

## Критерий определения верхних критических полей $H_{c2}$ в тонких пленках YBCO с разной дозой ионного облучения

© А.В. Антонов<sup>1</sup>, Д.В. Мастеров<sup>1</sup>, А.Н. Михайлов<sup>2</sup>, С.В. Морозов<sup>1</sup>, С.А. Павлов<sup>1</sup>, А.Е. Парафин<sup>1</sup>,  
Д.И. Тетельбаум<sup>2</sup>, С.С. Уставщиков<sup>1,2</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 17 апреля 2023 г.

В окончательной редакции 17 апреля 2023 г.

Принята к публикации 11 мая 2023 г.

Проведены магнитотранспортные исследования тонких пленок  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$  (YBCO) во внешних перпендикулярных магнитных полях  $H$ . Исследования проведены как для исходных образцов, так и для образцов после внешнего воздействия. В качестве внешнего воздействия использовалось облучение ионами ксенона. Изучены особенности уширения сверхпроводящего перехода пленок YBCO (исходных и облученных). Уширение сверхпроводящего перехода проанализировано в зависимости от внешнего магнитного поля  $H$ , а также от дозы облучения  $n_D$ . При обработке экспериментальных данных  $R(H, T)$  отдельное внимание уделено критерию определения температурной зависимости верхнего критического поля  $H_{c2}(T)$ . Критерий проанализирован в зависимости от концентрации дефектов в пленке, соответствующей определенному значению  $n_D$ . Выяснено, что для исходного образца  $H_{c2}$  следует определять по уровню сопротивления  $R = 0.4R_N$  внутри сверхпроводящего перехода, где  $R_N = R(T = 100 \text{ K})$ . При постепенном увеличении  $n_D$  данный уровень сопротивления уменьшается. При достаточно высоких дозах облучения  $n_D > 7 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$  линию фазового перехода  $H_{c2}(T)$  необходимо определять по уровню  $R \approx 0$ .

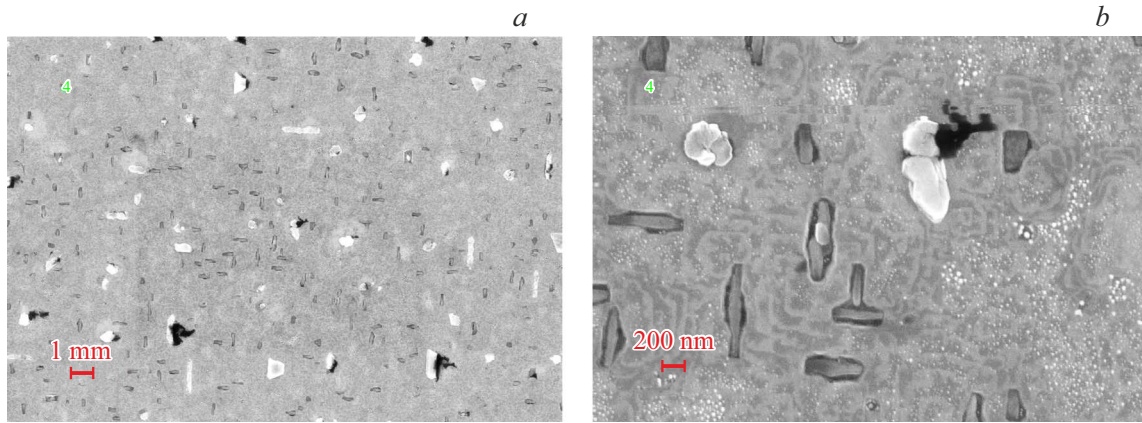
**Ключевые слова:** тонкие пленки, ВТСП, облучение ионами ксенона, магнитотранспортные исследования, уширение сверхпроводящего перехода, верхнее критическое поле, линия фазового перехода, формула Тинкхама, вихри Абрикосова.

DOI: 10.21883/FIT.2023.06.55642.23H

### 1. Введение

Переход в сверхпроводящее состояние является фазовым переходом второго рода [1]. На плоскости внешнее магнитное поле  $H$  — температура  $T$  линия фазового перехода между нормальной и сверхпроводящей фазами описывается температурной зависимостью верхнего критического поля  $H_{c2}(T)$ . С теоретической точки зрения переход в сверхпроводящее состояние должен приводить к резкому исчезновению сопротивления  $R$ . Однако, рассматривая типичные экспериментальные данные, полученные в результате транспортных измерений, следует отметить, что скачкообразного уменьшения  $R$  до нуля не происходит. Резистивные переходы  $R(T)$  всегда уширены, особенно в присутствии внешнего магнитного поля  $H$ . Обычно уширение является следствием движения вихрей Абрикосова, а именно их крипом и течением (см. [2] и [3] соответственно). Уширение сверхпроводящего перехода также можно объяснить и другими механизмами — пространственной неоднородностью (например, изменением критической температуры  $T_{c0}$  [4]), сверхпроводящими флуктуациями [5], возникновением поверхностной сверхпроводимости [6], конкуренцией между различными типами локализованного зарождения

