% BaZrO₃ (температура осаждения 770 °C).

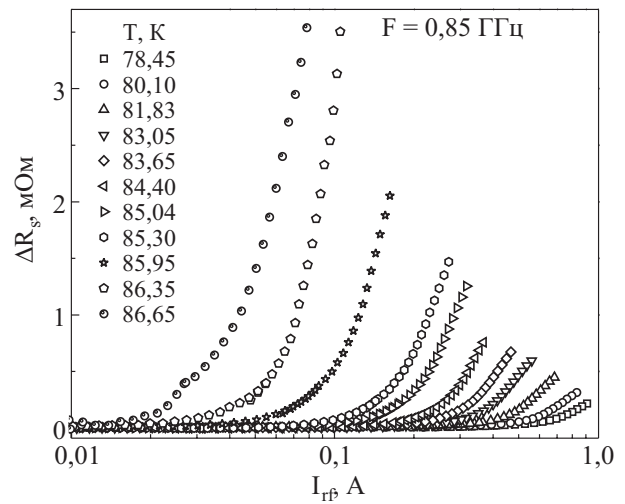


Рис. 12. Амплитудные зависимости изменения поверхностного сопротивления $\Delta R_s(I_{rf}) = R_s(I_{rf}) - R_s(0)$ пленки YBCO + 3% BaZrO₃, измеренные в диапазоне температур 78,45–86,65 К.

3.3. Высокочастотные свойства пленок YBCO (BZO)

Исследование высокочастотных свойств пленок YBCO(BZO) в СВЧ диапазоне проводилось с помощью резонансных методов на микрополосковых резонаторах, изготовленных из этих пленок. Из исследуемых пленок YBCO методом фотолитографии с последующим травлением в 1% растворе ортофосфорной кислоты были изготовлены микрополосковые резонаторы (длина полоски ~62 мм; ширина 0,5 мм). Эти резонаторы помещали в криостат, позволяющий производить измерения при температурах от комнатной до температуры кипения жидкого азота (~78 К).

Исследования нелинейного отклика резонаторов проводились с помощью двупортовой схемы измерений с использованием векторного анализатора СВЧ цепей и усилителя СВЧ мощности ($P_{\max} = 2 \text{ Вт}$). В результате получены нелинейные зависимости нагруженной добротности $Q_L(P_{\text{in}})$, резонансной частоты $F_0(P_{\text{in}})$ и включенных потерь $IL(P_{\text{in}})$ от величины возбуждающей СВЧ мощности P_{in} . В дальнейшем были найдены зависимости амплитуды СВЧ тока в резонаторе $I_{rf}(P_{\text{in}})$ от величины возбуждающей СВЧ мощности и получены нелинейные зависимости поверхностного сопротивления $R_s(I_{rf})$ YBCO резонатора от амплитуды протекающего в нем СВЧ тока [30–32].

В целом, линейные и нелинейные высокочастотные свойства исследованных пленок YBCO(BZO) в СВЧ диапазоне подобны аналогичным свойствам пленок YBCO без примесей другой фазы (и связанной с ней дефектной наноструктуры). До некоторого значения амплитуды СВЧ тока (тока барьера I_b) электромагнитный отклик ВТСП пленок в СВЧ поле линеен (рис. 12). Зависимость поверхностного сопротивления от амплитуды СВЧ тока начинает проявляться лишь при токах больших I_b [30–32].

Проведенные аппроксимационные кривые (рис. 13), полученные в рамках модели «вихревой» нелинейности СВЧ отклика, основанной, в свою очередь, на модели критического состояния для индуцированных СВЧ полем вихрей в пленке [33], показали хорошее соответствие с экспериментальными зависимостями. В качестве параметров этих аппроксимационных зависимостей выступали плотность критического тока в пленке $J_{c(rf)}$ и ток барьера вхождения индуцированных СВЧ полем вихрей Абрикосова в пленку I_b [30,32].

На рис. 14 показаны температурные зависимости плотности критического тока, полученные из СВЧ из-

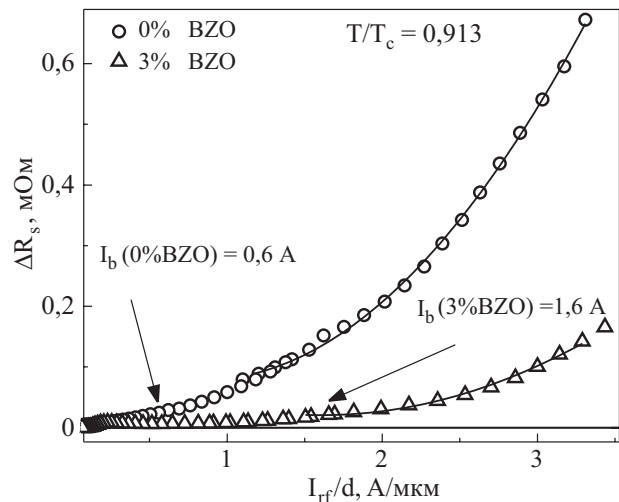


Рис. 13. Сравнение амплитудных зависимостей изменения поверхностного сопротивления «чистых» пленок YBCO (0%) и содержащих 3% примесной фазы BaZrO₃. Амплитуда СВЧ тока нормирована на толщину пленки d . Сплошными линиями указана аппроксимация в модели критического состояния. Величины тока барьера I_b найдены из аппроксимации и хорошо соответствуют наблюдаемым значениям.

