

## Андреевские связанные состояния и парамагнитный эффект при низких температурах в тонких пленках YBCO

© Е.А. Архипова<sup>1</sup>, А.И. Елькина<sup>1</sup>, Д.В. Мастеров<sup>1</sup>, С.А. Павлов<sup>1</sup>, А.Е. Парафин<sup>1</sup>,  
Е.Е. Пестов<sup>1</sup>, П.А. Юнин<sup>1,2</sup>, Д.А. Савинов<sup>1,2,¶</sup>

<sup>1</sup> Институт физики микроструктур РАН,  
Нижний Новгород, Россия

<sup>2</sup> Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского,  
Нижний Новгород, Россия

¶ E-mail: savinovda@ipmras.ru

Поступила в Редакцию 18 апреля 2024 г.

В окончательной редакции 18 апреля 2024 г.

Принята к публикации 8 мая 2024 г.

Проведены бесконтактные исследования серии тонких эпитаксиальных пленок  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$  (YBCO) с различной ориентацией осей  $a$  и  $b$  относительно границ пленок. Толщины изготовленных пленок составляли от 2 до 10 nm. В результате проведения индукционных измерений обнаружено аномальное низкотемпературное возрастание лондоновской длины  $\lambda$  для некоторых образцов ниже 7–8 К вплоть до 1 К. С помощью метода нелинейной ближнепольной СВЧ-микроскопии обнаружено возрастание нелинейного СВЧ-отклика при уменьшении температуры для наиболее тонких образцов. Полученные экспериментальные результаты могут быть связаны с наличием андреевских связанных состояний, локализованных вблизи границ пленок с определенной ориентацией относительно осей  $a$  и  $b$  и приводящих к парамагнитному эффекту при низких температурах. В работе обсуждается влияние границ пленок и их толщин на наблюдаемые экспериментальные результаты.

**Ключевые слова:** тонкие пленки YBCO, лондоновская длина, нелинейный отклик, мощность третьей гармоники, андреевские связанные состояния, парамагнитный эффект при низких температурах.

DOI: 10.61011/FTT.2024.08.58586.53NN

### 1. Введение

Хорошо известно, что при охлаждении сверхпроводника ниже критической температуры  $T_c$  внешнее магнитное поле  $H$  эффективно экранируется в объеме образца (эффект Мейснера) [1]. Однако в тонком приповерхностном слое индукция магнитного поля  $B$  отлична от нуля и имеет некое пространственное распределение. В этом же слое распределены сверхпроводящие токи, обеспечивающие диамагнетизм сверхпроводника в его объеме. Характерная толщина данного слоя определяется лондоновской длиной  $\lambda$ , которая сильно зависит от температуры  $T$ . При понижении  $T$  ниже  $T_c$  зависимость  $\lambda(T)$  монотонно падает для любых сверхпроводников. При достаточно низких  $T$  поведение  $\lambda(T)$  может быть различным для сверхпроводников с тем или иным типом спаривания. В случае обычного  $s$ -волнового спаривания, зависимость  $\lambda(T)$  имеет следующий характер:  $\Delta\lambda(T)/\lambda(0) \propto \exp(-\Delta_0/T)$ , где  $\Delta\lambda(T) = \lambda(T) - \lambda(0)$  — сдвиг лондоновской длины,  $\Delta_0$  — щель на поверхности Ферми при  $T = 0$  (см., например, [1]). В случае необычного типа спаривания, имеющего  $d$ -волновой характер, возникает степенная зависимость  $\lambda(T)$  при низких температурах. Она может оказываться линейной или квадратичной в зависимости от качества образца и концентрации дефектов в нем [2]. Таким образом, важная информация о характере сверхпроводящего спаривания

может быть получена из прямого измерения низкотемпературных особенностей  $\lambda(T)$ .

Описанные низкотемпературные отличия для  $s$ -волновых и  $d$ -волновых сверхпроводников могут быть сложно обнаружимыми в реальных экспериментах, проводимых, например, на основе индуктивного метода измерения лондоновской длины [3]. Сложность связана с тем, что в некоторых случаях наблюдаемое низкотемпературное поведение лондоновской длины может быть описано как с помощью формул для  $s$ -волнового сверхпроводника, так и для  $d$ -волнового [4]. Тем не менее экспериментальное определение  $d$ -волнового типа спаривания на основе измерений температурной зависимости  $\lambda(T)$  становится более эффективным в случае, когда в квазичастичном спектре возбуждений сверхпроводника существуют так называемые андреевские связанные состояния [5]. Данные состояния возникают вследствие того, что в  $d$ -волновых сверхпроводниках появляются особые траектории движения квазичастиц вблизи некоторых границ (это может быть специально-ориентированная геометрическая граница образца или граница двойникования). Первоначально квазичастица движется в положительном потенциале спаривания (фаза  $\varphi$  сверхпроводящего параметра порядка  $\Delta \exp(i\varphi)$  равна нулю). После отражения от соответствующей границы траектория меняется таким образом, что квазичастица движется в отрицательном потенциале спа-

ривания, т.е. фаза  $\varphi$  становится равной  $\pi$  (возможен и обратный процесс). Такие процессы приводят к появлению в спектре квазичастичных возбуждений состояний, которые соответствуют строго нулевой энергии (см. детали в работе [5]). Данные состояния и называются андреевскими связанными состояниями — они локализируются в пределах нескольких длин когерентности вблизи соответствующей границы. Таким образом, квазичастичный спектр возбуждений сверхпроводника с  $d$ -волновым типом спаривания может содержать такие особые состояния только вблизи некоторых границ, а вдали от них такие состояния в спектре отсутствуют. Фактически, андреевские состояния являются прямым следствием изменения знака параметра порядка в  $d$ -волновом сверхпроводнике. Именно поэтому их образование невозможно вблизи геометрических границ в  $s$ -волновом сверхпроводнике, в котором знак параметра порядка всюду остается неизменным.

