15

Нелинейная ближнепольная СВЧ микроскопия пленок YBCO и микросхем на их основе

© Е.Е. Пестов, Д.А. Савинов

Институт физики микроструктур РАН,
603950 Нижний Новгород, Россия
e-mail: pestov@ipmras.ru

Поступило в Редакцию 5 мая 2026 г.
В окончательной редакции 5 мая 2026 г.
Принято к публикации 5 мая 2026 г.

Проведены локальные измерения мощности третьей гармоники с пространственным разрешением $20\,\mu$m для пленки YBCO и микросхемы на ее основе в области температур от 77 K до T_{cr}. Предложен метод определения локальных параметров сверхпроводника из температурной зависимости нелинейного СВЧ отклика. Получены карты распределения критической температуры и относительной величины плотности критического тока для пленок YBCO.

Ключевые слова: высокотемпературные сверхпроводники, ближнепольная СВЧ микроскопия, нелинейный отклик, пленки.

DOI: 10.61011/JTF.2026.10.63633.150-26

Введение

Одно из наиболее перспективных направлений современной прикладной физики и материаловедения основано на применении высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП). Это связано, в частности, с тем, что соединение $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ (YBCO) обладает высокими значениями критических параметров: температуры перехода в сверхпроводящее состояние, критического магнитного поля и критической плотности тока. Это позволяет создавать принципиально новые поколения устройств для СВЧ и терагерцового диапазонов: высокодобротные резонаторы и полосовые фильтры для телекоммуникационных систем, низкошумящие приемные элементы, чувствительные сенсоры магнитного поля и эталоны напряжения [1–3].

Однако между характеристиками готовых устройств и микроскопическими свойствами материала существует значительный разрыв. Сверхпроводящие, и, в особенности, нелинейные СВЧ свойства пленок YBCO из-за малой длины когерентности в решающей степени определяются не усредненными параметрами, а локальными структурными или химическими неоднородностями. К ним относятся границы зерен, флуктуации стехиометрии, а также неоднородности в распределении кислорода в сверхпроводящих купратах [4,5]. Эти структурные дефекты имеют нанометровый и субмикронный масштаб и могут выступать как в роли центров пиннинга, так и в роли слабых связей. Наличие дефектов может приводить к изменению СВЧ свойств сверхпроводника и, таким образом, лимитировать интегральную добротность резонатора, динамический диапазон фильтра или когерентность кубита [6].

Таким образом, для углубленного понимания физических процессов, лежащих в основе работы устройств, оптимизации технологий получения пленок и обеспечения контроля их качества необходим инструмент, способный напрямую исследовать локальные электродинамические свойства YBCO в рабочем (СВЧ) диапазоне частот с высоким пространственным разрешением. С одной стороны, традиционные методы, такие как сканирующая туннельная микроскопия (СТМ) или атомно-силовая микроскопия (АСМ), дают бесценную информацию о морфологии и поверхностной электронной структуре, но не позволяют судить об объемных сверхпроводящих свойствах [7,8]. С другой стороны, классические резонаторные СВЧ методики с высокой точностью измеряют усредненные по образцу параметры, такие как поверхностное сопротивление R_s или глубина проникновения λ, однако их разрешение ограничено длиной волны (порядка сантиметров) и не позволяет изучать микроскопические неоднородности сверхпроводника [5,9].

Прорыв в решении данной проблемы связан с развитием методов сканирующей ближнепольной микроскопии [10,11]. Принципиальным моментом здесь является использование субволнового зонда, который сканирует в непосредственной близости (ближнем поле) от поверхности образца. Взаимодействие локализованного СВЧ поля зонда с материалом позволяет получать сигнал, несущий информацию о локальных свойствах, с пространственным разрешением, определяемым размером зонда, а не длиной волны.

Ближнепольными СВЧ измерениями занимались много групп. В работе [10] использовалось маленькое отверстие в объемном резонаторе для сканирования образца. Методика Аша и Никольса использовала резонатор, сформированный между полусферическим и плоским зеркалом [11], в котором было сделана маленькая апертура для создания эваненсцентной волны вблизи

него. Также была предложена конструкция ближнепольного СВЧ микроскопа, основанная на коаксиальном резонаторе с заостренным центральным проводником коаксиального кабеля, который подсоединяется к образцу [12,13]. В этом случае, поскольку СВЧ поле локализовано в образце на масштабах, много меньших длины волны, по изменениям добротности Q или сдвигу частоты резонатора можно было определять локальные изменения поверхностного импеданса сверхпроводника. Также с использованием эваненсцентных волн из СВЧ диапазона в коаксиальных, волноводных, микрополосковых и туннельных сканирующих геометриях [14–17], были получены многочисленные ближнепольные изображения. Кроме того, было продемонстрировано, что пространственное разрешение этого рода техники изображений может быть на несколько порядков меньше, чем длина волны излучения [11,18]. При этом было получено пространственное разрешение от $10\,\mu$m [18] до [19,20] субмикронного в СВЧ диапазоне и показано, что оно не зависит от частоты излучения [18].