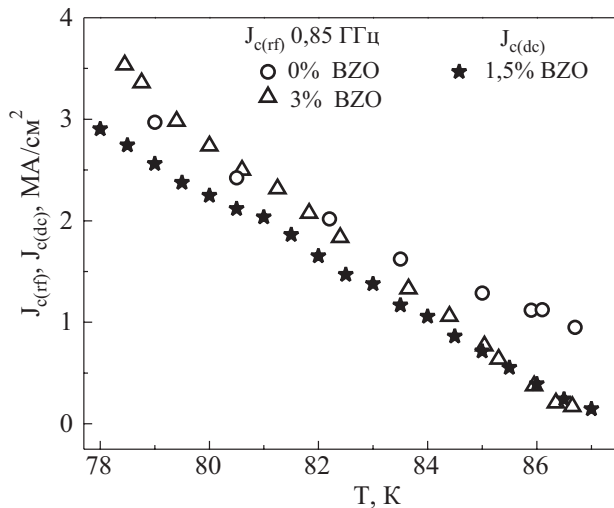


Рис. 14. Температурная зависимость плотности критического тока $J_{c(rf)}(T)$, определенная из нелинейности поверхностного сопротивления R_s на СВЧ для пленок YBCO + 3% BaZrO₃ (рис. 12) и «чистой» пленки YBCO. Для сравнения звездочками показана зависимость $J_{c(dc)}(T)$, определенная транспортным методом на постоянном токе для пленки YBCO + 1,5% BaZrO₃.

мерений ($J_{c(rf)}(T)$) и транспортных измерений на постоянном токе ($J_{c(dc)}(T)$). Проведенное сравнение демонстрирует хорошее согласие этих зависимостей, найденных разными методами.

Особый интерес представляет обнаруженный в данной работе эффект влияния наноструктуры примесной фазы в пленках на нелинейность высокочастотных свойств исследуемых ВТСП пленок. Из сравнения амплитудных зависимостей поверхностного сопротивления (рис. 13) видно, что порог нелинейности пленки YBCO, которая содержала 3% примесной фазы BaZrO₃, почти в 3 раза больше, чем в пленке без примесей. Кроме того, в «чистой» (0% примесной фазы) пленке наблюдается более быстрый рост нелинейного поверхностного сопротивления при амплитудах СВЧ тока, больших порогового значения: $I_{rf} > I_b$. В рамках предполагаемой модели «вихревой нелинейности», связывающей возникновение нелинейности СВЧ отклика с вхождением в пленку через ее края абрикосовских вихрей, индуцированных СВЧ полем, такое поведение амплитудных зависимостей поверхностного сопротивления исследуемых пленок соответствует меньшим значениям плотности критического тока для «чистой» YBCO пленки по сравнению с пленкой, содержащей 3% примесной фазы (см. рис. 14). Таким образом, наноструктура примесной фазы заметно улучшает высокочастотные свойства пленок YBCO, делая их более пригодными для практического использования в СВЧ технике.

4. Обсуждение

Как было показано в разд. 2 данной работы, а также в ряде недавних работ других авторов (см., например, [24,34–37]), добавление примесной фазы BZO или какой-либо иной (например, BaSnO₃ (BSO) или Y₂O₃) в материал пленки YBCO приводит к появлению дополнительной дефектной наноструктуры. Эта дефектная наноструктура образуется из наноразмерных частиц примесной фазы, играющих роль сильных точечных центров пиннинга абрикосовских вихрей, а также столбчатых дефектов, возникающих за счет самоорганизации наночастиц в линейные структуры (направленные преимущественно вдоль оси c) и дополнительных дислокаций в материале пленки, порождаемых наночастицами. Таким образом, добавление в материал пленки примесной фазы приводит к появлению новых сильных точечных и протяженных линейных центров пиннинга абрикосовских вихрей. Это проявляется в заметном увеличении плотности критического тока J_c , ослаблении его магнитопольной и толщинной зависимостей. Весьма важным показателем, характеризующим природу центров пиннинга, является зависимость J_c от ориентации магнитного поля \mathbf{H} относительно кристаллографических осей пленки. Если вектор внешнего магнитного поля направлен под углом θ относительно оси c пленки, то, согласно теории анизотропного скейлинга [38,40], плотность критического тока $J_c(H, \theta)$ зависит только от приведенного поля \tilde{H} :

$$J_c(H, \theta) = J_c(\tilde{H}); \quad \tilde{H} = H\varepsilon(\theta);$$

$$\varepsilon(\theta) = (\cos^2 \theta + \gamma^{-2} \sin^2 \theta)^{1/2}, \quad (1)$$

