

02

Отличительные особенности фазовых диаграмм тонких неупорядоченных пленок на основе ВТСП $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ во внешних магнитных полях

© А.В. Антонов¹, А.В. Иконников², Д.В. Мастеров¹, А.Н. Михайлов³, С.В. Морозов¹, Ю.Н. Ноздрин¹, С.А. Павлов¹, А.Е. Парафин¹, Д.И. Тетельбаум³, С.С. Уставщиков^{1,3}, П.А. Юнин^{1,3}, Д.А. Савинов^{1,3,¶}

¹ Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия

² Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

³ Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, Нижний Новгород, Россия

¶ E-mail: savinovda@ipmras.ru

Поступила в Редакцию 15 апреля 2019 г.

В окончательной редакции 22 апреля 2019 г.

Принята к публикации 24 апреля 2019 г.

Для узких мостиков, сформированных на основе тонкой пленки ВТСП $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$, экспериментально обнаружено, что при постепенном увеличении дозы ионной имплантации наблюдается необычное уменьшение наклона верхнего критического поля вблизи T_{c0} , тогда как обычно рост концентрации дефектов приводит к увеличению локального наклона линии фазового перехода $H_{c2}(T)$. Более того, обнаружено, что температурная зависимость верхнего критического поля обладает положительной кривизной вблизи T_{c0} . В работе предложена возможная теоретическая интерпретация описанных результатов. Она основана на модифицированной теории Гинзбурга–Ландау с неоднородной длиной сверхпроводящих корреляций.

Ключевые слова: тонкие пленки ВТСП, резистивные измерения в магнитном поле, ионная имплантация, теория Гинзбурга–Ландау с неоднородной длиной когерентности.

DOI: 10.21883/FTT.2019.09.48091.11N

1. Введение

Вопрос о влиянии беспорядка в сверхпроводниках на температурную зависимость верхнего критического поля H_{c2} волнует исследователей на протяжении уже нескольких десятилетий, поскольку линия фазового перехода $H_{c2}(T)$ является важнейшей характеристикой сверхпроводящего состояния, а дефекты в той или иной степени всегда присутствуют в образце (или могут в него внедряться искусственно). Особенности $H_{c2}(T)$ позволяют проанализировать механизмы сверхпроводящего спаривания, а также дают возможность определить фундаментальные сверхпроводящие параметры — сверхпроводящие длины когерентности, которые могут быть различными в зависимости от направления протекания сверхтоков, экранирующих приложенное магнитное поле H . Простейшее следствие влияния неупорядоченности на линию фазового перехода в изотропном сверхпроводнике с s -типом спаривания заключается в известной перенормировке сверхпроводящей длины когерентности $\xi_0 \rightarrow (\xi_0 l)^{1/2}$, где l — это средняя длина свободного пробега электронов в нормальном состоянии образца [1]. Данная перенормировка справедлива в грязном пределе, когда $l \ll \xi_0$. Она приводит к увеличению наклона $H_{c2}(T)$ вблизи критической температуры T_{c0} , соответствующей возникновению сверхпроводимости в нулевом магнитном поле H . Зависимость $H_{c2}(T)$ в более широ-

ком интервале температур T , вплоть до нулевой, обладает отрицательной кривизной и описывается известной теоретической моделью, предложенной в работе [2]. В ряде случаев беспорядок может сопровождаться неоднородным распределением T_{c0} . В частности, так происходит в гранулированных сверхпроводниках [3,4], либо в пределе так называемого сильного беспорядка ($k_F l \cong 1$, где k_F — волновое число Ферми), когда образец находится вблизи перехода сверхпроводник–изолятор [5–11]. В результате, характер зависимости $H_{c2}(T)$ может существенно измениться — кривизна линии фазового перехода меняет знак вблизи T_{c0} , либо для всех температур ниже T_{c0} , когда верхнее критическое поле теряет насыщение при $T \rightarrow 0$. Данные особенности экспериментально наблюдались в ряде сверхпроводящих соединений, таких как высокотемпературные сверхпроводники (ВТСП) на основе меди и на основе железа, а также MgB_2 и некоторые другие. Теоретическая интерпретация аномалий в зависимости $H_{c2}(T)$ рассматривалась также в пределе слабого беспорядка, когда $k_F l \gg 1$ (см. работы [12–14] и ссылки в них). В этом случае модуляция характеристик беспорядка может приводить к пространственной зависимости сверхпроводящей длины когерентности и росту флуктуаций верхнего критического поля в определенном диапазоне температур, что вызывает положительную кривизну линии $H_{c2}(T)$ вблизи T_{c0} . В реальных образцах данная модуляция может быть вызвана неодно-

родностью распределения дефектов. С другой стороны, пространственная зависимость сверхпроводящей длины когерентности может возникать даже в чистом пределе, когда $l \gg \xi_0$. Это происходит вследствие флуктуаций локальной оси анизотропии в плоскости тонкопленочных материалов, что имеет место в сильно анизотропных сверхпроводниках, таких как ВТСП.