Обсудим особенности ориентации границ  $d$ -волнового сверхпроводника, оптимальных для образования андреевских связанных состояний. Данная ориентация границ определяется их взаимным расположением относительно осей сверхпроводника  $a$  и  $b$ , лежащих в плоскости  $(ab)$ , в которой происходит изменение знака сверхпроводящего параметра порядка при изменении азимутального угла. Вдоль осей  $a$  и  $b$  модуль параметра порядка  $\Delta$  (энергетическая щель в спектре квазичастичных возбуждений сверхпроводника) оказывается максимальным. Вдоль линий, проходящих под углом  $45^\circ$  к осям  $a$  и  $b$ ,  $\Delta$  принимает минимальное значение, равное нулю при  $T = 0$ . Такие направления называются нодальными. При этом ось  $c$  сверхпроводника ориентирована перпендикулярно плоскости  $(ab)$ , и от нее обычно отсчитывается полярный угол. В пространстве  $(abc)$  вдоль соответствующих осей  $a$ ,  $b$  и  $c$  можно определить постоянные кристаллической решетки сверхпроводника. В высокотемпературном сверхпроводящем (ВТСП) соединении  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$  (YBCO) — частном случае сверхпроводника с  $d$ -волновым типом спаривания — значения постоянных решеток вдоль осей  $a$ ,  $b$  и  $c$  в орторомбической фазе следующие: 3.828 Å, 3.888 Å и 11.65 Å, соответственно [6]. Наиболее выгодные условия, при которых в квазичастичном спектре возбуждений сверхпроводника формируются андреевские связанные состояния, возникают вблизи границы с ориентацией  $[110]$ . В этом случае одно из нодальных направлений оказывается перпендикулярным данной границе, а оси  $a$  и  $b$  повернуты к ней под углом  $45^\circ$ . Данные состояния также возникают и в случае любого острого угла между границей и осью  $a$  (или  $b$ ). Однако, такие состояния отсутствуют для более тривиальных ориентаций границ (например,  $[100]$  или  $[010]$ ), когда оси  $a$  и  $b$  направлены строго вдоль и/или перпендикулярно границе. В данном случае траектории квазичастиц до и после отражения соответствуют одной и той же фазе параметра порядка. Рассмотренные частные случаи подробно изучены в работе [5] на основе решения нестационарных уравнений Боголюбова-де Жена.

Непосредственным экспериментальным подтверждением наличия андреевских связанных состояний является пик проводимости  $dI/dV$  при нулевом смещении (напряжение  $V = 0$ ), широко наблюдаемый вблизи некоторых специально-ориентированных границ пленок YBCO [7].

Данные состояния могут влиять на экранирование внешнего магнитного поля, что особенно существенно при низких температурах. Действительно, андреевские состояния приводят к следующему вкладу в плотность состояний:  $N(\varepsilon) \propto \delta(\varepsilon)$  (см. детали в работе [5], а также см. обзор [8]). Подставляя данную зависимость в выражение для сдвига лондоновской длины  $\Delta\lambda(T) = \lambda(T) - \lambda(0)$  (см., например, работу [9] и ссылки в ней)

$$\frac{\Delta\lambda(T)}{\lambda(0)} = - \int_{-\infty}^{\infty} \frac{N(\varepsilon)}{N(0)} \frac{\partial f}{\partial \varepsilon} d\varepsilon, \quad (1)$$

получим  $\lambda(T) \propto \frac{1}{T}$ , где  $f = \frac{1}{1 + \exp(\varepsilon/k_B T)}$  — функция Ферми-Дирака,  $\varepsilon = E - E_F$  — энергия квазичастиц,  $E_F$  — энергия Ферми. Такая гиперболическая зависимость лондоновской длины, характерная при низких температурах, соответствует возникновению парамагнитных токов, текущих вблизи границы. Действительно, наличие этих токов приводит к подавлению экранирующих свойств сверхпроводника, что демонстрируется увеличением  $\lambda$  при уменьшении  $T$ . Обнаружение и исследование этих состояний оказывается крайне важным, поскольку позволяет сделать более надежный вывод о типе спаривания в том или ином материале.

Экспериментально андреевские связанные состояния были обнаружены на основе измерения температурной зависимости лондоновской длины в образцах на основе YBCO в нескольких работах (см., например, [9,10]). В цитируемых работах создавались границы со специальной ориентацией относительно осей  $a$  и  $b$ , что достигалось в результате сложной геометрии изготовленных монокристаллических образцов [9], а также в результате облучения отдельными высокоэнергетичными ионами под определенными углами [10]. В итоге, на экспериментальной зависимости  $\lambda(T)$  был обнаружен подъем лондоновской длины ниже температур порядка 10 К.