где $\gamma \sim 5-7$ — коэффициент анизотропии для материала YBCO. Поскольку обычно J_c убывает с ростом магнитного поля, из (1) следует, что угловая зависимость плотности критического тока $J_c(\theta, H = \text{const})$ должна иметь максимум при $\theta = 90^\circ$, т.е. при ориентации поля вдоль плоскости ab пленки YBCO. Наблюдение дополнительного максимума $J_c(\theta, H = \text{const})$ при $\theta = 0^\circ$ в наноструктурированных пленках YBCO [24,34–37] свидетельствует о существенной роли c -ориентированных линейных дефектов, о которых шла речь выше, в пиннинге абрикосовских вихрей. Следует отметить, что такой же максимум угловой зависимости J_c при $\theta = 0^\circ$ при определенных условиях может наблюдаться и в обычных пленках YBCO, не содержащих примесной фазы. Его появление связывается с имеющимися в пленке c -ориентированными дислокациями — винтовыми и, по-видимому, в большей степени — краевыми, образующими малоугловые границы доменов в ab -плоскости пленки [14,15,38]. Добавление в пленку примесной наноструктуры, как показано в [24,34–37], может значительно увеличивать этот пик J_c при $\theta = 0^\circ$, что свидетельствует об усилении c -коррелированного пиннинга вихрей в таких пленках.

Помимо заметного увеличения плотности критического тока $J_c(H; \theta = 0)$ в перпендикулярном внешнем магнитном поле, еще одним важным фактором, делающим пленки YBCO(BZO) перспективными для практического применения, является увеличение энергии активации вихрей, закрепленных на дефектной наноструктуре, по сравнению с «чистыми» YBCO пленками, что приводит к уменьшению крипа вихрей и сдвигу линии $H_{irr}(T, H)$ на фазовой диаграмме $T-H$ в область более высоких полей и температур. В работе [24] это связывается с тем, что в пленках с наноструктурными точечными и протяженными дефектами, образованными наноразмерными частицами примесной фазы, вихрь, помимо пиннинга на точечных дефектах, может пиннинговаться одновременно на двух (или нескольких) скрещенных («splayed») линейных дефектах. Это существенно затрудняет его депиннинг и увеличивает энергию активации. Следует отметить, что роль протяженных линейных дефектов в пиннинге и динамике абрикосовских вихрей в смешанном состоянии сверхпроводников исследуется уже достаточно длительное время. Интерес к этому вопросу инициирован, в первую очередь, исследованиями смешанного состояния в сверхпроводниках, облученных тяжелыми ионами с высокими энергиями. Радиационные треки в таких сверхпроводниках являются эффективными протяженными линейными центрами пиннинга, приводящими к значительному увеличению критического тока в монокристаллах ВТСП [39]. Предполагается, что в «чистых» ВТСП пленках (YBCO) аналогичную роль линейных дефектов играют дислокации, образующиеся в процессе роста пленки и, в частности, формирующие малоугловые доменные границы [15]. Объяснение различных электродинамических свойств сверхпроводников с линейными дефектами обычно базируется на теории «бозе-стекла», первоначально предложенной в работах Нельсона и Винокура [40,41], при учете различных типов беспорядка и возможных фазовых переходов в статистическом вихревом ансамбле. В достаточно слабых полях, когда число вихрей значительно меньше числа линейных дефектов, можно пренебречь коллективными эффектами в вихревом ансамбле. В этом случае возможна более простая и наглядная трактовка процессов, обусловленных пиннингом и динамикой вихрей в сверхпроводнике с линейными дефектами. Этот более простой подход основан на рассмотрении поведения отдельной упругой вихревой нити, взаимодействующей с полем цилиндрической потенциальной ямы силы пиннинга, создаваемой линейным дефектом, и неоднородно распределенным (вблизи поверхности образца) транспортным током [42]. В рамках этого подхода, не учитывающего взаимодействие вихрей между собой, было показано, что срыв вихрей с линейных дефектов и их последующая динамика при конечных температурах в присутствии транспортного тока плотностью j происходит благодаря механизму флуктуационного образования частично депинниго-

ванных вихревых петель в объеме сверхпроводника (или вихревых «языков» вблизи поверхности [43,44]) с размером, превышающим некоторое критическое значение $l_c(j)$ и, соответственно, энергией возбуждения, большей критического значения $E_c(j)$: $l_c(j) \sim E_c(j) \sim 1/j$. Такие возбуждения являются источниками развития неустойчивости запиннированного состояния вихря, поскольку под действием силы Лоренца они начинают увеличиваться в размере и, тем самым, обеспечивают сползание вихря с линейного дефекта и его перемещение на соседний линейный дефект, расположенный в направлении силы Лоренца (рис. 15). Этот упрощенный подход для описания срыва вихря с протяженного линейного дефекта, предложенный первоначально в работе [42], может быть обобщен на случай, когда в сверхпроводнике имеются разные центры пиннинга — протяженные и точечные, а также учитывается взаимодействие вихря, запиннированного на линейном дефекте, с окружающими его вихрями. Взаимодействие выделенного вихря, запиннированного на линейном дефекте, с окружающими его другими вихрями может быть рассмотрено в приближении самосогласованного поля. Потенциал этого поля имеет вид квадратичной потенциальной ямы [42,45] (рис. 16):

$$U_i(s) = \frac{1}{2} k_B s^2(z); \quad k_B = \frac{B\phi_0}{\mu_0 \lambda_{ab}^2}. \quad (2)$$