В настоящей работе мы фокусируемся на наиболее информативном, по нашему мнению, развитии этой технологии — нелинейной ближнепольной СВЧ микроскопии [21]. Как известно, локальные линейные СВЧ свойства чувствительны в основном к проводимости или диэлектрической проницаемости образца. В то же время нелинейные свойства также несут дополнительную информацию о его сверхпроводящем состоянии, поскольку при приближении температуры к критической T_{cr} или транспортного тока к критическому I_{cr} нелинейный СВЧ отклик резко возрастает и имеет прямую связь с фундаментальными параметрами образца [21–24]. Это позволяет, например, визуализировать распределения дефектов и слабых связей в пленках YBCO. Проведение подобных исследований нелинейных СВЧ свойств этим методом критически важно для тестирования параметров пленок, непосредственно используемых при изготовлении сверхпроводящих устройств. Однако следует отметить, что существующие подходы к прямому и количественному определению ключевых сверхпроводящих параметров с помощью нелинейных свойств остаются недостаточно развиты. Поэтому основной целью настоящей работы является разработка методов бесконтактной локальной диагностики, основанных на анализе нелинейных СВЧ свойств, и их применение для комплексного исследования тонких пленок YBCO и микросхем на их основе.

В настоящей работе с помощью метода нелинейной ближнепольной СВЧ микроскопии были изучены нелинейные СВЧ свойства пленок и микросхемы на основе YBCO. С помощью пространственных распределений нелинейного СВЧ отклика пленки YBCO, измеренных в температурном диапазоне от 77 до 100 K, получены карты распределения критической температуры и критического тока. Также изучена зависимость мощности третьей гармоники от расстояния зонда до поверхности пленки YBCO.

1. Метод исследования и образцы

В настоящей работе нелинейные свойства пленок YBCO исследовались методом сканирующей ближнепольной СВЧ микроскопии (рис. 1). Метод основан на регистрации нелинейного отклика с помощью зонда индуктивного типа. Этот зонд представляет собой тонкую медную проволочку, которая замыкает внутренний и внешний проводники коасиального кабеля [21]. В экспериментах были использованы два зонда с характерными размерами $40 \times 1000\,\mu$m и $20 \times 400\,\mu$m. Частота первой гармоники в эксперименте составляла 472 MHz. Мощность СВЧ сигнала составляла величину порядка 100 mW. При взаимодействии сильного СВЧ поля с образцом в спектре отраженного сигнала возникают высшие гармоники. Из-за нечетности вольт-амперной характеристики сверхпроводника в нелинейном СВЧ отклике присутствуют только нечетные гармоники. Амплитуда отраженного СВЧ сигнала измеряется приемником на частоте третьей гармоники, поскольку она является наибольшей среди них. Более детально схема СВЧ измерений описана в работах [23,25]. С помощью этого метода были получены пространственные распределения мощности третьей гармоники $P_{3\omega}(x, y)$ в пленке YBCO при температурах ниже T_c. Для перемещения зонда была использована система позиционирования Standa, которая позволяет производить сканирование с шагом до $1\,\mu$m в плоскости (x, y) при фиксированной высоте зонда над ее поверхностью. Платформа перемещалась с помощью шаговых двигателей. Управление системой осуществлялось с помощью компьютера. Высота контролировалась с помощью оптического датчика малых смещений с точностью $1\,\mu$m. Шаг сканирования варьировался от 20 до $100\,\mu$m в зависимости от области сканирования.

Для проведения температурных измерений нелинейного СВЧ отклика в интервале температур от 77 до

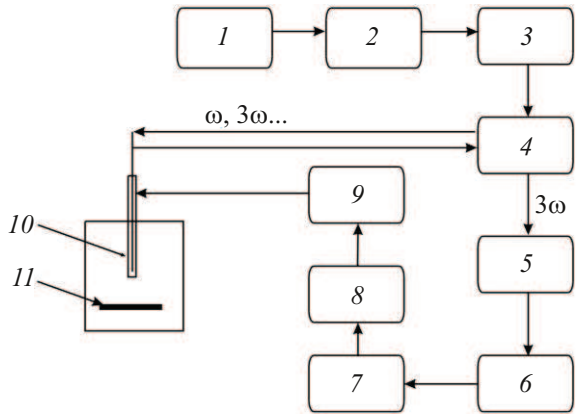

Рис. 1. Блок схема экспериментальной установки: *1* — СВЧ генератор, *2* — фильтр низких частот, *3* — усилитель СВЧ мощности, **4** — циркулятор, *5* — приемник, *6* — компьютер, *7* — плата контроллера двигателя, *8* — шаговые двигатели, *9* — столик XY, *10* — ближнепольный СВЧ зонд, *11* — пленка ВТСП.