сверхпроводящего параметра порядка в магнитном поле  $H$  [7]. Возможное присутствие всех этих механизмов в магнитотранспортных измерениях приводит к неоднозначной интерпретации уширения сверхпроводящего перехода. Данное обстоятельство не позволяет определить фундаментальные параметры сверхпроводимости, такие как сверхпроводящие длины когерентности, поскольку неясно, какое именно сопротивление внутри сверхпроводящего перехода соответствует  $H = H_{c2}$ . Для определения верхних критических полей часто применяются следующие критерии  $R$ :  $R = 0.1R_N$ ,  $R = 0.5R_N$ ,  $R = 0.9R_N$ , где  $R_N$  — сопротивление в нормальном состоянии (см., например, работы [8–10]). В некоторых случаях критерий на  $R$  может быть устроен сложнее. В частности, это было продемонстрировано в работе [11]. Авторы изучали типичное сопротивление  $R$  внутри сверхпроводящего перехода, которое определяет линию фазового перехода  $H_{c2}(T)$  в сильно неупорядоченных тонкопленочных сверхпроводниках  $\text{In}/\text{InO}_x$  с критической температурой  $T_{c0} \approx 2 \text{ K}$ . В рамках двумерной теории Асламазова–Ларкина, они определили критерий  $R = (0.3–0.4)R_N$ , который зависит от толщины пленки и степени беспорядка. Здесь мы хотим подчеркнуть, что детальное изучение вопроса о соответствующем критерии для  $H_{c2}$



**Рис. 1.** Изображение поверхности исследуемой пленки YBCO во вторичных электронах, полученное в сканирующем электронном микроскопе (СЭМ).

необходимо для любого сверхпроводящего образца, особенно для неупорядоченных соединений. Случай высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) заслуживает особого внимания. Одним из наиболее интригующих сверхпроводящих свойств этих материалов является их чрезвычайно высокие значения верхнего критического поля  $H_{c2}$ . При этом сверхпроводящий переход в ВТСП обладает существенно неоднородным уширением в магнитном поле  $H$  — верхняя часть перехода имеет гораздо более слабую зависимость от  $H$ , чем в области вблизи дна, где  $R \approx 0$ . Данное обстоятельство, совместно с высокими значениями  $H_{c2}$ , делает экспериментальное определение  $H_{c2}$  в таких материалах крайне сложным. Вследствие этого, значения  $H_{c2}(0)$ , оцененные в рамках различных теоретических моделей (например, на основе модели Вертхамера [12]), могут варьироваться в широких пределах в зависимости от того или иного критерия на сопротивление  $R$  внутри сверхпроводящего перехода.

В настоящей работе мы провели исследование особенностей уширения сверхпроводящего перехода в ВТСП в сильных магнитных полях  $H$ . А именно, мы выполнили магнитотранспортные измерения сопротивления  $R(H, T)$  в плоскости  $(ab)$  для тонких эпитаксиальных пленок YBCO. На основе теоретической модели Тинкхама [13], мы изучили величину сопротивления  $R^*$ , которая отделяет уширение сверхпроводящего перехода, вызванное движением вихрей, от уширения, обусловленного другими механизмами, упомянутыми выше. Очевидно, что это именно тот уровень сопротивления на серии резистивных кривых  $R(H, T)$ , который соответствует  $H_{c2}$ . Действительно, переход из сверхпроводящего состояния в нормальное является фазовым переходом второго рода, а следовательно, происходит плавно при изменении внешних параметров ( $H$  и/или  $T$ ), а не скачкообразно. Данный переход связан с постепенным увеличением концентрации вихрей, которые начинают соприкасаться своими нормальными сердцевинами при  $H = H_{c2}$ . Нижняя часть сверхпроводящего перехода ( $0 < R < R^*$ )

определяется особенностями вихревого движения (их крипа и течения). В рамках настоящей статьи мы подробно изучаем вопрос определения величины  $R^*$  для исходных пленок YBCO, а также для облученных ионами ксенона с энергией 150 keV. Облучение проводилось в несколько этапов. Каждый из них характеризовался общей накопленной дозой  $n_D$ . Облученный образец обладал значительно более широким сверхпроводящим переходом в нулевом магнитном поле по сравнению с исходным. Уширение становилось более ярко выраженным с увеличением  $n_D$ . Это создавало дополнительные сложности при определении линии фазового перехода. Однако, нам удалось проанализировать влияние беспорядка на величину  $R^*$  и сформулировать критерий для определения полей  $H_{c2}$  в достаточно широком диапазоне доз  $n_D$ .

## 2. Изготовление образцов и ионное облучение

В настоящей работе исследовались высококачественные эпитаксиальные  $c$ -ориентированные пленки YBCO толщиной  $d = 50$  nm (ось  $c$  направлена перпендикулярно поверхности подложки). В качестве подложки использовался алюминат лантана  $\text{LaAlO}_3$  с кристаллографической ориентацией (001). На рис. 1 приведено изображение поверхности пленки, полученное с помощью сканирующего электронного микроскопа (СЭМ). Транспортные измерения были проведены с использованием стандартной четырехточечной схемы, реализованной с помощью мостиков, сформированных из исследуемой пленки. Мостики были получены с помощью ионного облучения через маску из фоторезиста, которая затем удалялась ацетоном. Исходные мостики обладали разными размерами, но одинаковым соотношением ширина/длина, равным 1/5. Контактные площадки были изготовлены методом термического напыления серебра через металлическую маску. Толщина слоя серебра равнялась 100 nm.