С учетом потенциала (2) решение задачи об отрыве вихря от линейного дефекта, аналогичное проведенному в [42], показывает, что вихревая петля критического размера $l_c(j)$, в отличие от параболической формы в [42], имеет «уплощенный» вид (т.е. прижатый к оси

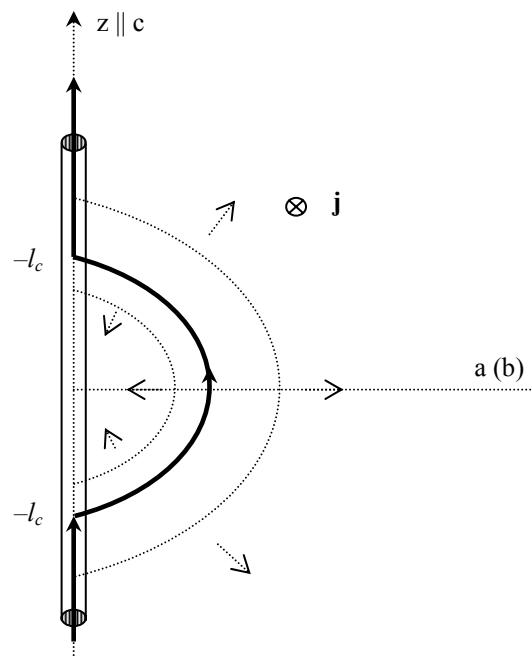


Рис. 15. Образование и последующая динамика флуктуационно депиннированной вихревой петли в объеме сверхпроводника с линейными дефектами; $l_c(j)$ — критический размер петли.

линейного дефекта за счет отталкивания окружающих вихрей — см. рис. 16). При этом величина энергии активации (равно как и тока депиннинга) возрастают.

Выражение для энергии активации вихревой петли в случае отрыва одиночного вихря от линейного дефекта имеет вид [42]

$$E_c(j) = \frac{4(2U_p^3 P)^{1/2}}{3\phi_0 j}, \quad (3)$$

где U_p — энергия пиннинга линейного дефекта (в расчете на единицу длины вихревой нити); P — коэффициент линейного натяжения вихревой нити: $P = \varepsilon_0 \gamma^{-2}$ ($\varepsilon_0 = \phi_0^2 \ln \kappa / (4\pi\mu_0 \lambda_{ab}^2)$) — собственная энергия вихря на единицу его длины). Учет взаимодействия вихря, запиннированного на линейном дефекте, с окружающими его соседними вихрями (рис. 16) в виде дополнительного потенциала (2) в функционале энергии вихревой нити, проведенный аналогично рассмотрению работы [42], приводит к выводу, что отрыв вихревой петли от линейного дефекта возможен лишь при условии

$$j > j^*(B); \quad j^*(B) = \left(\frac{2U_p B}{\phi_0 \mu_0 \lambda_{ab}^2} \right)^{1/2}. \quad (4)$$

При $B \rightarrow 0$ слагаемое $j^*(B) \rightarrow 0$, и выражение для энергии активации петли сводится к результату (3), полученному в [42]. Если полагать, что в пленках с примесной фазой, обладающих описанной выше сложной дефектной наноструктурой, начало направленного движения вихревого ансамбля под действием силы Лоренца обусловлено депиннингом вихрей, закрепленных на линейных дефектах, можно понять улучшение транс-

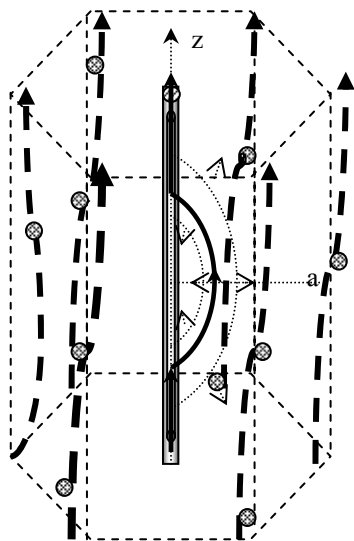


Рис. 16. Образование неустойчивой петли для вихря, закрепленного на линейном дефекте, в окружении соседних вихрей, запиннированных точечными дефектами.

портных свойств таких пленок при азотных температурах, а именно увеличение плотности критического тока, энергии активации вихрей и поля необратимости в области умеренных и высоких магнитных полей (см. разд. 3 и [24,34–37]). При этом, как следует из экспериментальных результатов, приведенных в предыдущем разделе (см. рис. 9), вольт-амперные характеристики исследуемых пленок YBCO(BZO), построенные в двойных логарифмических координатах, характеризуются отрицательной кривизной и хорошо описываются зависимостями вида