100 K использовалась криогенная установка, схема которой представлена на рис. 2. Температура образца контролировалась платиновым датчиком температуры Pt100, который был расположен вблизи образца. Регулировка температуры осуществлялась путем подачи заданного тока на нагреватель, который был напылен на нижнюю сторону сапфировой пластины. Охлаждение системы обеспечивалось с помощью латунного столика, который был помещен в криостат из нержавеющей стали с жидким азотом. Для улучшения регулировки температуры и минимизации температурных градиентов в плоскости пленки, между нагревателем и латунным основанием была установлена теплоизолирующая стеклянная пластина. Контроллер Lake Shore с учетом особенностей криостата, обеспечивал стабильность поддержания средней температуры на уровне ± 0.03 K. При измерениях мы задавали на контроллере заданную температуру, вблизи которой проводили сканирование. Поскольку реальная температура образца могла незначительно флуктуировать в пределах ± 0.03 K, мы в каждой точке сканирования независимо измеряли ее с точностью до 0.01 K. Это позволило повысить точность определения температуры до ± 0.01 K, несмотря на ограниченную стабильность системы. Плоскость поликорового столика, на котором размещался образец, регулировалась с помощью оптического столика Федорова и контролировалась уровнем с точностью до $1\,\mu$m на длине $200\,\mu$m.

В настоящей работе были исследованы эпитаксиальные пленки YBCO и микросхема на их основе. Эпитаксиальные пленки YBCO, ориентированные по оси c, толщиной 200–300 nm были выращены при

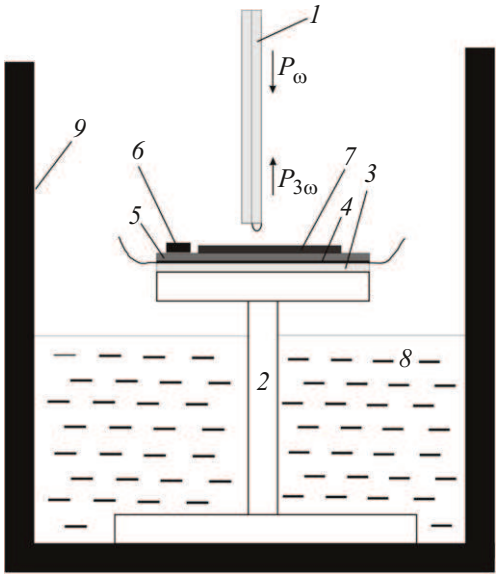

Рис. 2. Криогенная система для проведения температурных измерений нелинейности в температурном диапазоне от 77 до 100 K: *1* — ближнепольный СВЧ зонд, *2* – столик, *3* — стеклянная пластина, *4* — нагреватель, *5* — сапфировая пластина, *6* — температуры, *7* — сверхпроводящий образец, *8* — жидкий азот, *9* — криостат.

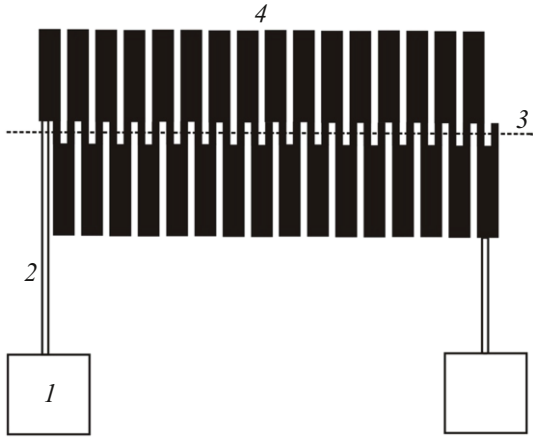

Рис. 3. Схематическое изображение топологии цепочки бикристаллических контактов на основе двухслойной структуры YBCO/Au: *1* — контактная площадка, *2* — сверхпроводящий электрод, *3* — бикристаллическая граница, *4* — центральная полоска.

температуре 665°C на подложках окиси иттрия, стабилизированной цирконием (YSZ), размером 10×10 mm методом термического напыления. Исследуемая в работе микросхема используется для эталона напряжения на основе массивов джозефсоновских контактов из высокотемпературных сверхпроводников [3]. Для ее изготовления использовались бикристаллические подложки из YSZ. На этих подложках размером 10×10 mm и толщиной 0.5 mm выращивалась эпитаксиальная пленка из высокотемпературного сверхпроводника YBCO толщиной 150 nm, которая затем покрывалась тонким слоем золота. Затем в центральной полоске микросхемы с помощью стандартной фотолитографии и травлением ионами аргона формируется цепочка джозефсоновских контактов в виде меандра. Джозефсоновские контакты образуются в месте пересечения мостиками бикристаллической границы (рис. 3). Пространственный период меандра и ширина сверхпроводящего мостика равны 20 и $6\,\mu$m соответственно. Контактные площадки имеют размер 1×1.2 mm, а центральная полоска микросхемы — 0.6×3 mm. Метод напыления образцов и структура пленок YBCO описаны в работе [26,27].