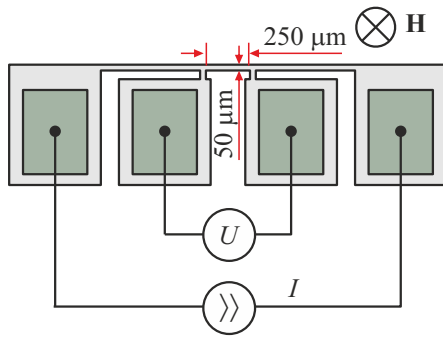


Рис. 2. Схематическое изображение исследуемого мостика.

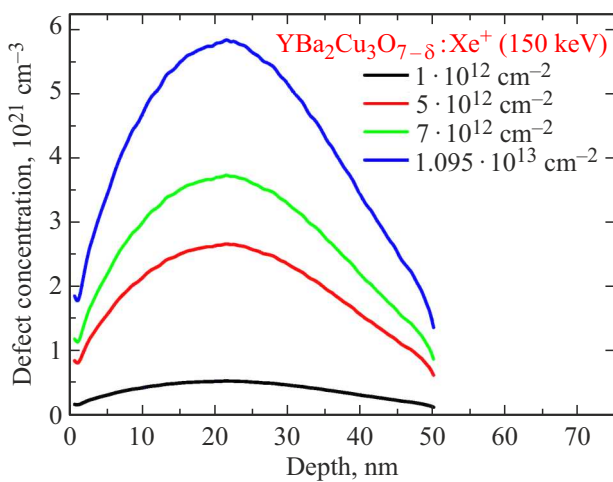


Рис. 3. Распределение концентрации дефектов по толщине пленки для разных доз облучения  $n_D$ , представленных на вставке.

Критическая температура  $T_{c0} = 89$  К, критическая плотность тока  $j_c = 4 \cdot 10^6$  А/см<sup>2</sup> при  $T = 77$  К. Вычисленное удельное сопротивление каждого мостика при температуре  $T = 100$  К составило величину  $100 \mu\Omega \cdot \text{см}$ , что соответствует оптимуму кислородного допирования пленки, т. е. значению  $x = 0.1$  в  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ . В рамках проведенных исследований мы использовали мост со следующими размерами: ширина  $50 \mu\text{м}$ , длина  $250 \mu\text{м}$  (см. рис. 2).

Заметим, что поверхностная морфология пленки несовершенна — она содержит множество структурных дефектов с характерными размерами в диапазоне от нескольких нм до сотен нм (см. типичные СЭМ-изображения поверхности пленки на рис. 1). Наиболее крупные из видимых дефектов называются преципитатами вторичных фаз (см. светлые и темные включения). Как правило, это оксиды меди и иттрия. Однако, как видно из рис. 1, среднее расстояние между ними в данном случае существенно превышает их характерный размер, и сверхпроводящий переход в нулевом магнитном поле оказывается довольно узким — около 1 К (см.

далее). Следовательно, образец можно рассматривать как квазиоднородную пленку с заданной критической температурой  $T_{c0}$  и определенным распределением центров пиннинга вихрей. Данное рассмотрение является основой теоретического описания экспериментальных зависимостей сопротивления  $R(H, T)$ , что представлено в следующих разделах.

Для создания образца с определенной концентрацией дефектов мы проводили облучение при комнатной температуре ионами ксенона ( $\text{Xe}^{2+}$ ) с энергией 150 keV. Выбор ионов  $\text{Xe}^{2+}$  обусловлен тем, что он химически неактивен, а масса атома ксенона существенно превышает атомные массы всех элементов, входящих в состав пленки. В этом случае отклонения траектории иона от нормали сравнительно малы, и создаваемую каждым ионом разупорядоченную область можно приближенно аппроксимировать цилиндром с осью, перпендикулярной поверхности (см. [14]). Было проведено несколько стадий ионного облучения, начиная со стартовой дозы  $n_D = 10^{12}$  см<sup>-2</sup>. В итоге максимальная накопленная доза составила  $n_D = 9.45 \cdot 10^{12}$  см<sup>-2</sup>. На рис. 3 представлены концентрации генерированных облучением пар Френкеля для различных доз  $n_D$ , рассчитанные с использованием программы SRIM [15]. Можно приближенно считать, что каждый ион создает квазицилиндрический дефектный кластер с некоторым характерным размером сечения (см. типичные оценки в работе [14]).

### 3. Детали эксперимента

Сопротивление образца (исследуемого мостика) измерялось стандартным четырехзондовым методом. Транспортный ток составлял  $1 \mu\text{А}$ . Резистивные измерения проводились при развертке магнитного поля до 12 Т в интервале температур от 100 К и ниже. Для создания магнитного поля использовалась криогенная система замкнутого цикла из двух криостатов, в одном из которых находился сверхпроводящий соленоид с отверстием диаметром 52 мм (Oxford Cryofree SC magnet), и в это отверстие вставлялся второй криостат (Oxford Optistat PT) с регулируемой температурой (от 1.6 К и выше), где располагался исследуемый образец. Температура  $T$  определялась по специальному калиброванному термометру с разрешением 50 мК. Магнитное поле  $H$  определялось с разрешением 12 Г.