$$E = E_c \exp \left[- \left(\frac{J_0}{J} \right)^\mu \right]. \quad (5)$$

Такой вид зависимости ВАХ характерен для режима коллективного крипа вихрей, причем значения показателя степени μ могут существенно меняться в зависимости от механизма пиннинга и режима крипа вихрей [40]. Обычно в случае коллективного пиннинга вихрей на слабых точечных центрах $\mu \leq 1$. Однако в случае пиннинга на протяженных дефектах, как следует из результатов теоретических работ [40–43] (см. выражение (3)), $\mu = 1$ в случае термоактивированного депиннинга вихрей, закрепленных на протяженных линейных дефектах и $\mu = 3/2$ для случая плоских дефектов [46]. Из экспериментальных результатов, представленных на рис. 10, следует, что в достаточно сильных полях, когда можно пренебречь собственным магнитным полем транспортного тока, в исследуемых пленках YBCO(BZO) значения показателя степени $\mu \approx 1$ для перпендикулярной к плоскости пленки ориентации внешнего магнитного поля и $\mu \approx 3/2$ для параллельной ориентации поля. Таким образом, можно предположить, что в исследуемых пленках пиннинг и крип вихрей при перпендикулярной ориентации внешнего магнитного поля в значительной степени обусловлен протяженными c -ориентированными линейными дефектами (дислокациями и «нанородами»), о которых шла речь выше (см. разд. 2), а при параллельной ориентации поля — плоскими дефектами, роль которых могут играть границы интерфейса и/или поверхности пленки. Что же касается возможности неоднородного течения вихрей — преимущественно вдоль границ зерен (доменов), — которая в ряде случаев наблюдается в пленках (а также бикристаллах) с относительно невысокими значениями плотности критического тока [47], для такого случая следует ожидать степенную зависимость ВАХ вида $E = E_c (J/J_c)^n$ [48–51]. Таким образом, можно полагать, что в исследуемых пленках YBCO(BZO) движение вихрей происходит однородным образом, и границы доменов в пленке не вносят вклад в ограничение ее токонесущей способности. Это обстоятельство весьма важно с точки зрения возможностей использования подобных пленок в различных токонесущих элементах [52].

Весьма интересным оказывается влияние дефектной наноструктуры в пленках YBCO (BZO) на их высокочастотные свойства в СВЧ диапазоне. Как показано в работе [53], введение наночастиц примесной фазы в пленку YBCO может существенно уменьшить поверхностное сопротивление пленки в смешанном состоянии за счет усиления пиннинга колеблющихся в СВЧ поле абрикосовских вихрей. Наши исследования СВЧ свойств пленок YBCO (BZO), описанные в предыдущем разделе, указывают на два обстоятельства, весьма существенных для практического применения таких пленок в СВЧ устройствах. Первое из них связано с тем, что в линейном режиме высокочастотного отклика при сравнительно небольших амплитудах высокочастотного тока в пленке остаточное поверхностное сопротивление пленки YBCO при низких температурах не увеличивается (и, возможно, даже несколько уменьшается) при введении в нее наночастиц примесной фазы BZO. Вторым обстоятельством является существенный рост порога нелинейности СВЧ отклика пленок YBCO(BZO) по сравнению с «чистыми» пленками YBCO (рис. 13). Порог нелинейности СВЧ отклика в сверхпроводящих однородных пленках с малоугловыми границами зерен (доменов), не содержащих слабых джозефсоновских связей, связывается с началом вхождения в пленку абрикосовских вихрей через ее края [30–33] с преодолением краевого барьера. Вопрос о краевом барьере для вхождения вихрей в сверхпроводящие пленки рассматривается довольно давно [54–59], но, тем не менее, не является окончательно решенным. В особенности это относится к динамическому барьеру в высокочастотных экспериментах [55].

Однако можно утверждать, что введение в пленку дополнительных сильных центров пиннинга, таких как наноразмерные частицы в пленках YBCO(BZO), должно приводить к существенному увеличению динамического барьера для вхождения вихрей (тока I_b , см. разд. 3). Это следует, в частности, из уравнения движения для вихря, находящегося вблизи края пленки [55]:

$$\eta \dot{u} = P \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} + j(x, t) \varphi_0 - F_b(u) - F_p(u), \quad (6)$$

где $u(x, t)$ — смещение вихря, находящегося на расстоянии x вблизи края пленки; η — коэффициент вязкости; $F_b(u)$ — сила, обусловленная краевым барьером; $F_p(u)$ — сила пиннинга. Из общего вида уравнения (6) вполне очевидно, что увеличение силы пиннинга должно приводить к росту плотности тока, при котором начинается проникновение вихря в глубь пленки, т.е. росту тока барьера I_b . Как уже отмечалось в предыдущем разделе, это обстоятельство делает пленки YBCO(BZO) весьма привлекательными для приложений в СВЧ технике.

5. Заключение

В настоящей работе показано, что добавление в материал пленки наноразмерных примесей (в виде наночастиц фаз BZO, Y211 и пр.), формирующих дефектную наноструктуру пленки в процессе ее осаждения, действительно является одним из перспективных путей повышения токонесущей способности ВТСП материалов, а также изготовления ВТСП пленок с нужными для применения в СВЧ технике свойствами. Для таких пленок, как показано в данной работе и согласуется с недавними экспериментами многих исследовательских групп, следует ожидать значительного улучшения токонесущей способности за счет повышения плотности критического тока $J_c(T, H)$ (в том числе и в достаточно сильных магнитных полях) и уменьшения крипа вихрей. Это, в свою очередь, должно приводить к существенному улучшению электродинамических свойств таких пленок при их использовании как в низкочастотном, так и в СВЧ диапазонах: а) увеличению плотности критического тока и ослаблению ее полевой и толщинной зависимостей; б) росту диапазона линейности СВЧ отклика (повышению порога нелинейности $I_b(T, H)$ по амплитуде СВЧ тока); в) уменьшению коэффициента квадратичной нелинейности при больших амплитудах СВЧ тока ($I > I_b(T, H)$); г) возможному уменьшению остаточного поверхностного сопротивления пленки в режиме линейного отклика ($I < I_b(T, H)$).