2. Методика определения параметров сверхпроводника

Для бесконтактного определения локальной критической температуры T_{cr} и плотности критического тока j_{cr} в пленках YBCO был использован метод сканирующей ближнепольной СВЧ микроскопии. Эксперимент проводился в области критической температуры T_{cr} исследуемого образца. На фиксированной высоте над поверхностью пленки осуществлялось растровое сканирование, в результате которого для каждого температурного значения получали карты распределения

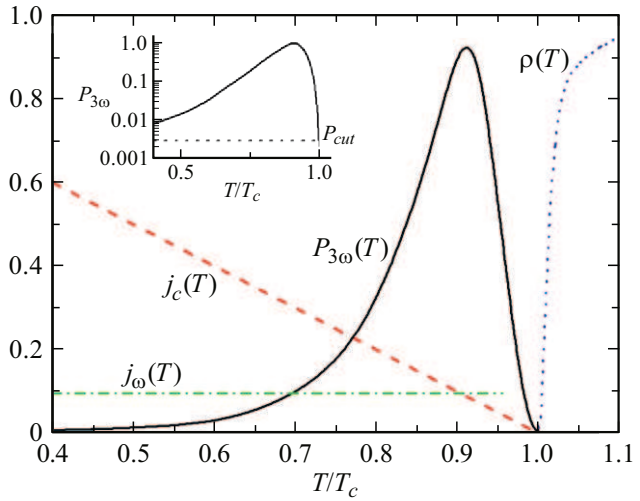

Рис. 4. Температурная зависимость мощности третьей гармоники $P_{3\omega}(T)$, плотности критического тока j_{cr} и удельного сопротивления сверхпроводника при температурах, близких к T_{cr}. Прямой линией показан уровень плотности возбуждающего тока j_ω. На вставке показан уровень $P_{3\omega}(T_{\text{cr}}) = P_{\text{cut}}$, при которой определяется критическая температура пленки.

нелинейного сигнала $P_{3\omega}(x, y)$. Из полученного массива данных для каждой локальной точки поверхности с помощью сплайн-аппроксимации были восстановлены температурные зависимости мощности третьей гармоники $P_{3\omega}(T)$. Анализ этих кривых позволил определить ключевые сверхпроводящие параметры.

Локальная критическая температура определялась по порогу возникновения нелинейности. Согласно результатам работ [21–23], температура возникновения нелинейного отклика строго соответствует локальному сверхпроводящему переходу. В рамках нашего метода за T_{cr} принималась температура, при которой мощность сигнала достигала заданного порогового значения P_{cut}, т. е. выполнялось условие $P_{3\omega}(T_{\text{cr}}) = P_{\text{cut}}$ (рис. 4). Для исключения влияния изменения расстояния между зондом и поверхностью на распределение критической температуры T_{cr} по поверхности пленки YBCO температурные зависимости мощности третьей гармоники в каждой точке образца нормировались на величину амплитуды максимума нелинейного СВЧ отклика.

Кроме того, температурные зависимости $P_{3\omega}(T)$ позволили оценить распределение плотности критического тока в пленке. Из теоретических представлений известно, что наибольшая нелинейность на ВАХ сверхпроводника наблюдается, когда амплитуда переменного тока равна критическому току [22]. Поэтому в нашем случае максимум на кривой $P_{3\omega}(T)$ соответствует равенству плотности СВЧ тока j_ω, наведенного зондом в сверхпроводнике, и критической плотности тока нелинейности $j_\omega = j_{\text{cr}}(T)$ (рис. 4). Это приводит к зависимости ширины максимума нелинейности от мощности СВЧ сигнала P_ω. Для количественной интерпретации результатов использовалась линейная аппроксимация температурной зависимости критического тока $j_{\text{cr}}(T) = j_{\text{cr0}}(1 - T/T_{\text{cr}}))$, характерная для пленок YBCO вблизи T_{cr} [22]. Таким образом, при условии знания локальной T_{cr}, наличие указанной связи позволяет восстанавливать относительные значения критического тока j_{cr0} в каждой точке образца.

Следует также отметить, что преимуществом данной методики является высокая чувствительность ширины максимума нелинейного СВЧ отклика к изменениям плотности критического тока в сверхпроводящей пленке. Это обусловлено тем, что форма пика $P_{3\omega}(T)$ непосредственно связана с крутизной температурной зависимости $j_{\text{cr}}(T)$ и локальной однородностью сверхпроводящих свойств, что позволяет с высокой точностью детектировать даже незначительные вариации плотности критического тока по площади образца.

Типичные нормированные температурные зависимости мощности третьей гармоники $P_{3\omega}(T)$, удельного сопротивления $\rho(T)$ и плотности критического тока $j_{\text{cr}}(T)$ схематически представлены на рис. 4. Представление в таком виде позволяет наглядно сопоставить эти кривые и понять метод определения локальных параметров сверхпроводника.

3. Зависимость нелинейного СВЧ отклика от высоты

Зависимость сигнала от расстояния между зондом и образцом — это фундаментальная характеристика ближнепольного СВЧ микроскопа, определяющая как чувствительность метода, так и природу получаемого контраста. В нашем случае сигнал монотонно возрастает с уменьшением высоты, и эта зависимость может быть разделена на два характерных режима, граница которых проходит на расстояниях порядка 100–200 μm. На рис. 5