Таким образом, для разных фиксированных значений температуры  $T$  мы нашли экспериментальные зависимости сопротивления  $R$  в плоскости  $(ab)$  от  $H$  для разных доз  $n_D$ . Заметим, что для проверки наших измерений мы также выбирали меньшее значение транспортного тока —  $0.1 \mu\text{А}$ . При этом никаких изменений в зависимостях  $R(H, T)$  обнаружено не было, что подтверждает обоснованность наших выводов, представленных в следующем разделе.

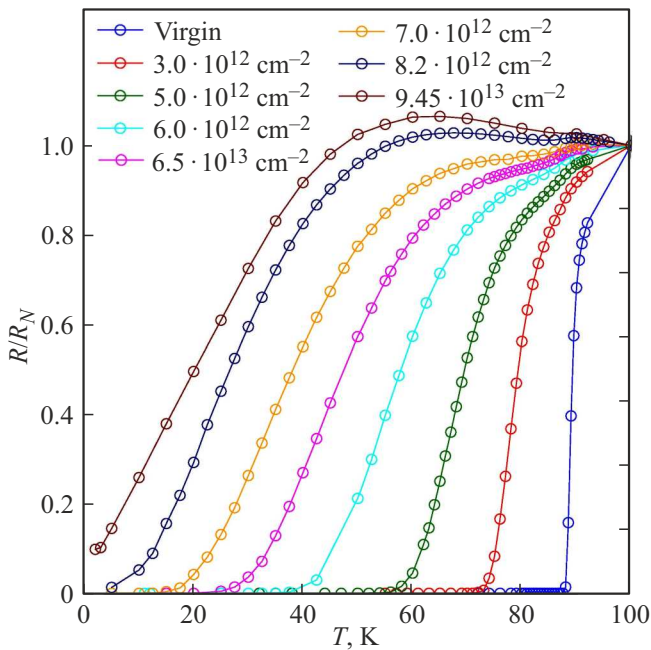


Рис. 4. Экспериментальные кривые  $R(T)/R_N$  для  $H = 0$  и различных значений  $n_D$ , представленных на вставке.

#### 4. Результаты и обсуждение

Начнем этот раздел с представления зависимостей  $R(T)$ , соответствующих  $H = 0$  и различным дозам  $n_D$  (см. рис. 4). Для выбранных доз  $n_D$ , температурная зависимость сопротивления пленки  $R$  соответствует поведению типичного металла, обладающего сверхпроводящим переходом. Сверхпроводящий переход уширяется при увеличении  $n_D$ . Все кривые на рис. 4 представлены для нормированных величин  $R(T)/R_N$ . В данной работе мы определяем  $R_N = R(100 \text{ К})$ , как начало нормального состояния. Нормальное состояние в YBCO характеризуется известной линейной температурной зависимостью сопротивления и незначительным магнитосопротивлением. Так для  $T = 100 \text{ К}$  зависимость  $R(H)$  крайне слабая в рассматриваемом интервале значений внешнего поля  $H$ :  $R(H) \approx R_N = \text{const}$  для каждой  $n_D$ . Мы приняли величину  $R_N$  за некое реперное значение, относительно которого будут проанализированы все дальнейшие резистивные зависимости. Очевидно, что величина  $R_N$  зависит от  $n_D$ . Данная зависимость представлена на рис. 5. В широком диапазоне значений  $n_D$  вплоть до  $5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$  зависимость  $R_N(n_D)$  оказалась квазилинейной. Обнаруженная при больших дозах нелинейность может быть связана с перекрытием дефектных кластеров, возникающих при облучении, поскольку при таких дозах латеральные размеры отдельных кластеров оказываются сравнимыми со средним расстоянием между ними (см. обсуждение в статье [14]). На рис. 5 также показана зависимость  $T_{c0}(n_D)$ . Наблюдается линейная зависимость критической температуры от дозы вплоть

до  $5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ ; при превышении этой дозы зависимость становится нелинейной, что может быть обусловлено перекрытием разупорядоченных областей.

Как было отмечено во введении, сверхпроводящий переход в ВТСП обладает существенно неоднородным уширением в магнитном поле  $H$ , причем верхняя часть перехода имеет гораздо более слабую зависимость от  $H$ , чем в области вблизи дна, где  $R \approx 0$ . Данная особенность может быть также продемонстрирована на рис. 6, на котором изображены экспериментальные зависимости  $R(H)/R_N$  для разных температур  $T$  внутри сверхпроводящего перехода. Действительно, наблюдается сильная зависимость сопротивления от магнитного поля для достаточно низких  $T$  и слабая полевая зави-