Оказывается, что влияние андреевских состояний приводит к существенным изменениям в нелинейном отклике сверхпроводников при низких температурах. При достаточно высоких напряженностях внешнего поля  $H$ , лондоновская длина  $\lambda$  становится функцией не только температуры  $T$ , но и напряженности поля  $H$ . В этом заключается нелинейный эффект Мейснера [11,12]. Это приводит к возможности исследования не только линейных свойств сверхпроводников, но и нелинейных. В  $d$ -волновых сверхпроводниках нелинейный отклик должен возрастать при уменьшении температуры по закону  $1/T$ , тогда как в  $s$ -волновом сверхпроводнике при низких температурах он отсутствует [12]. В реальных экспериментах обнаружение подобных низкотемпературных особенностей для эпитаксиальных пленок на основе

YBCO оказывается проблематичным. Это может быть связано с пространственными флуктуациями осей пленок  $a$ ,  $b$  и  $c$ , естественными неоднородностями, а также с некоторыми техническими ограничениями имеющегося измерительного оборудования. В частности, существует верхний предел на амплитуду задающего сигнала и нижний предел на температуру, который обычно определяется температурой кипения жидкого гелия — 4.2 К. Наличие андреевских связанных состояний в  $d$ -волновом сверхпроводнике сопровождается гораздо более сильным возрастанием нелинейного отклика при уменьшении  $T$ , которое соответствует степенному закону по  $1/T$  (см. детали в работе [13]). Действительно, как показано в цитируемой работе, нелинейный отклик (сверхток на третьей гармонике основной частоты) оказывается пропорциональным интегралу

$$\eta = \int_{-\infty}^{\infty} N(\varepsilon) \frac{\partial^3 f}{\partial \varepsilon^3} d\varepsilon. \quad (2)$$

Как было отмечено выше, андреевские связанные состояния приводят к следующему вкладу в плотность состояний:  $N(\varepsilon) \propto \delta(\varepsilon)$ . Подставляя данную зависимость в выражение (2), получим  $\eta_3 \propto \frac{1}{T^3}$ .

Таким образом, андреевские связанные состояния могут привести к возможности экспериментального обнаружения нелинейного низкотемпературного отклика в эпитаксиальных пленках YBCO и других ВТСП. Это является альтернативной методикой для диагностики сверхпроводящего спаривания в том или ином образце по сравнению с изучением линейных свойств сверхпроводников (измерением температурной зависимости лондоновской длины  $\lambda(T)$  [3]). Тем не менее, не во всех ВТСП-образцах с оптимально-ориентированными границами (оси  $a$  и  $b$  повернуты к границам под углом  $45^\circ$ ) удавалось обнаружить низкотемпературные особенности нелинейного отклика. В настоящей работе мы провели локальное исследование нелинейного отклика тонких пленок YBCO в рамках специальной методики — нелинейной ближнепольной СВЧ-микроскопии. Для случая пленок с оптимально-ориентированными границами нам удалось обнаружить возрастание нелинейного СВЧ-отклика при низких температурах. Полученные экспериментальные результаты находятся в соответствии с данными, обнаруженными в рамках индукционного метода измерения температурной зависимости лондоновской длины.

## 2. Изготовление образцов

В настоящей работе мы исследовали образцы четырех типов: тип А (квадратные двухслойные структуры YBCO/Au, в которых оси  $a$  и  $b$  пленки YBCO повернуты к границам под углом  $45^\circ$ ), тип В (квадратные двухслойные структуры YBCO/Au, в которых оси  $a$  и  $b$  пленки YBCO направлены вдоль/перпендикулярно границам),

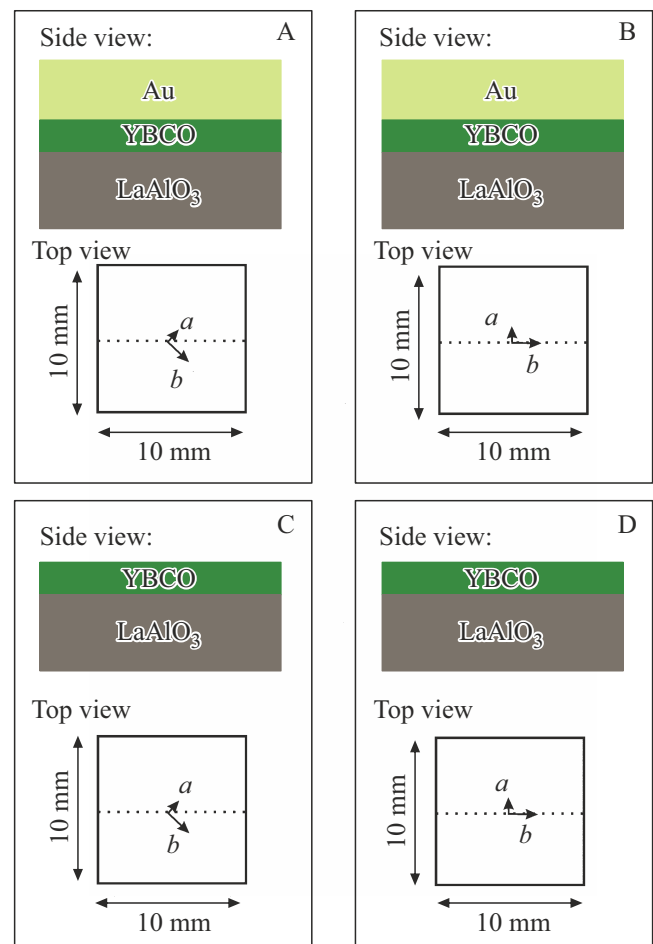


Рис. 1. Схематические изображения исследуемых образцов типов А, В, С и D.