В данной работе мы провели прямые экспериментальные исследования, в результате которых изучили особенности фазовых диаграмм $H-T$ как для образца без искусственных дефектов, так и для случая, когда в образец контролируемым образом вводятся нейтральные дефектные кластеры. В качестве образца использовался узкий сверхпроводящий мостик (соотношение длина/ширина равно 5/1), изготовленный на основе выращенной эпитаксиальной ВТСП пленки YBaCuO толщиной 200 nm. Сверхпроводящий переход у исходного мостика наблюдался при температуре 91 К. Для разных температур ниже 91 К мы провели транспортные измерения мостика во внешнем перпендикулярном магнитном поле H (до 12 Т). Найденная зависимость удельного сопротивления в (ab) -плоскости от температуры и внешнего магнитного поля позволила проанализировать фазовую диаграмму $H-T$. Для выяснения влияния беспорядка на линию $H_{c2}(T)$ мы провели 4 последовательных акта имплантации ионов кислорода в мостик. Каждый такой акт характеризовался известным значением полной накопленной в образце дозы ионов кислорода n_D . Рассматривая модель Друде для разных n_D , мы сделали типичные оценки для средней электронной длины свободного пробега l в нормальном состоянии мостика, что позволило нам контролировать степень беспорядка в образце на каждой стадии ионной имплантации. После каждого акта имплантации мы проводили транспортные исследования во внешнем магнитном поле H . Все транспортные измерения выполнялись стандартным четырехзондовым методом. Таким образом, мы экспериментально исследовали влияние контролируемого беспорядка на особенности сверхпроводящего фазового перехода квазидвумерных систем на основе YBaCuO во внешнем магнитном поле. В частности, для каждой дозы n_D мы изучили характер зависимостей $H_{c2}(T)$, обнаруженных по заданному постоянному резистивному уровню. Особое внимание было уделено исследованию начала сверхпроводящего перехода, а именно, особенностям кривых $H_{c2}(T)$, в которых верхнее критическое магнитное поле H_{c2} было определено, как значение H , соответствующее достаточно высоким сопротивлениям внутри сверхпроводящего перехода — порядка 90% от максимального сопротивления на переходе. Полученные экспериментальные зависимости были теоретически интерпретированы в рамках линеаризованной теории Гинзбурга–Ландау с неоднородной длиной сверхпроводящих корреляций, предполагая критическую температуру T_{c0} зависящей от концентрации дефектов в образце. В результате, получено достаточно простое формульное выражение для кривой $H_{c2}(T)$, находящееся в хорошем согласии с полученными экспериментальными данными.

2. Синтез образцов и детали эксперимента

Пленка YBaCuO выращивалась методом магнетронного напыления на подложке из алюмината лантана [15]. Толщина пленки составила 200 nm. Величина полуширины кривой качания (FWHM) рентгеновского отражения YBCO(006), характеризующая разориентацию блоков мозаики относительно направления оси „с“, составила $0.14-0.18^\circ$, что показывает высокое качество эпитаксии полученных пленок. Для дальнейшего эксперимента мы использовали имплантацию ионов кислорода O^+ дважды: для формирования рисунка сверхпроводящих тестовых мостиков, а также для организации беспорядка в образце. Для достижения первой цели мы использовали имплантацию ионами кислорода с энергией 120 keV и дозой $2 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ через фоторезистивную маску толщиной $1.4 \mu\text{m}$. В результате был сформирован рисунок мостиков с различными ширинами, но одинаковым соотношением длина/ширина, равным 5/1 для каждого мостика. В рамках данной работы мы провели транспортные измерения для одного из мостиков, ширина которого составила $50 \mu\text{m}$. Контактные площадки были изготовлены методом термического напыления серебра через металлическую маску. Толщина слоя серебра равнялась $100 \mu\text{m}$. После имплантации фоторезист удалялся в ацетоне. Критическая температура и плотность критического тока пленки YBaCuO, измеренные на мостиках, составили, соответственно, $T_{c0} = 91 \text{ K}$ и $J_c = 4 \cdot 10^6 \text{ A} \cdot \text{cm}^{-2}$ при $T = 77 \text{ K}$, независимо от ширины мостика. Удельное сопротивление каждого из мостиков при температуре $T = 100 \text{ K}$ составило величину $100 \mu\text{Ohm} \cdot \text{cm}$, что соответствует оптимуму кислородного допирования пленки при эпитаксии, т.е. мы изготовили пленку $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ с $x = 0.1$.