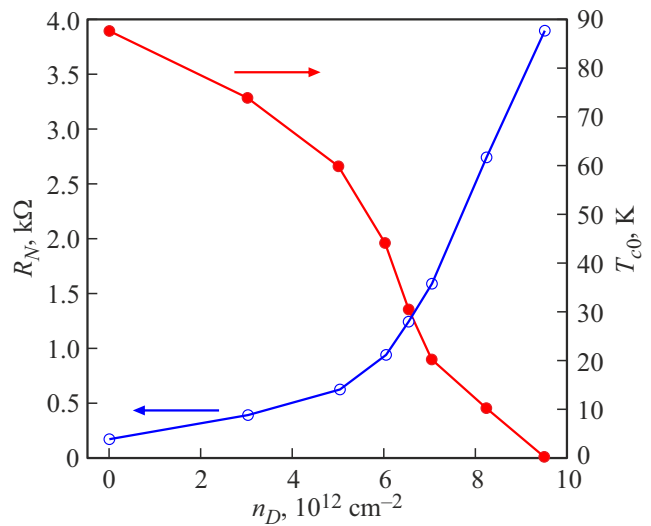


Рис. 5. Зависимости нормального сопротивления образца  $R_N = R(100 \text{ К})$  и критической температуры  $T_{c0}$  от дозы облучения  $n_D$ .

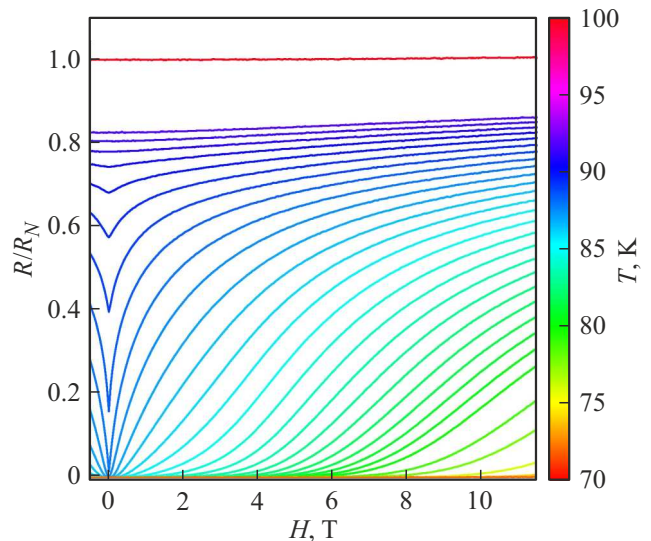


Рис. 6. Экспериментальные кривые  $R(H)/R_N$  для различных  $T$  и  $n_D = 0$  (исходный образец).

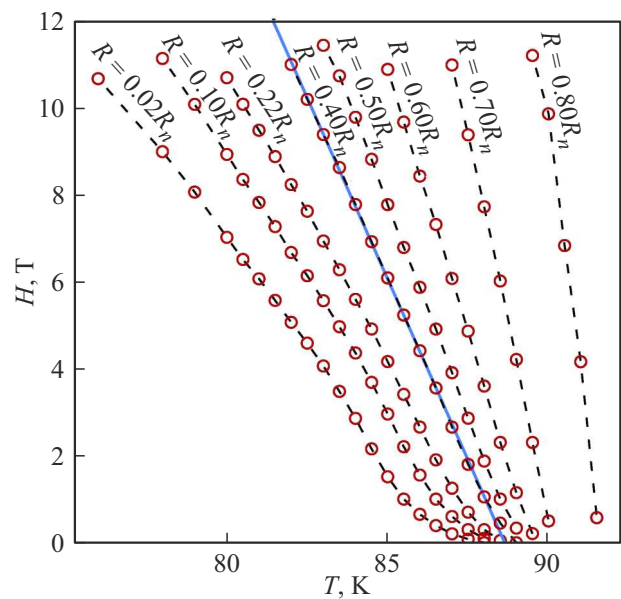
симось  $R(H)$  вблизи температур, близких к переходу в нормальное состояние. На данном рисунке мы отдельно представили кривую  $R(H)$  для  $T = 100$  К (обозначена красным цветом), чтобы определить начало нормального состояния. Ввиду высоких значений  $H_{c2}$  в YBCO выбор того или иного критерия на  $R$  ведет к широкому разбросу значений сверхпроводящей длины когерентности. В настоящей работе мы определили значение  $R = R^*$ , которое отделяет уширение сверхпроводящего перехода, вызванного движением вихрей, от уширения, обусловленного другими механизмами [4–6]. Именно данный уровень сопротивления  $R$  соответствует  $H_{c2}$ . Нижняя часть сверхпроводящего перехода ( $0 < R < R^*$ ) определяется особенностями вихревого движения (их крипа и течения). Согласно работе [13], данная часть сверхпроводящего перехода в ВТСП описывается следующей формулой:

$$R = R_N \cdot \left\{ I_0 \left[ A \left( 1 - T/T_{c0} \right)^{3/2} / H \right] \right\}^{-2}, \quad (1)$$