В данной работе дано краткое описание технологии двухлучевого лазерного осаждения тонких квазиоднокристаллических пленок ВТСП металлосидного купрата $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ с разной концентрацией (несколько процентов массы) примесной фазы BZO, приведены результаты исследования наноструктуры изготовленных пленок методами электронной микроскопии с высокой разрешающей способностью и определены основные типы дефектов, которые приводят к сильному пиннингу вихрей Абрикосова и, соответственно, большим значениям плотности критического тока. Помимо этого, приведены результаты экспериментальных исследований магнитных и транспортных свойств изготовленных ВТСП пленок YBCO(BZO) с помощью методов динамической магнитной восприимчивости и транспортных измерений вольт-амперных характеристик при разных температурах ($T > 77$ К) во внешнем постоянном магнитном поле разной величины (до 1 Тл) и ориентации. Найдены температурные, магнитопольные и магнитоориентационные зависимости плотности критического тока исследуемых пленок. Кроме того, приводятся результаты экспериментального исследования высокочастотных свойств изготовленных пленок YBCO(BZO): поверхностного СВЧ импеданса пленок в линейном и нелинейном режимах методами резонансных измерений микрополосковых резонаторов, изготовленных из исследуемых пленок. Проведено обсуждение результатов экспериментов и дается анализ влия-

ния наноструктуры примесной фазы на электродинамические характеристики ВТСП пленок.

Работа выполнена при поддержке НАН Украины и Министерства образования и науки Украины.