тип С (пленка YBCO, в которых оси  $a$  и  $b$  повернуты к границам под углом  $45^\circ$ ), тип D (пленка YBCO, в которых оси  $a$  и  $b$  направлены вдоль/перпендикулярно границам). Все образцы напылялись на подложку из алюмината лантана  $\text{LaAlO}_3$ . Их схематические изображения представлены на рис. 1. Толщины пленок YBCO менялись от  $d = 2 \text{ nm}$  до  $d = 20 \text{ nm}$ . Толщина верхнего слоя золота Au (для образцов типов А и В) составляла  $20 \text{ nm}$ . Для более толстых пленок сигнал при низких температурах невозможно обнаружить на фоне шумов в рамках установки для проведения нелинейной ближнепольной СВЧ-микроскопии из-за технических ограничений имеющегося измерительного оборудования. К тому же, нелинейный сигнал сильно зависит от плотности сверхтока, которая уменьшается с увеличением толщины пленки, что приводит к сильному подавлению нелинейного отклика при низких температурах. Выбор столь малых толщин пленок YBCO для исследований в рамках индукционного метода обусловлен сильной экранировкой магнитного поля, что аналогично приводит к проблеме выделения полезного сигнала на фоне шумов. Более того, парамагнитные токи, оказывается, возможно

обнаружить на фоне диамагнитных токов только при достаточном подавлении последних. Это накладывает еще более жесткие ограничения на толщину пленок YBCO.

Обсудим детали изготовления образцов типов А и В. На подложку  $\text{LaAlO}_3$  в виде диска диаметром 32 mm напылялась пленка YBCO с определенной толщиной  $d$ . Проведя рентгеноструктурные исследования, мы изучили ориентацию осей  $a$  и  $b$  в пленке. Далее было необходимо создать максимально ровные и оптимально-ориентированные границы пленки. Для этого на пленку YBCO напылялся слой золота Au толщиной 20 nm. Затем образец приклеивался с помощью воска к специальной пластине для того, чтобы оставаться неподвижным при дальнейших технических операциях. Склеивание образца с пластиной происходило со стороны верхнего слоя Au. Далее по обратной стороне подложки под микроскопом делались необходимые срезы алмазным скрайбером так, чтобы в горизонтальной плоскости получился квадрат размерами 10 mm  $\times$  10 mm. Затем структура отклеивалась, воск удалялся. После этого образец механически ломался вдоль сделанных срезов. Таким образом, мы имели серию квадратных бислоев типа А (толщины  $d = 20, 17, 10, 6, 2$  nm) и типа В (толщины  $d = 2$  nm).

Образцы типов С и D были изготовлены более простым способом. На предварительно вырезанную квадратную подложку  $\text{LaAlO}_3$  (с размерами 10 mm  $\times$  10 mm) напылялась пленка YBCO с толщиной  $d = 4$  nm. Пленка типа С и типа D отличались друг от друга ориентацией границ по отношению к осям  $a$  и  $b$  (см. выше).

Проведем сопоставление толщин изготовленных пленок YBCO в образцах типов А, В, С и D с фундаментальными масштабами длины — лондонской длиной  $\lambda_{ab}(0)$ , а также со сверхпроводящей длиной когерентности  $\xi_{ab}(0)$ . Для данного ВТСП характерны следующие значения:  $\lambda_{ab}(0) = 139$  nm [14] и  $\xi_{ab}(0) = 1.6$  nm [15]. Таким образом, толщины  $d$  исследуемых сверхпроводящих пленок оказываются в интервале:  $\xi_{ab}(0) < d \ll \lambda_{ab}(0)$ , который соответствует пределу тонких или даже ультратонких сверхпроводящих пленок (см., например, [1]).

### 3. Экспериментальные методы исследования

В настоящей работе мы использовали две экспериментальные бесконтактные методики. Краткие описания каждой из них представлены ниже.

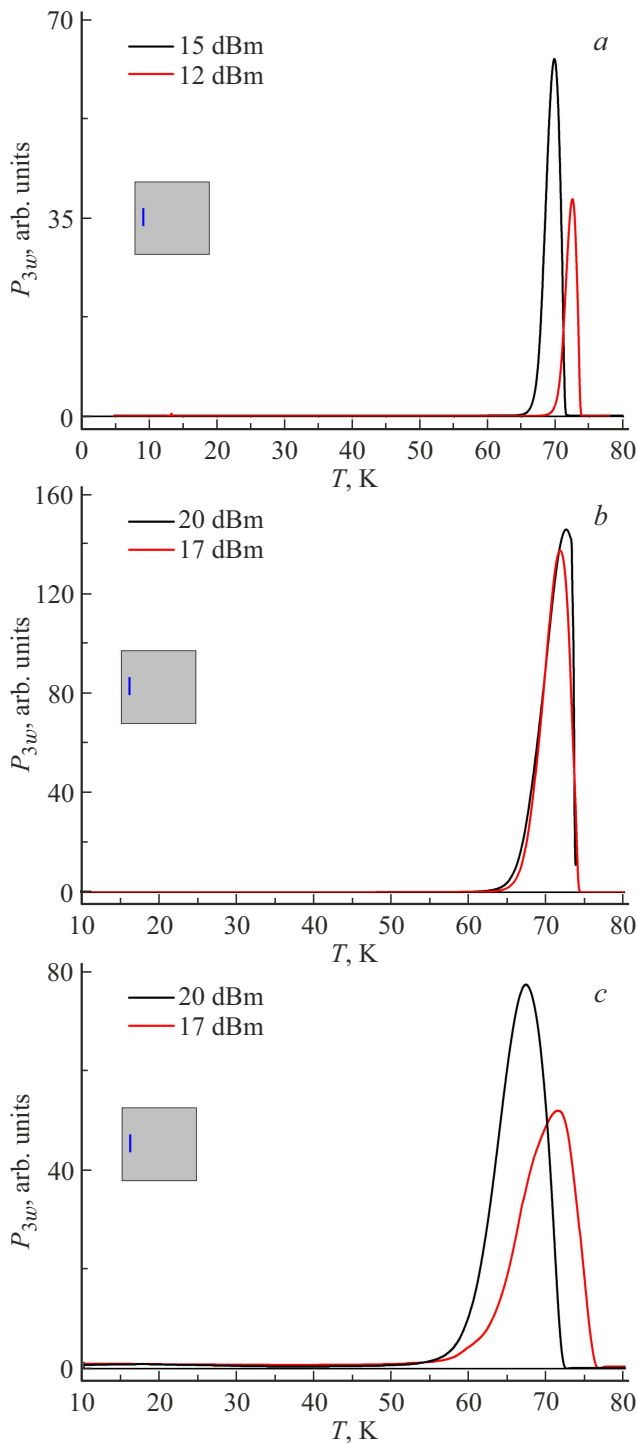
Для большей части наших исследований мы применили локальную методику измерений нелинейного СВЧ-отклика сверхпроводника, использующую ближнепольный зонд с индуктивной связью [16]. Данная методика позволяет изучать генерацию третьей гармоники основной частоты сверхпроводника в широком температурном интервале (4–90 K). СВЧ-генератор является источником сигнала в частотном диапазоне от 0.03 до 1.2 GHz. В эксперименте частота первой гармоники