где  $I_0$  — модифицированная функция Бесселя,  $A$  — константа, связанная со свойствами пиннинга в сверхпроводнике. Из формулы (1) легко заметить, что для любого выбранного уровня  $R/R_N$ , линия фазового перехода  $H(T)$  оказывается нелинейной вблизи  $T_{c0}$ :  $H(T) \propto (1 - T/T_{c0})^{3/2}$ . Данная особенность (типичная для всех ВТСП) известна в литературе и обычно называется положительной кривизной критических полей вблизи  $T_{c0}$  (см., в частности, данные экспериментов для YBCO в работе [16]). Такое поведение  $H(T)$  соответствует достаточно малым  $R$ , близким к нулю, и приводит к меньшим значениям критических величин по сравнению с теми, которыми в действительности обладает данный материал. Это обстоятельство может быть проиллюстрировано на рис. 7, где представлены типичные зависимости  $H(T)$  для разных значений  $R/R_N$  — от 0.02 до 0.9. Представленные графики получены на основе экспериментально наблюдаемых зависимостей  $R(H)$  для разных  $T$ , изображенных на рис. 6. На рис. 8 мы отдельно демонстрируем экспериментальную кривую  $H(T)$  для значения  $R/R_N = 0.02$ . Также на данном рисунке представлена зависимость

$$H(T) \propto (1 - T/T_{c0})^{3/2}, \quad (2)$$

которой следует описывать линию фазового перехода в некотором интервале магнитных полей для достаточно низких резистивных уровней, как следует из формулы (1). Заметим, что для магнитных полей  $H < 4$  Т, наблюдается хорошее совпадение между экспериментальными данными и теоретической аппроксимацией (2). Рассматривая большие значения  $R/R_N$ , следует отметить постепенную тенденцию к линейной зависимости  $H(T)$ , что видно на рис. 7. Поэтому для таких зависимостей  $H(T)$ , мы получаем хорошее согласие между экспериментальными данными и моделью Тинкхама для существенно меньших магнитных полей  $H$ , чем в случае, когда  $R/R_N = 0.02$ . Заметим, что, увеличив  $R$  до

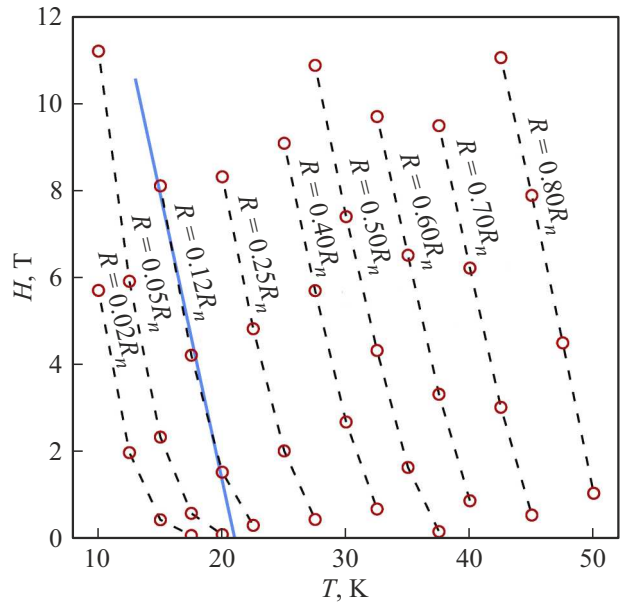


**Рис. 7.** Зависимости  $H(T)$  для различных значений  $R/R_N$  и  $n_D = 0$  (исходный образец). Символы иллюстрируют экспериментальные данные, а штриховые линии получены с помощью сплайн-интерполяции. Сплошная синяя линия соответствует линейной аппроксимации по набору экспериментальных точек, изображенных символами для заданного значения  $R/R_N$  (наклон этой линии соответствует наклону температурной зависимости критического поля  $H_{c2}(T)$ ).

значения  $0.4R_N$ , мы получаем квазилинейную зависимость  $H(T)$  (см. рис. 7). Очевидно, данная зависимость уже не может быть описана в рамках модели Тинкхама. Поэтому мы утверждаем, что это именно та линия на плоскости внешнее магнитное поле  $H$  — температура  $T$ , которую следует называть линией  $H_{c2}(T)$ . Для больших  $R$ , зависимости  $H(T)$  оказываются квазилинейными с разными значениями наклона (см. линии, соответствующие  $R = 0.5R_N$ ,  $R = 0.6R_N$ ,  $R = 0.7R_N$  и  $R = 0.8R_N$  на рис. 7). Разумеется, данные зависимости также не могут быть описаны в рамках модели Тинкхама. Следовательно, уширение сверхпроводящего перехода в области высоких значений сопротивления ( $0.4R_N < R < R_N$ ) связано не с вихревыми эффектами. Таким образом, мы находим критерий для определения верхнего критического поля исходного образца:  $R^* = 0.4R_N$ . Заметим, что наклон  $dH/dT|_{T=T_{c0}}$ , определенный согласно условию  $R^* = 0.4R_N$ , и значение сверхпроводящей длины когерентности соответствуют известным литературным данным по исследованию эпитаксиальных пленок YBCO (см., например, [17]). В частности, длина когерентности в плоскости  $(ab)$  составляет 1.6 nm.

Применим данный подход к нахождению линий  $H_{c2}(T)$  для пленки YBCO с определенными дозами ионного облучения  $n_D$ . Рассматривая случаи умеренных доз —  $n_D = 10^{12} \text{ cm}^{-2}$  и  $n_D = 3 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ , можно видеть уменьшение критической температуры  $T_{c0}$  (см.