1. T. Haugan, P.N. Barnes, R. Wheeler, F. Meisenkothen, and M. Sumption, *Nature* **430**, 867 (2004).
2. J.L. MacManus-Driscoll, S.R. Foltyn, Q.X. Jia, H. Wang, A. Serquis, L. Civale, B. Maiorov, M.E. Hawley, M.P. Maley, and D.E. Peterson, *Nature Materials* **3**, 439 (2004).
3. Q.X. Jia, H. Wang, Y. Lin, Y. Li, C. Wetteland, G.W. Brown, M. Hawley, B. Maiorov, S.R. Foltyn, L. Civale, P.N. Arendt, and J.L. MacManus-Driscoll, *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **17**, 3243 (2007).
4. S.R. Foltyn, H. Wang, L. Civale, Q.X. Jia, P.N. Arendt, B. Maiorov, Y. Li, M.P. Maley, and J.L. MacManus-Driscoll, *Appl. Phys. Lett.* **87**, 162505 (2005).
5. X. Song, Z. Chen, S. Kim, D.M. Feldmann, D. Larbalestier, J. Reeves, Y. Xie, and V. Selvamanickam, *Appl. Phys. Lett.* **88**, 212508 (2006).
6. J. Gutiérrez, A. Llordés, J. Gazquez, M. Gibert, N. Roma, S. Ricart, A. Pomar, F. Sandiumenge, N. Mestres, T. Puig, and X. Obradors, *Nature Materials* **6**, 367 (2007).
7. S.I. Kim, A. Gurevich, X. Song, X. Li, W. Zhang, T. Kodan-kandath, M.W. Rupich, T.G. Holesinger, and D.C. Larbalestier, *Supercond. Sci. Technol.* **19**, 968 (2006).
8. T. Puig, J. Gutiérrez, A. Pomar, A. Llordés, J. Gázquez, S. Ricart, F. Sandiumenge, and X. Obradors, *Supercond. Sci. Technol.* **21**, 034008 (2008).
9. J. Gutierrez, A. Palau, J.H. Durrell, N. Roma, T. Puig, X. Obradors, and M.G. Blamire, *Phys. Rev.* **B79**, 64526 (2009).
10. V.M. Pan, V.A. Komashko, A.Yu. Galkin, A.L. Kasatkin, V.L. Svetchnikov, A.V. Pronin, A.G. Popov, O.P. Karasevskaya, C.L. Snead, M. Suenaga, and H.W. Zandbergen, *The Ninth International Workshop on Critical Currents — IWCC'99, University of Wisconsin-Madison, July 7–10, 1999*, p. 72 (1999).
11. V.M. Pan, E.A. Pashitskii, S.M. Ryabchenko, V.A. Komashko, A.V. Pan, S.X. Dou, A.L. Kasatkin, A.V. Semenov, C.G. Tretiatchenko, and Y.V. Fedotov, *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **13**, No. 2, 3714 (2003).
12. Yu.V. Cherpak, V.A. Komashko, S.A. Pozigun, A.V. Semenov, C.G. Tretiatchenko, E.A. Pashitskii, and V.M. Pan, *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **15**, 2783 (2005).
13. V.M. Pan, Y.V. Fedotov, S.M. Ryabchenko, E.A. Pashitskii, A.V. Semenov, V.I. Vakaryuk, V.S. Flis, and Y.V. Cherpak, *Physica C* **388–389**, 431 (2003).
14. V. Pan, Yu. Cherpak, V. Komashko, S. Pozigun, C. Tretiatchenko, A. Semenov, E. Pashitskii, and A. Pan, *Phys. Rev.* **B73**, 054508 (2006).
15. В.М. Пан, *ФНТ* **32**, 1029 (2006) [*Low Temp. Phys.* **32**, 783 (2006)].
16. В.М. Пан, *Усп. Физ. Мет.* **1**, 49 (2000).
17. Yu.V. Cherpak, V.L. Svetchnikov, A.V. Semenov, V.O. Moskaliuk, C.G. Tretiatchenko, V.S. Flis, and V.M. Pan, *J. Phys.: Conf. Ser.* **97**, 012259 (2008).
18. В.М. Пан, В.Л. Свечников, В.С. Фліс, Ю.В. Черпак, О.Л. Касаткін, А.О. Фліс, К.Г. Третяченко, В.О. Москалюк, *Металлофиз. новітні технології* **30**, 757 (2008).
19. C.G. Tretiatchenko and V.M. Pan, *Supercond. Sci. Technol.* **22**, 45026 (2009).
20. В.С. Фліс, В.М. Пан, В.А. Комашко, В.О. Москалюк, И.И. Пешко, *Усп. физ. мет.* **7**, 189 (2006)
21. А.А. Фліс, *Порошковая металлургия* №5/6, 52 (2003) .
22. A. Ichinose, K. Naoe, T. Horide, K. Matsumoto, R. Kita, M. Mukaida, Y. Yoshida, and S. Horii, *Supercond. Sci. Technol.* **20**, 1144 (2007).
23. M. Peurla, H. Huhtinen, Y.Y. Tse, J. Raittila, and P. Paturi, *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **17**, 3608 (2007).
24. B. Maiorov, S.A. Baily, H. Zhou, O. Ugurlu, J.A. Kennison, P.C. Dowden, T.G. Holesinger, S.R. Foltyn, and L. Civale, *Nature Materials* **8**, 298 (2009).
25. K. Yamada, A. Ichinose, Y. Tomokiyo, Y. Shingai, K. Matsumoto, Y. Yoshida, S. Horii, R. Kita, S. Toh, K. Kaneko, N. Mori, and M. Mukaida, *Jpn. J. Appl. Phys.* **46**, 708 (2007).
26. М.П. Черноморец, Д.Г. Ковальчук, С.М. Рябченко, А.В. Семенов, Э.А. Пашицкий, *ФНТ* **32**, 1096 (2006) [*Low Temp. Phys.* **32**, 832 (2006)].
27. L.M. Fisher, V.S. Gorbachev, N.V. Il'in, N.M. Makarov, I.F. Voloshin, V.A. Yampol'skii, R.L. Snyder, S.T. Misture, M.A. Rodriguez, D.P. Matheis, V.R.W. Amarakoon, J.G. Fagan, J.A.T. Taylor, and A.M.M. Barus, *Phys. Rev.* **B46**, 10986 (1992).
28. J.R. Clem and A. Sanchez. *Phys. Rev.* **B50**, 9355 (1994).
29. E.H. Brandt, *Phys. Rev.* **B55**, 14513 (1997).
30. В.М. Пан, Д.А. Лужбин, А.А. Каленюк, А.Л. Касаткин, В.А. Комашко, А.В. Величко, М. Ланкастер, *ФНТ* **31**, 339 (2005) [*Low Temp. Phys.* **31**, 254 (2005)].
31. А.А. Каленюк, *ФНТ* **35**, 141 (2009) [*Low Temp. Phys.* **35**, 105 (2009)].
32. P.P. Nguyen, D.E. Oates, G. Dresselhaus, M.S. Dresselhaus, and A.C. Anderson, *Phys. Rev.* **B51**, 6686 (1995).
33. S. Sridhar, *Appl. Phys. Lett.* **65**, 1054 (1994).
34. S.A. Harrington, J.H. Durell, B. Maiorov, H. Wang, S.C. Wimbush, A. Kursumovic, J.H. Lee, and J.L. MacManus-Driscoll, *Supercond. Sci. Technol.* **22**, 022001 (2009).
35. S.H. Wee, A. Goyal, Yu.L. Zuev, and C. Cantoni, *Appl. Phys. Express* **1**, 111702 (2008).
36. H. Yamasaki, K. Okhi, H. Yamada, Y. Nagakawa, and Y. Mawatari, *Supercond. Sci. Technol.* **21**, 125011 (2008).
37. S. Horii, K. Yamada, H. Kai, A. Ichinose, M. Mukaida, R. Teranishi, R. Kita, K. Matsumoto, Y. Yoshida, J. Shimoyama, and K. Kishio, *Supercond. Sci. Technol.* **20**, 1115 (2007).
38. L. Civale, B. Maiorov, A. Serquis, J.O. Willis, J.Y. Coulter, H. Wang, Q.X. Jia, P.N. Arendt, J.L. MacManus-Driscoll, M.P. Maley, and S.R. Foltyn, *Appl. Phys. Lett.* **84**, 2121 (2004)
39. L. Civale, *Supercond. Sci. Technol.* **10**, A11 (1997).
40. G.M. Blatter, M.V. Feigel'man, V.B. Geshkenbein, A.I. Larkin, and V.M. Vinokur, *Rev. Mod. Phys.* **66**, 1125 (1994).
41. D.R. Nelson and V.M. Vinokur, *Phys. Rev.* **B48**, 13060 (1993).
42. E.H. Brandt, *Phys. Rev. Lett.* **69**, 1105 (1992).
43. A.L. Kasatkin, V.M. Pan, and H.C. Freyhardt, *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **7**, 1588 (1997).
44. V. Tsvetkovskii, A. Kasatkin, and V. Shabatura, *J. Physics: Conf. Ser.* **43**, 639 (2006).
45. A. Gurevich, *Supercond. Sci. Technol.* **20**, S128 (2007).