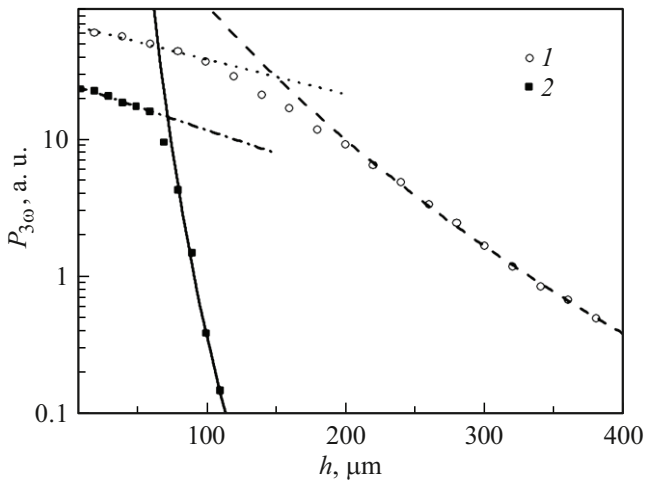

Рис. 5. Зависимость мощности третьей гармоники $P_{3\omega}(h)$ от расстояния зонда до поверхности пленки YBCO при температуре $T = 89.1$ K. Кривые *1* и *2* соответствуют диаметрам зондов 40 и 20 μm.

представлена зависимость мощности третьей гармоники $P_{3\omega}(h)$ от расстояния между зондом и образцом h при температуре $T = 89.1$ K. Различные кривые соответствуют диаметрам зондов 40 и 20 μm. Экспериментальные данные при $h > 100-200\,\mu$m хорошо аппроксимируются степенным законом $P_{3\omega} \sim 1/h^n$. При этом показатель степени n равен 8. Степенное спадание $P_{3\omega}(h)$ наблюдается в квазистатическом режиме, когда зонд можно представить в виде магнитного диполя. Было теоретически показано, что для кубической зависимости мощности третьей гармоники от входной мощности в двухмерном случае этот показатель равен 6 [23], а для трехмерного случая он равен 20 [28]. При малых высотах h наблюдается экспоненциальный спад мощности третьей гармоники $P_{3\omega} \sim \exp(-h/L)$, что характерно для эванесцентных волн. Как известно, масштаб длины спада L определяется наибольшим размером апертуры ближнепольного СВЧ зонда. Согласно аппроксимации экспериментальных данных, величина этого параметра составляет 128 и 170 μm для зондов с диаметрами 20 и 40 μm соответственно.

4. Пространственные распределения параметров пленки YBCO

С помощью метода ближнепольной СВЧ микроскопии были получены пространственные распределения нелинейного СВЧ отклика $P_{3\omega}(x, y)$ пленок YBCO в диапазоне температур от 77 K до T_{cr}. Шаг по температуре составлял 0.2 K. Сканирования $P_{3\omega}(x, y)$ проводилось на фиксированной высоте зонда $h = 20\,\mu$m над ее поверхностью с шагом 20 μm в области пленки $180 \times 180\,\mu$m. Для получения наилучшего пространственного разрешения высота была минимальной при сканировании. Проволочка зонда при сканировании была ориентирована параллельно оси x. Диаметр проволочки равен 20 μm. На рис. 6 показано изображение нелинейного СВЧ отклика

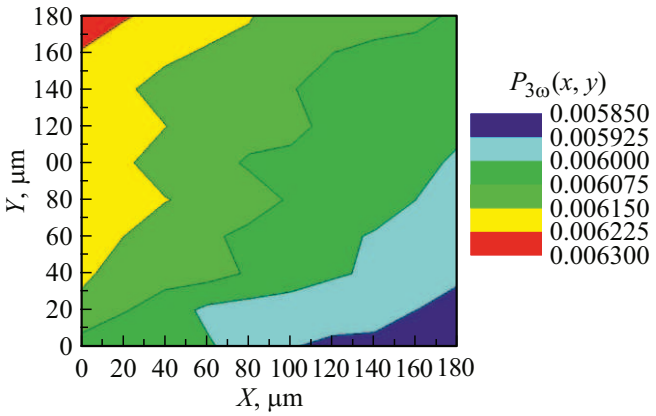

Рис. 6. Пространственное распределение нелинейного СВЧ отклика $P_{3\omega}(x, y)$ в центре пленки YBCO, полученное методом ближнепольной СВЧ микроскопии при температуре $T = 87.6$ K.

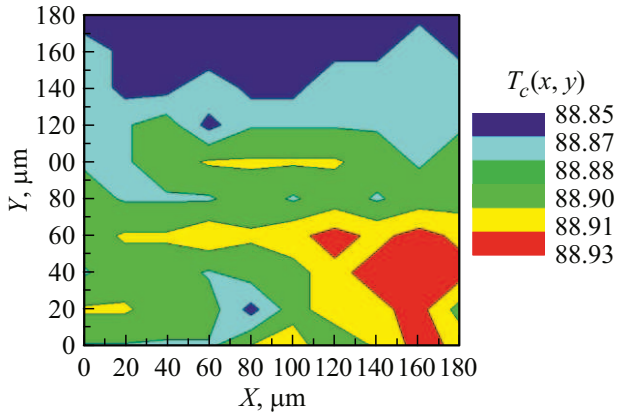

Рис. 7. Пространственное распределение критической температуры $T_{cr}(x, y)$ в центре пленки YBCO, полученное методом ближнепольной СВЧ микроскопии.