была фиксирована и составляла 472 MHz. Данный СВЧ-сигнал, распространяющийся по коаксиальному кабелю, подавался на зонд — медную проволочку диаметром 50  $\mu\text{m}$  и длиной 1 mm. В результате возникал высокочастотный ток, который создавал квазистатическое магнитное поле, локализованное на масштабах порядка размера зонда. При взаимодействии высокочастотного поля с исследуемым образцом из-за нелинейных свойств сверхпроводника в спектре отраженного сигнала возникают высшие гармоники основной частоты. При этом следует заметить, что ближнепольный зонд использовался как для создания СВЧ-поля, так и для регистрации отклика сверхпроводника на электромагнитное излучение. Для предотвращения электрического контакта зонда с исследуемым образцом, приводящего к генерации паразитного сигнала на частоте третьей гармоники, на образец помещалась тефлоновая пленка толщиной 10  $\mu\text{m}$ . В экспериментах мы также использовали систему позиционирования, которая позволяет проводить сканирование образца в плоскости пленки. Управление этой системой осуществлялось механически с помощью специальных винтов.

Второй (индукционный) метод, использованный в нашей работе, связан с исследованием линейных свойств образцов — методика „2 катушки“ [3,4]. В рамках данной экспериментальной методики исследуемая пленка помещалась между двумя катушками — возбуждающей и приемной. Переменное высокочастотное магнитное поле (частота 30 kHz) генерировалось в возбуждающей катушке, а регистрировалось в приемной. При температурах ниже критической, магнитное поле, создаваемой первой катушкой, сильно экранируется исследуемой сверхпроводящей пленкой. В результате магнитное поле, принимаемое второй катушкой, оказывается сильно подавленным, что определяется по сигналу ЭДС данной катушки. Таким образом, мы изучили поведение лондонской длины в широком температурном интервале — от 100 до 2 K. Понизить температуру ниже температуры кипения жидкого гелия 4.2 K нам удалось с помощью использования специального насоса, применяя метод откачки. Следует заметить, что данная экспериментальная методика является интегральной, поскольку позволяет регистрировать линейный отклик сверхпроводника не локально, а со всей поверхности пленки.

### 4. Результаты и обсуждение

Начнем данный раздел с представления температурных зависимостей мощности третьей гармоники  $P_{3w}$ , полученных в рамках нелинейной ближнепольной СВЧ-микроскопии. На рис. 2 представлены зависимости  $P_{3w}(T)$  для образцов типа А с толщинами  $d = 20, 17$  и 10 nm. Для каждого из образцов представлено два графика, соответствующие разным задающим мощностям (указаны на рис. 2 для каждого случая). Во всех трех примерах демонстрируется наличие одного острого пика



**Рис. 2.** Зависимости  $P_{3w}(T)$  для образцов типа А с разными толщинами пленки YBCO: (а)  $d = 20$  nm, (b)  $d = 17$  nm и (с)  $d = 10$  nm. Значения задающих мощностей указаны для каждого случая. Ориентация зонда относительно границы также представлена.