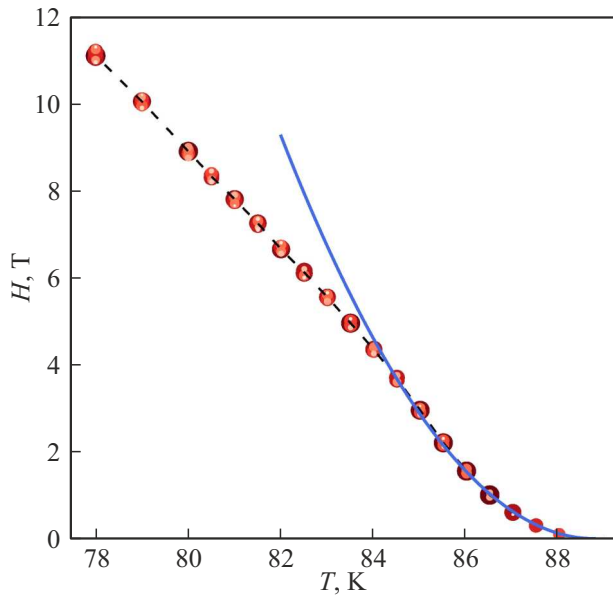
рис. 4). Типичные кривые  $R(H, T)$  оказываются аналогичными тем, которые представлены на рис. 6 для исходного образца. Поэтому мы не стали приводить их в тексте отдельно. Начиная с дозы  $n_D = 5 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ , наблюдается заметное изменение резистивных кривых. Зависимости  $R(H)$  становятся квазилинейными и, более того, квазипараллельными для разных температур  $T$ . Наиболее ярко это выражено для еще больших доз. Так, например, для дозы  $n_D = 7 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$  типичные резистивные кривые представлены на рис. 9. В результате такого поведения зависимостей  $R(H)$ , линии  $H(T)$  практически не меняют своего наклона для разных



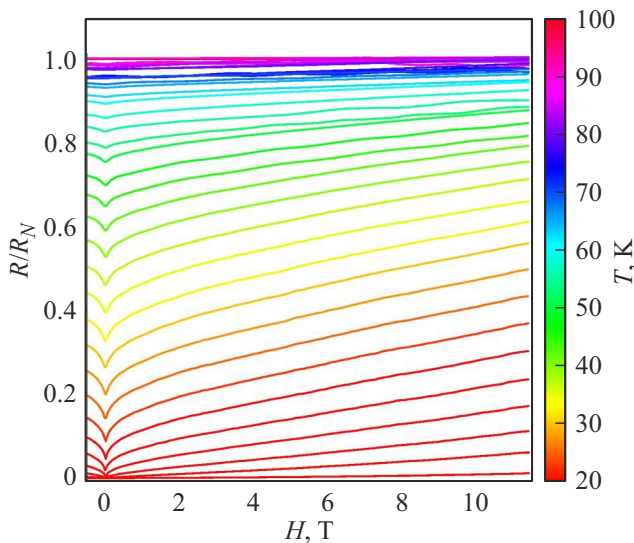
**Рис. 10.** Зависимости  $H(T)$  для различных значений  $R/R_N$  и  $n_D = 7 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ . Символы иллюстрируют экспериментальные данные, а штриховые линии получены с помощью сплайн-интерполяции. Сплошная синяя линия соответствует линейной аппроксимации по набору экспериментальных точек, изображенных символами для заданного значения  $R/R_N$  (наклон этой линии соответствует наклону температурной зависимости критического поля  $H_{c2}(T)$ ).

сопротивлений  $R$  (см. рис. 10). Необходимо заметить, что положительная кривизна вблизи критической температуры проявляется здесь для достаточно малых  $R$  — меньших, чем в случае исходного образца. В частности, для  $n_D = 7 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$  это происходит при  $R < 0.12R_N$ . Это позволяет сформулировать критерий для определения  $H_{c2}(T)$  в данном случае:  $R^* = 0.12R_N$  для  $n_D = 7 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ . На рис. 7 и 10 мы изобразили сплошными синими линиями зависимости  $H_{c2}(T)$  для исходного образца, а также для пленки с  $n_D = 7 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ , соответственно. Оказалось, что для больших доз, уровень  $R^*$  необходимо выбирать еще ниже. Интерпретация данного результата заключается в следующем. С увеличением  $n_D$  образец становится все более неоднородным. При высоких сопротивлениях большая часть пленки находится в нормальном состоянии, и лишь локальные области могут участвовать в бездиссипативном протекании тока. Поэтому крип и течение потока вихрей проявляется только в самом низу сверхпроводящего перехода (когда  $R \approx 0$ ), когда практически вся пленка находится в сверхпроводящем состоянии, а диссипация определяется лишь движением вихрей.

Заметим, что экспериментальные зависимости  $H_{c2}(T)$ , определенные в рамках предложенного критерия  $R = R^*$ , имеют незначительные отклонения от линейных аппроксимаций, представленных сплошными синими линиями на рис. 7 и 10. Эти отклонения наблюдаются



**Рис. 8.** Экспериментальная зависимость  $H(T)$  для  $R = 0.02R_N$  (символы) и зависимость  $H(T) \propto (1 - T/T_c)^{3.2}$  (сплошная линия).



**Рис. 9.** Экспериментальные кривые  $R(H)/R_N$  для различных  $T$  и  $n_D = 7 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ .