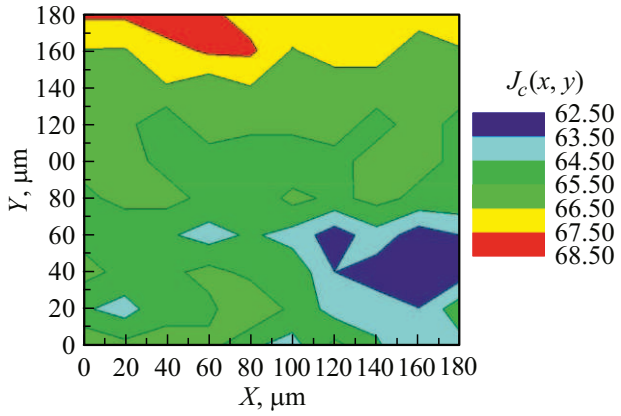

Рис. 8. Карта относительных значений величины плотности критического тока $j_{cr}(x, y)$ в центре пленки YBCO, полученное методом ближнепольной СВЧ микроскопии.

$P_{3\omega}(x, y)$ в пленке YBCO, полученное этим методом при температуре $T = 87.6$ K. На рис. 6 видна небольшая неоднородность сигнала мощности третьей гармоники в плоскости (x, y).

Из полученных экспериментальных данных с помощью методики определения параметров сверхпроводника, описанной выше, была построена карта критической температуры T_{cr} в этой области сканирования (рис. 7). Рисунок демонстрирует маленький разброс критической температуры $T_{cr}(x, y)$ в пленке YBCO, что связано, по-видимому, с однородностью структуры пленки YBCO. Среднеквадратичное отклонение критической температуры составило величину $\sigma(T_{cr}) \cong 0.02$ K. На рис. 8 показана также карта относительных значений величины плотности критического тока $j_{cr}(x, y)$ в пленке YBCO, полученное методом ближнепольной СВЧ микроскопии. Из рис. 8 также видно однородное распределение $j_{cr}(x, y)$. Это обусловлено, по нашему мнению, однородностью распределения дефектов в этой пленке YBCO. Относительное среднеквадратичное отклонение плотно-

сти критического тока составило величину $\sigma(j_{cr}) \cong 2\,\%$. Также следует отметить, что, как видно из рис. 7 и 8, поскольку проволочка зонда при сканировании пленки YBCO была ориентирована вдоль оси x, наилучшее разрешение методики наблюдается вдоль оси y. Из этих изображений видно, что разрешение в направлении оси y примерно соответствует величине диаметра проволочки.

5. Пространственное распределение мощности третьей гармоники для микросхемы на основе пленки YBCO

Следует отметить, что уменьшение диаметра ближнепольного СВЧ зонда, с одной стороны, позволяет достичь локализации СВЧ поля и увеличения пространственного разрешения методики. С другой стороны, это уменьшение приводит к возрастанию мощности третьей гармоники из-за увеличения плотности тока, протекающего по пленке. Эти два обстоятельства позволяют использовать метод ближнепольной СВЧ микроскопии для сканирования микросхем на основе пленок YBCO.

На рис. 9 и 10 показаны пространственные распределения нелинейного СВЧ отклика $P_{3\omega}(x, y)$ в центральной полоске и контактных площадках микросхемы цепочек шунтированных бикристаллических контактов на основе двухслойной структуры YBCO/Au. Сканирование $P_{3\omega}(x, y)$ проводилось на фиксированной высоте зонда $h = 20\,\mu$m над ее поверхностью. В первом случае шаг сканирования был выбран $100\,\mu$m вдоль осей x и y. Во втором случае шаг сканирования вдоль оси x составлял $20\,\mu$m, а вдоль оси y — $100\,\mu$m. На рис. 9 и 10 проволочка зонда при сканировании была ориентирована параллельно и перпендикулярно оси x соответственно.

Из рис. 9 видно неоднородное распределение нелинейного СВЧ отклика в центре полоски микросхемы, которое свидетельствует о неоднородном распределении плотности критического тока. Следует отметить, что при изготовлении таких структур для стандартов напряжения существенное значение имеет однородность сверхпроводящих параметров. В частности, для уменьшения

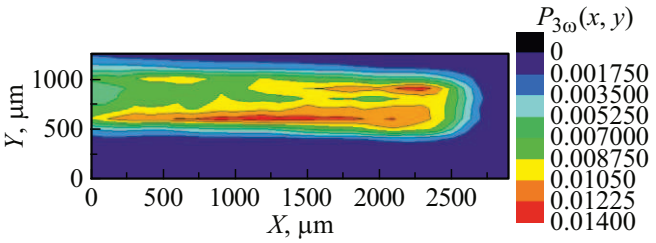

Рис. 9. Пространственное распределение нелинейного СВЧ отклика $P_{3\omega}(x, y)$ в центральной полоске микросхемы цепочек шунтированных бикристаллических контактов на основе двухслойной структуры YBCO/Au при температуре $T = 78$ K. Проволочка зонда параллельна оси x.