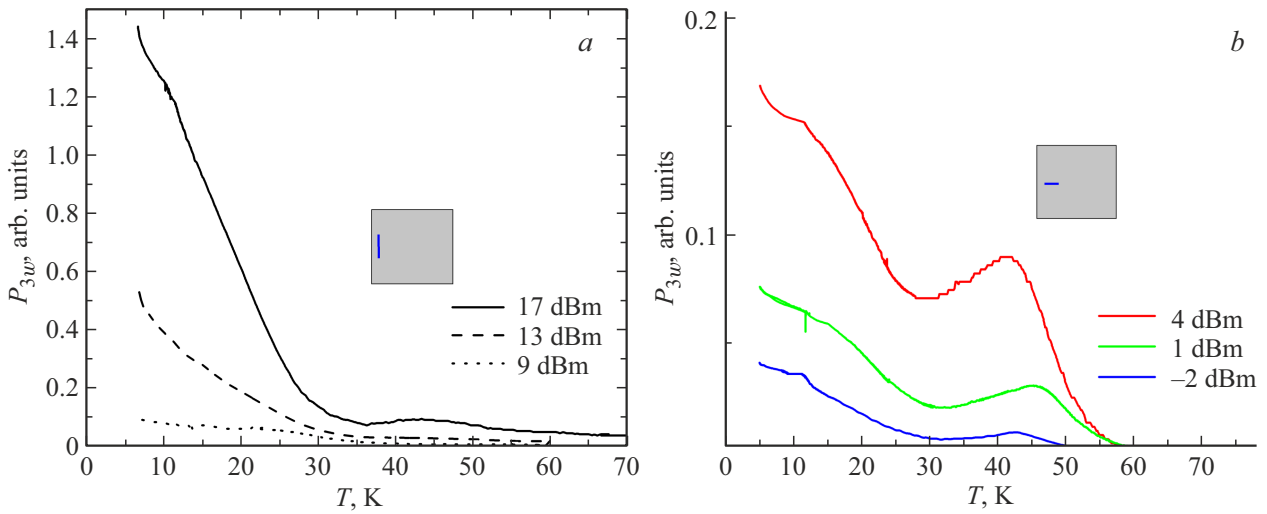
вблизи критической температуры  $T_c$ . Под критической температурой здесь понимается максимальное значение температуры, ниже которой возникает нелинейность (детали см. в [16]). При понижении температуры до 4 К

сигнал невозможно обнаружить на фоне шумов из-за технических ограничений имеющегося измерительного оборудования, как было отмечено во введении. При уменьшении толщины пленки происходит уменьшение амплитуды пика и его уширение. Наиболее наглядно это демонстрируется при сравнении графиков, соответствующих  $d = 17$  nm (рис. 2, b) и  $d = 10$  nm (рис. 2, c), которые построены для одних и тех же значений входной мощности — 17 и 20 dBm. При этом критическая температура  $T_c$  остается практически неизменной для всех трех пленок. Она оказывается порядка 75 К и слегка меняется (в пределах 5 К) для каждой пленки при изменении амплитуды задающего сигнала. Необходимо заметить, что в данных примерах использовалась одна и та же ориентация зонда, такая, что возбуждающий ток протекал параллельно границе, вблизи которой регистрировался нелинейный отклик (показано на рис. 2 для каждого случая).

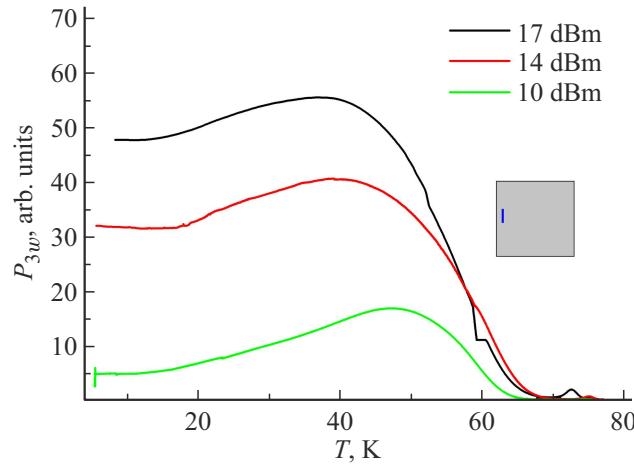
Ситуация качественно меняется для более тонких пленок YBCO. На рис. 3 представлены графики  $P_{3w}(T)$  для образцов типа А с толщиной пленки YBCO  $d = 2$  nm. Графики отличаются ориентацией зонда по отношению к границе (показаны на рисунке для каждого случая). На фоне невысокого и достаточно широкого пика, при низких температурах возникает нелинейный сигнал, который возрастает при уменьшении  $T$ . Картина сохраняется для разных значений входных мощностей (указаны на рисунке). Заметим, что для ориентации зонда вдоль границы (см. рис. 3, a), нелинейный сигнал оказывается существенно выше, чем в случае, представленном на рис. 3, b. Обнаруженная особенность говорит о локальном усилении сверхтока вблизи границы, что может быть продемонстрировано на основе аналитических расчетов, выполненных в работе [16].

Причиной эффекта может быть формирование андреевских связанных состояний, возникающих вблизи границ пленки, в частности вблизи той, где расположен измерительный зонд (см. введение и работу [13]), поскольку в данном образце границы пленки YBCO оказываются ориентированными по отношению к осям  $a$  и  $b$  под углом  $45^\circ$ . В целях подтверждения данного утверждения мы провели аналогичные исследования для образцов типа В, в которых толщины  $d$  пленки YBCO составляли также 2 nm, а оси  $a$  и  $b$  пленки YBCO направлены вдоль/перпендикулярно границам образца (см. графики на рис. 4). Видно, что возрастания нелинейного сигнала при уменьшении температуры в данном случае не происходит.