для существенно малых магнитных полей  $H$ , близких к нулю. Другими словами, это происходит для температур вблизи  $T_{c0}$ , когда формируется так называемая фаза вихревой жидкости — происходит плавление вихревой решетки (см. работы [18–20]). Для ВТСП известно, что плавление решетки вихрей не зависит от особенностей потенциала пиннинга в случае материалов со слабым беспорядком [21]. Поэтому можно считать, что данные отклонения связаны с особенностями образования вихревой жидкости. Мы не учитываем их в наших рассуждениях, поскольку они достаточно незначительны. Действительно, всего по одной из экспериментальных точек на рис. 7 и 10 оказываются вне линейных аппроксимаций, представленных сплошными синими линиями.

## 5. Заключение

В настоящей работе мы изучили особенности уширения сверхпроводящего перехода в тонких эпитаксиальных пленках YBCO с разной дозой облучения ионами ксенона. На основе модели Тинкхама [13] нам удалось отделить вихревой механизм уширения от других возможных механизмов. Таким образом, в рамках проведенных экспериментальных исследований установлено, что линия фазового перехода  $H_{c2}(T)$  соответствует определенному сопротивлению  $R = R^*$ , которое плавно понижается от значения  $0.4R_N$  для исходного образца практически до нулевого значения при постепенном увеличении концентрации дефектов, определяемой дозой ионного облучения. Результаты проведенных исследований оказываются весьма важными, поскольку позволяют определить значение фундаментального масштаба длины — сверхпроводящей длины когерентности в плоскости ( $ab$ ) — для образцов с произвольной концентрацией дефектов.

## Благодарности

Авторы благодарят А.С. Мельникова, В.В. Курина и В.И. Гавриленко за многократное обсуждение результатов работы, ценные советы и рекомендации, В.К. Васильеву и Д.В. Гусейнову за проведение ионного облучения, Е.В. Скороходову за диагностику поверхности исследуемой пленки YBCO в рамках СЭМ.

## Финансирование работы

Исследование выполнено в рамках научной программы Национального центра физики и математики, направление № 6 „Ядерная и радиационная физика“, а также в рамках госзадания ИФМ РАН (тема ГЗ: 0030-2022-0006). 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] T.R. Chien, T.W. Jing, N.P. Ong, Z.Z. Wang. Phys. Rev. Lett. **66**, 3075 (1991).
- [3] J. Bardeen, M.J. Stephen. Phys. Rev. **140**, A1197 (1965).
- [4] Ryusuke Ikeda. Phys. Rev. B **74**, 054510 (2006).
- [5] A.I. Larkin, A.A. Varlamov. Theory of Fluctuations in Superconductors. Oxford University Press, N. Y. (2009).
- [6] A. Zeinali, T. Golod, V.M. Krasnov. Phys. Rev. B **94**, 214506 (2016).
- [7] A.A. Kopasov, D.A. Savinov, A.S. Mel'nikov. Phys. Rev. B, **95**, 104520 (2017).
- [8] F. Hunte, J. Jaroszynski, A. Gurevich, D.C. Larbalestier, R. Jin, A.S. Sefat, M.A. McGuire, B.C. Sales, D.K. Christen, D. Mandrus. Nature (London) **453**, 903 (2008).
- [9] J. Jaroszynski, F. Hunte, L. Balicas, Youn-jung Jo, I. Raicevic, A. Gurevich, D.C. Larbalestier, F.F. Balakirev, L. Fang, P. Cheng, Y. Jia, H.H. Wen. Phys. Rev. B **78**, 174523 (2008).
- [10] Hyun-Sook Lee, Marek Bartkowiak, Jae-Hyun Park, Jae-Yeap Lee, Ju-Young Kim, Nak-Heon Sung, B.K. Cho, Chang-Uk Jung, Jun Sung Kim, Hu-Jong Lee. Phys. Rev. B **80**, 144512 (2009).
- [11] M.A. Paalanen, A.F. Hebard, Appl. Phys. Lett. **45**, 794 (1984).
- [12] E. Helfand, N.R. Werthamer. Phys. Rev. Lett. **13**, 686 (1964).
- [13] M. Tinkham. Phys. Rev. Lett. **61**, 1658 (1988).
- [14] А.В. Антонов, 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 **64**, 9, 1162 (2022).
- [15] J.F. Zeigler, J.P. Biersack, M.D. Zeigler. The Stopping and Range of Ions in Matter (SRIM). USA Chester Maryland (2008).
- [16] U. Welp, W.K. Kwok, G.W. Crabtree, K.G. Vandervoort, J.Z. Liu. Phys. Rev. Lett. **30**, 4063 (1984).
- [17] C. Xiaowen, W. Zhihe, Xu Xiaojun. Phys. Rev. B **65**, 064521 (2002).
- [18] A. Houghton, R.A. Pelcovits, A. Sudbo. Phys. Rev. B **40**, 6763 (1989).
- [19] E.H. Brandt. Phys. Rev. Lett. **63**, 1106 (1989).
- [20] D.R. Nelson S. Seung. Phys. Rev. B **39**, 9153 (1989).
- [21] V.M. Vinokur, M.V. Feigel'man, V.B. Geshkenbein, A.I. Larkin. Phys. Rev. Lett. **65**, 259 (1990).

Редактор Т.Н. Василевская