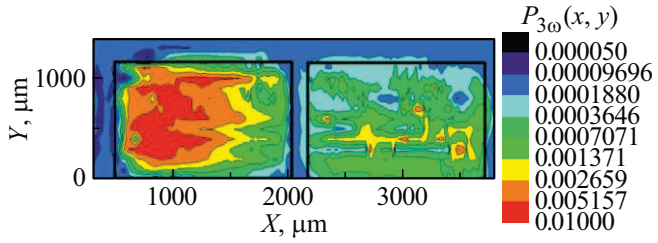

Рис. 10. Пространственное распределение нелинейного СВЧ отклика $P_{3\omega}(x, y)$ контактных площадок микросхемы цепочек шунтированных бикристаллических контактов на основе двухслойной структуры YBCO/Au при температуре $T = 83$ K. Проволочка зонда параллельна оси y.

разброса характерных напряжений бикристаллических джозефсоновских переходов в цепочке их шунтируют слоем нормального металла. Это позволяет синхронизировать внешним СВЧ сигналом большое количество джозефсоновских переходов. В то же время разброс критических токов джозефсоновских контактов также влияет на ширину ступени Шапиро на вольт-амперной характеристике. Одной из причин этого разброса является неоднородность плотности критического тока пленки YBCO. Также следует отметить, что структура меандра в центральной полоске микросхемы не наблюдается на изображениях, поскольку, по-видимому, его характерные размеры меньше разрешения нашей методики.

На рис. 9 и 10 видно усиление нелинейного отклика вблизи края полоски и контактных площадок, которое обусловлено увеличением плотности тока в пленке YBCO. Кроме того, рис. 10 демонстрирует сильную неоднородность сигнала мощности третьей гармоники в области контактных площадок, что связано, по нашему мнению, с их деградацией после процесса ультразвуковой сварки. Следует также заметить, что сигнал от сверхпроводящей пленки YBCO регистрируется даже при наличии тонкого слоя золота толщиной 30 nm. Это связано с тем, что электромагнитное поле проникает в проводник на глубину скин-слоя δ. Как известно, эта глубина рассчитывается по формуле $\delta = (1/(\pi f \mu_0 \sigma))^{1/2}$, где $\sigma = 10^8\,(\Omega \cdot \mathrm{m})^{-1}$, $f = 500$ MHz, и для золота $\delta \approx 2\,\mu$m. Таким образом, в нашем случае пленка золота толщиной 30 nm слабо экранирует СВЧ поле ближнепольного зонда, поскольку она значительно меньше толщины скин-слоя золота на этой частоте. Это позволяет тестировать сверхпроводящие характеристики микросхем уже после их изготовления.

В заключение следует отметить, что ключевым требованием к методике диагностики является ее бесконтактность и неразрушающий характер, гарантирующие сохранение качества поверхности исследуемого образца. Для самих сверхпроводящих структур определяющим параметром является их однородность, и этот метод ближнепольной СВЧ микроскопии предоставляют уникальную возможность локально исследовать их свой-

ства. Таким образом, нелинейная ближнепольная СВЧ микроскопия устанавливает новый мощный стандарт для неразрушающего микроскопического контроля, открывая путь к целенаправленной инженерии и созданию ВТСП устройств с предсказуемо выдающимися параметрами.

Выводы

Создан сканирующий нелинейный ближнепольный СВЧ микроскоп, позволяющий сканировать с разрешением $20\,\mu$m и шагом до $1\,\mu$m. С помощью пространственных распределений нелинейного СВЧ отклика пленки YBCO, измеренных в температурном диапазоне от 77 K до T_{cr}, получены карты распределения критической температуры $T_{\mathrm{cr}}(x, y)$ и относительных величин плотности критического тока $j_{\mathrm{cr}}(x, y)$. Установлено, при малой высоте h наблюдается экспоненциальное спадание мощности третьей гармоники в зависимости от высоты, а при больших высотах — степенной закон спадания $P_{3\omega}(h)$. Также с помощью этой методики исследованы пространственные распределения нелинейного СВЧ отклика $P_{3\omega}(x, y)$ в элементах микросхемы цепочек шунтированных бикристаллических контактов на основе двухслойной структуры YBCO/Au. Полученные результаты могут быть использованы при изготовлении сверхпроводящих СВЧ структур на основе пленок YBCO.

Благодарности

Авторы выражают благодарность М.Ю. Левичеву за помощь в автоматизации эксперимента и С.С. Уставщикову за полезные обсуждения.

Финансирование работы

В работе использовано оборудование ЦКП „Физика и технология микро- и наноструктур“. Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 25-22-00204, https://rscf.ru/project/25-22-00204/.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