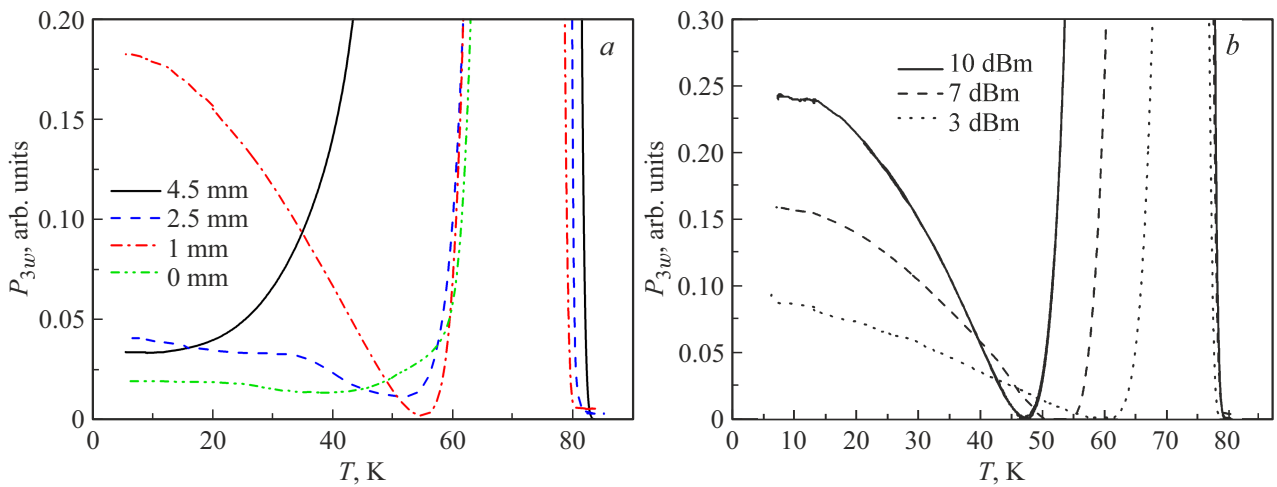
В работе проведены аналогичные исследования для образцов типа А, в которых толщина пленки YBCO оказывается несколько больше ( $d = 6$  nm). На рис. 5, a представлены зависимости  $P_{3w}(T)$  для заданной входной мощности, полученные в разных точках вдоль линии, проходящей через центр пленки перпендикулярно границе, вблизи которой изучался нелинейный сигнал. Ориентация зонда была выбрана также параллельно границе. На рис. 5, a указаны расстояния для места расположения



**Рис. 3.** Зависимости  $P_{3w}(T)$  для образцов типа А с толщиной пленки YBCO  $d = 2$  nm для разных ориентаций зонда относительно границы: (а) вдоль границы и (b) перпендикулярно границе. Значения задающих мощностей указаны для каждого случая.

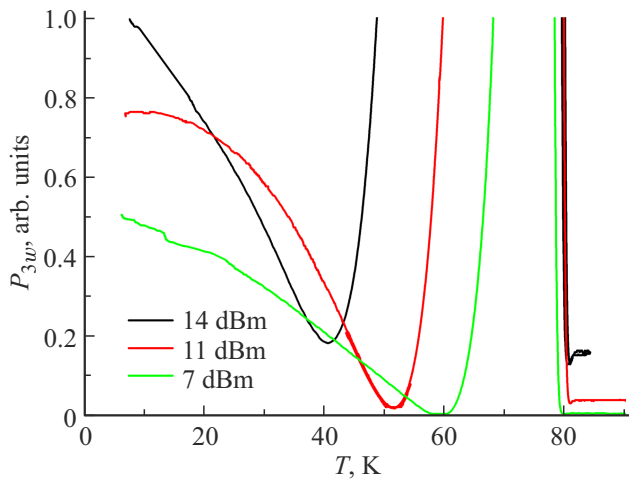


**Рис. 4.** Зависимость  $P_{3w}(T)$  для образца типа В с толщиной пленки YBCO  $d = 2$  nm для ориентации зонда вдоль границы. Значения задающих мощностей указаны.

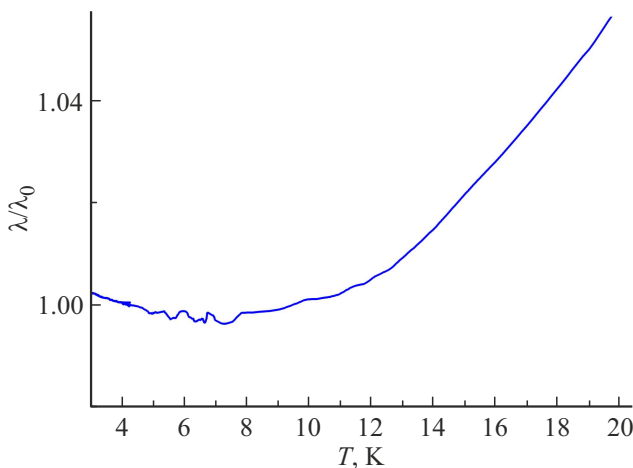


**Рис. 5.** Зависимости  $P_{3w}(T)$  для образцов типа А с толщиной пленки YBCO  $d = 6$  nm. (а) зависимости в разных точках вдоль линии, проходящей через центр пленки перпендикулярно границе, вблизи которой изучался нелинейный сигнал. Указаны расстояния для места расположения зонда в миллиметрах, начиная от самой границы, которая соответствует значению 0 mm; (b) зависимости для места расположения зонда (1 mm от границы) для разных входных мощностей (их значения указаны). Ориентация зонда была выбрана вдоль границы.





**Рис. 6.** Зависимость  $P_{3w}(T)$  для образца типа С с толщиной пленки YBCO  $d = 4$  nm для ориентации зонда вдоль границы. Значения задающих мощностей указаны.



**Рис. 7.** Температурная зависимость нормированной лондоновской длины  $\lambda(T)/\lambda_0$ , где  $\lambda_0 = \lambda(T = 4 \text{ K})$ .