Для модуляции характеристик беспорядка в мостиках мы использовали ионную имплантацию без фоторезистивной маски. Она проводилась при комнатной температуре с помощью ионов кислорода с энергией 100 keV. В рамках настоящей работы было проведено 4 последовательных акта ионной имплантации таким образом, что полные накопленные дозы n_D после каждого из актов были равны $0.3 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$, $0.9 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$, $3 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ и $4.3 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$, соответственно.

Сопротивление образца измерялось стандартным четырехзондовым методом. Транспортный ток составлял $10 \mu\text{A}$. Резистивные измерения проводились при развертке магнитного поля до 12 Т в интервале температур от 91 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 mm (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 Ое.

Первые транспортные измерения были выполнены для исходной структуры, когда мостик имел $T_{c0} = 91$ К и $J_c = 4 \cdot 10^6$ А · см⁻² при $T = 77$ К. Измерения были проведены в (ab) -плоскости для некоторых температур ниже 91 К в присутствии внешнего магнитного поля H до 12 Т, приложенного перпендикулярно плоскости пленки. Изменяя значения температуры, мы снимали зависимости удельного сопротивления ρ от H . Затем мы выполнили аналогичные измерения для того же мостика после каждого из четырех актов ионной имплантации. В результате мы получили семейство поверхностей $\rho(H, T)$, отличающихся разным значением n_D . Эти экспериментальные данные позволили проанализировать эффект беспорядка на кривую $H_{c2}(T)$. Результаты данного анализа представлены в следующей главе.

3. Экспериментальные результаты

При постепенном повышении полной накопленной дозы n_D мы обнаружили немонотонное поведение локального наклона линии $H_{c2}(T)$ для температур, близких к T_{c0} . Для малых доз $n_D = 0.3 \cdot 10^{13}$ см⁻² и $0.9 \cdot 10^{13}$ см⁻² наблюдалось его увеличение, как это обычно происходит при увеличении концентрации дефектов. Однако, при дальнейшем росте n_D до значений $3 \cdot 10^{13}$ см⁻² и затем $4.3 \cdot 10^{13}$ см⁻² мы обнаружили необычное уменьшение верхнего критического поля вблизи температуры T_{c0} (см. рис. 1). На рис. 1 изображены графики экспериментальных зависимостей $H_{c2}(T)$ для двух доз ионной имплантации ($3 \cdot 10^{13}$ см⁻² и $4.3 \cdot 10^{13}$ см⁻²) попарно, причем каждая пара кривых соответствует одинаковой доле удельного сопротивления относительно ρ_{onset} . Под началом сверхпроводящего перехода подразумевается локальное уменьшение сопротивления при уменьшении температуры, когда наблюдаемая критическая температура определяется сверхпроводящими зародышами с максимальной T_c . Величина ρ_{onset} была определена экспериментально по значению удельного сопротивления, которое практически перестает зависеть от внешнего магнитного поля H , поскольку в нормальном состоянии в $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ зависимость ρ от H в интервале от 0 до 12 Т практически отсутствует (мы это наблюдали экспериментально). Для наглядной демонстрации эффекта уменьшения локального наклона $H_{c2}(T)$ на рис. 1 мы намеренно изобразили обе зависимости в каждой паре таким образом, что критическая температура T_{c0} у них одинакова. Однако, в действительности мы экспериментально наблюдали подавление T_{c0} по мере накопления n_D , что вероятно происходит вследствие увеличения концентрации дефектов в образце и соответствующей изотропизации сверхпроводящей щели в квазичастичном спектре, как это обычно предсказывается в сверхпроводниках с d -типом спаривания [16].