46. A. Petković, T. Emig, and T. Nattermann, *Phys. Rev.* **B79**, 224512 (2009).
47. A.P. Zhuravel, A.G. Sivakov, O.G. Turufanov, A.N. Omel'yanchuk, S.M. Anlage, A. Lukashenko, A.V. Ustinov, and D. Abraimov, *Fiz. Nizk. Temp.* **32**, 775 (2006) [*Low Temp. Phys.* **32**, 592 (2006)].
48. V.M. Pan, G.G. Kaminsky, A.L. Kasatkin, M.A. Kuznetsov, V.G. Prokhorov, V.L. Svetchnikov, C.G. Tretiatchenko, V.S. Flis, S.K. Yushchenko, V.I. Matsui, and V.S. Melnikov, *Supercond. Sci. Technol.* **5**, S48 (1992).
49. A. Zeimet, B.A. Glowacki, and J.E. Evetts, *Eur. Phys. J.* **B29**, 359 (2002).
50. A. Zeimet, R.P. Baranowski, and J.E. Evetts, *J. Appl. Phys.* **88**, 5283 (2000).
51. J.H. Durrell and N.A. Rutter, *Supercond. Sci. Technol.* **22**, 013001 (2009).
52. D. Larbalestier, A. Gurevich, D.M. Feldmann, and A. Polyanskiy, *Nature* **414**, 368 (2001).
53. N. Pompeo, R. Rogai, E. Silva, A. Augieri, V. Galluzzi, and G. Celentano, *Appl. Phys. Lett.* **91**, 182507 (2007).
54. E.H. Brandt, *Rep. Progr. Phys.* **58**, 1465 (1995).
55. A. Gurevich and G. Ciovati, *Phys. Rev.* **B77**, 104501 (2008).
56. K.H. Kuit, J.R. Kirtley, W. van der Veur, C.G. Molenaar, F.J.G. Roesthuis, A.G.P. Troeman, J.R. Clem, H. Hilgenkamp, H. Rogalla, and J. Flokstra, *Phys. Rev.* **B77**, 134504 (2008).
57. A.Y. Vodolazov, I.L. Maksimov, and E.H. Brandt, *Physica* **C384**, 211 (2003).
58. A.A. Elistratov, O.A. Bobrikov, I.L. Maksimov, and V. Jeudy, *Mod. Phys. Lett.* **B18**, 19 (2004).
59. A.V. Kuznetsov, D.V. Eremenko, and V.N. Trofimov, *Phys. Rev.* **B59**, 1507 (1999).

HTS cuprate thin films with admixture of nanoparticles and their electrodynamics, related to Abrikosov vortices

V.S. Flis, A.A. Kalenyuk, A.L. Kasatkin, V.O. Moskalyuk, A.I. Rebikov, V.L. Svechnikov, C.G. Tretiatchenko, and V.M. Pan

The results of complex research into the relation of electrodynamic and structural characteristics of HTS cuprate $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ quasi-single-crystalline thin films with different concentrations (a few mass percents) of nano-sized BaZrO_3 (BZO) inclusions are presented. The nanostructure of the films is investigated with the use of high-resolution electron microscopy (HREM). This allows us to determine the main types of defects, which result in strong pinning of Abrikosov vortices and large critical current densities. The results on theoretical modeling of defect nanostructure and its influence on critical current density are considered. Magnetic and transport properties of the deposited YBCO(BZO) thin films are measured. The temperature and magnetic field dependencies of critical current density in these films are found. In addition, the experimental data on high-frequency properties of the YBCO(BZO) thin films are presented, namely, the microwave surface impedance is measured both in linear and nonlinear regimes. The obtained experimental results are discussed theoretically, and the influence, of nanostructure formed due to the BZO admixture phase in the YBCO(BZO) thin films, on electrodynamic properties of these films is analyzed.

PACS: **74.78.-w** Superconducting films and low-dimensional structures;
74.72.-h Cuprate superconductors;
74.25.Sv Critical currents;
74.25.Uv Vortex phases (includes vortex lattices, vortex liquids, and vortex glasses);
74.25.Wx Vortex pinning (includes mechanisms and flux creep).

Keywords: HTS cuprates, nanostructure, Abrikosov vortex, mixed state, pinning, creep, critical current, microwave impedance.