зонда, начиная от самой границы, которая соответствует значению 0 mm. Ввиду электродинамического усиления сигнала, упомянутого выше, наибольший эффект возникает на расстоянии порядка 1 mm от границы. Для данного расположения зонда были также проведены дополнительные исследования нелинейного отклика для разных входных мощностей (см. рис. 5, b). Во всех примерах наблюдается существенное возрастание зависимости  $P_{3w}(T)$  при уменьшении температуры.

Далее в рамках нелинейной ближнепольной СВЧ-микроскопии были исследованы образцы типов С и D. Как было описано выше, в данных образцах, пленка YBCO имела толщину  $d = 4$  nm. Для образцов типа D (оси  $a$  и  $b$  направлены вдоль/перпендикулярно границам) возрастание мощности третьей гармоники при уменьшении температуры отсутствовало, как и ожидалось. Для образцов типа С (оси  $a$  и  $b$  повернуты к

границам под углом  $45^\circ$ ) было обнаружено возрастание зависимости  $P_{3w}(T)$  при уменьшении температуры, что демонстрируется на рис. 6. При этом зонд был ориентирован вдоль границы на расстоянии порядка 2 mm от нее. Предполагается, что для более тонкой пленки YBCO эффект должен проявиться еще сильнее. В этом случае ожидается, что высокотемпературная фаза будет подавлена, и в зависимости  $P_{3w}(T)$  будет наблюдаться только пик, соответствующий  $T_c \approx 60$  K (низкотемпературная фаза).

Для образцов типа С также проведены исследования в рамках индукционной методики „2 катушки“. На рис. 7 показана зависимость лондоновской длины (в относительных единицах) от температуры. Видно, что при температурах ниже 7–8 K возникает подъем данной зависимости. Обнаруженная особенность в зависимости  $\lambda(T)$  может быть также связана с возникновением андреевских состояний (см. аналогичные результаты в работах [9,10]).

Оказалось достаточно неожиданным то, что андреевские состояния могут возникнуть в образце типа С, поскольку качество границ пленки YBCO в нем существенно ниже по сравнению со случаем образцов типа А и В ввиду естественных ограничений технологии напыления (см. детали изготовления образцов выше). Тем не менее, эффект наблюдается, причем в рамках обеих экспериментальных методик.

## 5. Заключение

В настоящей работе обнаружено возрастание нелинейного отклика и лондоновской длины при уменьшении температуры для тонких пленок YBCO. Обнаруженный эффект может быть связан с наличием андреевских состояний, возникающих вблизи оптимально-ориентированных границ пленок. Дальнейшее исследование данного эффекта в рамках нелинейной ближнепольной СВЧ-микроскопии открывает широкие перспективы, такие как развитие экспериментальной методики по диагностике типа сверхпроводящего спаривания в тонких пленках различных сверхпроводников.

## Благодарности

Авторы благодарят А.С. Мельникова за многократное обсуждение результатов работы, ценные советы и рекомендации.

## Финансирование работы

Исследование выполнено в рамках госзадания ИПФ РАН. В работе использовано оборудование ЦКП ИФМ РАН.

## Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

## Список литературы

- [1] D. Saint-James, G. Sarma, E.J. Thomas. Type II Superconductivity. Pergamon. N. Y. (1969).
- [2] P.J. Hirschfeld, N. Goldenfeld. Phys. Rev. B **48**, 4219 (1993).
- [3] J.H. Claassen, M.E. Reeves, R.J. Soulen. Rev. Sci Instrum. **62**, 996 (1991).
- [4] А.В. Антонов, А.И. Елькина, В.К. Васильев, М.А. Галин, Д.В. Мастеров, А.Н. Михайлов, С.В. Морозов, С.А. Павлов, А.Е. Парафин, Д.И. Тетельбаум, С.С. Уставщиков, П.А. Юнин, Д.А. Савинов. ФТТ **62**, 9, 1434 (2020).
- [5] C.R. Hu. Phys. Rev. Lett. **72**, 1526 (1994).
- [6] R.J. Cava, A.W. Hewat, E.A. Hewat. Physica C **165**, 419 (1990).
- [7] M. Aprili, E. Badica, L.H. Greene. Phys. Rev. Lett. **83**, 4630 (1999).
- [8] R. Prozorov, R.W. Giannetta. Supercond. Sci. Technol. **19**, R41 (2006).
- [9] A. Carrington, F. Manzano, R. Prozorov, R.W. Giannetta, N. Kameda, T. Tamegai. Phys. Rev. Lett. **86**, 1074 (2001).
- [10] H. Walter, W. Prusseit, R. Semerad, H. Kinder, W. Assmann, H. Huber, H. Burkhardt, D. Rainer, J.A. Sauls. Phys. Rev. Lett. **80**, 3598 (1998).
- [11] S.K. Yip, J.A. Sauls. Phys. Rev. Lett. **69**, 2264 (1992).
- [12] T. Dahm, D.J. Scalapino. Appl. Phys. Lett. **69**, 4248 (1996).
- [13] A. Zare, T. Dahm, N. Schopohl. Phys. Rev. Lett. **104**, 237001 (2010).
- [14] A. Schilling, F. Hulliger, H.R. Ott. Physica C **168**, 272 (1990).
- [15] U. Welp, W.K. Kwok, G.W. Grabtree, K.G. Vandervoort, J.Z. Liu. Phys. Rev. Lett. **62**, 1908 (1989).
- [16] А.Ю. Аладышкин, А.А. Андронов, Е.Е. Пестов, Ю.Н. Ноздрин, В.В. Курин, А.М. Куколо, Р. Монако, М. Боффа. Изв. вузов. Радиофизика XLVI № 2, 123 (2003).

Редактор К.Е. Емцев