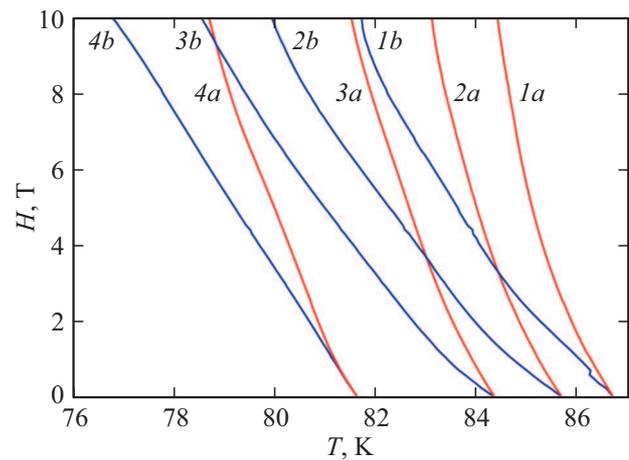


Рис. 1. Типичные графики экспериментальных зависимостей $H_{c2}(T)$, представленные для случаев $n_D = 3 \cdot 10^{13}$ см⁻² (кривые с индексом „a“) и $n_D = 4.3 \cdot 10^{13}$ см⁻² (кривые с индексом „b“) попарно для одинаковых долей удельного сопротивления относительно ρ_{onset} — пары графиков (1a; 1b), (2a; 2b), (3a; 3b) и (4a; 4b) соответствуют следующим резистивным уровням: $0.96 \rho_{\text{onset}}$, $0.95 \rho_{\text{onset}}$, $0.93 \rho_{\text{onset}}$ и $0.92 \rho_{\text{onset}}$, соответственно.

На рис. 1 также показано, что для столь высоких значений n_D форма зависимости $H_{c2}(T)$ испытывает положительную кривизну, что может быть следствием пространственной модуляции сверхпроводящей длины когерентности, возникающей в результате проведенной ионной имплантации. Действительно, пространственная локализация сверхпроводящего параметра порядка в магнитном поле определяется магнитной длиной $L_H = \Phi_0 / \sqrt{2\pi H}$, где Φ_0 — квант магнитного потока. С другой стороны, характерным масштабом параметра порядка является сверхпроводящая длина когерентности $\xi(T) = \xi_0 / \sqrt{1 - T/T_{c0}}$. Поэтому в области температур, близких к T_{c0} , выражение для линии фазового перехода определяется равенством $L_H = \xi(T)$. Предположим, что сверхпроводящая длина когерентности распределена в образце неоднородно — есть некое среднее значение $\langle \xi(T) \rangle$, а также присутствует некая локализованная область с масштабом L_c , в которой длина когерентности подавлена и равна $\xi_m(T) < \langle \xi(T) \rangle$. Тогда в асимптотике слабых магнитных полей H , для которых $L_H \gg L_c$ линия фазового перехода определяется из равенства $L_H = \langle \xi(T) \rangle$. В достаточно сильных магнитных полях H , когда $L_H \ll L_c$, параметр порядка оказывается локализованным вблизи минимума длины когерентности, и температурная зависимость верхнего критического поля определяется уже из равенства $L_H = \xi_m(T)$. Таким образом, при постепенном увеличении магнитного поля возникает переход с одной температурной зависимости верхнего критического поля на другую, что приводит к положительной кривизне линии фазового перехода (детали данного рассуждения подробно описаны в [13]). Представленное обоснование появления описанной ано-

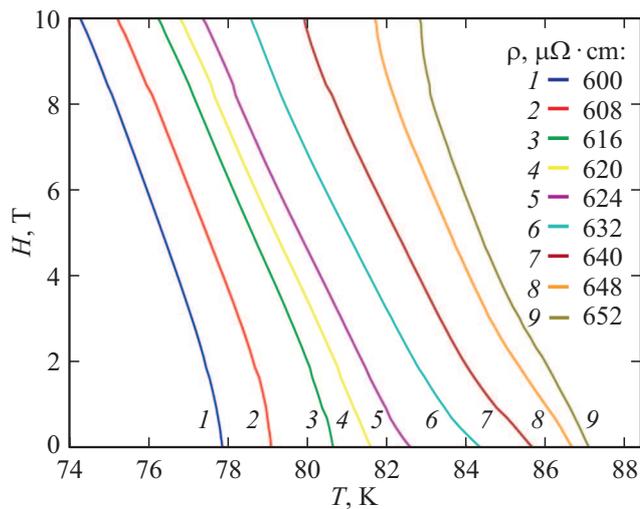


Рис. 2. Типичные графики экспериментальных зависимостей $H_{c2}(T)$ для $n_D = 4.3 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$, полученные для представленных резистивных уровней.