[1] L. Chunguang, W. Xu, W. Jia, S. Liang, H. Yusheng. Supercond. Sci. Technol., **30**, 073001 (2017). DOI: 10.1088/1361-6668/aa69f1
[2] J. Du, X. Gao, T. Zhang, H. Zhu. J. Phys. D: Appl. Phys., **58**, 313001 (2025). DOI: 10.1088/1361-6463/adeea1
[3] А.М. Клушин, Е.Е. Пестов, М.А. Галин, М.Ю. Левичев. ФТТ, **58** (11), 2121 (2016). DOI: 10.21883/ftt.2016.11.43723.12k
[4] J. Halbritter. J. Supercond., **8**, 691 (1995). DOI: 10.1007/BF00727492
[5] P.P. Nguyen, D.E. Oates, G. Dresselhaus, M.S. Dresselhaus. Phys. Rev. B, **48**, 6400 (1993). DOI: 10.1103/PhysRevB.48.6400
[6] A. Bilmes, S. Volosheniuk, A.V. Ustinov. Quantum Information, **8**, 24 (2022). DOI: 10.1038/s41534-022-00532-4
[7] J. Halbritter. Phys. Rev. B, **48**, 9735 (1993). DOI: 10.1103/PhysRevB.48.9735
[8] Y. Yang, L. Li, Y. Wu. Supercond. Sci. Technol., **10**, 156 (1997). DOI: 10.1088/0953-2048/10/3/006
[9] М.Р. Трунин. УФН, **168** (9), 931 (1998). DOI: 10.3367/UFNr.0168.199809b.0931
[10] R.F. Soohoo. J. Appl. Phys., **33**, 1276 (1962). DOI: 10.1063/1.1728690
[11] E.A. Ash, G. Nichols. Nature, **237**, 510 (1972). DOI: 10.1038/237510a0
[12] C.A. Bryant, J.B. Gunn. Rev. Sci. Instr., **36**, 1614 (1965). DOI: 10.1063/1.1719404
[13] T. Wei, X.D. Xiang, W.G. Wallace-Freedman, P.G. Schultz. Appl. Phys. Lett., **68**, 3506 (1996). DOI: 10.1063/1.115773
[14] S.M. Anlage, V.V. Talanov, A.R. Schwartz. *Principles of Near-Field Microwave Microscopy*. In S.V. Kalinin, A. Gruverman (editors). *Scanning Probe Microscopy: Electrical and Electromechanical Phenomena at the Nanoscale* (Springer-Verlag, NY., 2006), p. 207–245. DOI: 10.1007/978-0-387-28668-6_8
[15] S.M. Anlage, D.E. Steinhauer, B.J. Feenstra, C.P. Vlahacos, F.C. Wellstood. *Near-Field Microwave Microscopy of Materials Properties*. In H. Weinstock, M. Nisenoff (editors). *Microwave Superconductivity* (Kluwer, Amsterdam, 2001), p. 239–269. DOI: 10.1007/978-94-010-0450-3_10
[16] M. Golosovsky, D. Davidov. Appl. Phys. Lett., **68**, 1579 (1996). DOI: 10.1063/1.116685
[17] А.Н. Резник, Н.В. Востоков, Н.К. Вдовичева, В.И. Шашкин. ЖТФ, **90** (11), 1944 (2020). DOI: 10.21883/JTF.2020.11.49988.115-20
[18] A.S. Thanawalla, W. Hu, D.E. Steinhauer, S.K. Dutta, B.J. Feenstra, S.M. Anlage, F.C. Wellstood, R.B. Hammond. IEEE Trans. Appl. Supercond., **9**, 3042 (1999). DOI: 10.1109/77.783670
[19] C. Gao, T. Wei, F. Duewer, Y. Li, X.-D. Xiang. Appl. Phys. Lett., **71**, 1872 (1997). DOI: 10.1063/1.123940
[20] J. Lee, Ch.J. Long, H. Yang, X.-D. Xiang, I. Takeuchi. Appl. Phys. Lett., **97**, 2010. DOI: 10.1063/1.3514243
[21] E. Pestov, Yu.N. Nozdrin, V.V. Kurin. IEEE Trans. Appl. Supercond., **11**, 131 (2001). DOI: 10.1109/77.919302
[22] S.V. Baryshev, E.E. Pestov, A.V. Bobyl, Yu.N. Nozdrin, V.V. Kurin. Phys. Rev. B, **76**, 054520 (2007). DOI: 10.1103/PhysRevB.76.054520
[23] А.Ю. Аладышкин, А.А. Андронов, Е.Е. Пестов, Ю.Н. Ноздрин, В.В. Курин, A.M. Cucolo, R. Monaco, M. Boffa. Изв. вузов. Радиофизика, **46**, 123 (2003). DOI: 10.1023/A:1023949506091
[24] Г.И. Левиев, А.В. Рыляков, М.Р. Трунин. Письма в ЖЭТФ, **50**, 78 (1989). DOI: http://jetpletters.ru/ps/251/article_4157.shtml
[25] Е.Е. Пестов, М.Ю. Левичев, П.А. Юнин, Д.В. Мастеров, А.Е. Парафин, С.А. Павлов, Д.А. Савинов. ФТТ, **66**, 809 (2024). DOI: 10.61011/FTT.2024.06.58228.19HH
[26] A.M. Klushin, C. Weber, M. Darula, S. Semerad, W. Prusseit, H. Kohlstedt, A.I. Braginski. Supercond. Sci. Technol., **11**, 609 (1998). DOI: 10.1088/0953-2048/11/7/002
[27] P. Berberich, B. Utz, W. Prusseit, H. Kinder. Physica C, **219**, 497 (1993). DOI: 10.1016/0921-4534(94)90405-7
[28] E.E. Pestov, E.A. Arkhipova, A.I. El'kina, D.V. Masterov, A.E. Parafin, S.A. Pavlov, P.A. Yunin, D.A. Savinov. Solid State Commun., **400**, 115887 (2025). DOI: 10.1016/j.ssc.2025.115887