малии в поведении $H_{c2}(T)$ оказывается справедливым лишь для достаточно высоких резистивных уровней внутри сверхпроводящего перехода, близких к значению ρ_{onset} . На рис. 2 мы представили семейство кривых $H_{c2}(T)$, полученных для $n_D = 4.3 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ и разных значений удельного сопротивления. Видно, что при понижении ρ обсуждаемая аномалия (положительная кривизна линии фазового перехода) постепенно исчезает. Следует отметить, что при дальнейшем понижении резистивного уровня линия фазового перехода может вновь испытывать подобную особенность, что обсуждалось ранее в работе [17], однако, ее физическая природа в данном случае существенно иная и связана с движением вихрей в образце на фоне развитого параметра порядка. В наших экспериментах данный факт был также подтвержден, однако в настоящей статье мы это обсуждать и демонстрировать не стали.

В рамках модели Друде мы получили, что для доз n_D вплоть до $4.3 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ произведение фермиевского волнового вектора и средней электронной длины свободного пробега в нормальном состоянии оказывается больше единицы. Поэтому, мы предполагаем, что внедренные ионы кислорода продуцировали либо организацию слабого беспорядка в образце, либо их концентрация не достаточна для выполнения условия $l \ll \xi_0$, и образец должен описываться в концепции чистого предела. В обоих случаях полученные экспериментальные данные могут быть интерпретированы в рамках теории типа Гинзбурга–Ландау, которая будет описана в следующей главе.

4. Теоретическая модель

Для определения критической температуры T_c первых зародышей сверхпроводящей фазы, возникающих в

разупорядоченном образце при постепенном понижении температуры во внешнем магнитном поле H , можно применить обобщенную теорию Гинзбурга–Ландау. Обобщение заключается в учете пространственной зависимости сверхпроводящей длины когерентности ξ_{ab} , соответствующей латеральному протеканию сверхтоков, экранирующих приложенное магнитное поле H , а также в учете зависимости критической температуры T_{c0} от концентрации нейтральных дефектов в образце. Действительно, в ряде случаев в сверхпроводниках с d -типом спаривания сдвиг критической температуры T_{c0} связан со временем свободного пробега электронов в нормальном состоянии τ простым соотношением [16]:

$$T_{c0} = t_{c0} - \frac{\pi \hbar}{8k_B \tau}, \quad (1)$$

где t_{c0} — значение критической температуры T_{c0} в случае идеально чистого сверхпроводника, когда $\tau \rightarrow \infty$. Наличие конечного сдвига критической температуры приводит к дополнительной перенормировке сверхпроводящей длины когерентности (см. работу [18]):

$$\bar{\xi}_{ab}(\mathbf{r}) = \frac{1}{\sqrt{2 - t_{c0}/T_{c0}}} \frac{\pi \hbar D(\mathbf{r})}{8k_B T_{c0}}, \quad (2)$$

где $D(\mathbf{r})$ — коэффициент диффузии, модулированный в пространстве вследствие проведенной ионной имплантации, вызвавшей некоторое распределение дефектов в сверхпроводнике. Таким образом, для поиска критической температуры T_c , соответствующей началу сверхпроводящего перехода, рассмотрим линеаризованное уравнение Гинзбурга–Ландау с длиной когерентности, определенной формулой (2):

$$\hbar \Pi [\bar{\xi}_{ab}^2(\mathbf{r}) \Pi \Delta(\mathbf{r})] = \left(1 - \frac{T_c}{T_{c0}}\right) \Delta(\mathbf{r}), \quad (3)$$

где $\Pi = (i\nabla - 2\pi\mathbf{A}/\Phi_0)$, \mathbf{A} — векторный потенциал и $\Delta(\mathbf{r})$ — параметр порядка. Далее рассмотрим гауссово случайное распределение коэффициента диффузии $D(\mathbf{r})$, которое можно представить в виде

$$D(\mathbf{r}) = \langle D \rangle + \delta D(\mathbf{r}), \quad (4)$$

где угловые скобки означают среднее по ансамблю распределения дефектов в образце, $\langle D \rangle = lv_F/3$ — средний коэффициент диффузии, v_F — скорость Ферми, $\delta D(\mathbf{r})$ — случайная часть коэффициента, определяющаяся автокорреляционной функцией с заданным масштабом l_c :

$$\langle \delta D(\mathbf{r}) \delta D(\mathbf{r}') \rangle = \langle D \rangle^2 \left(\frac{d}{l_c}\right)^2 \exp\left(-\frac{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^2}{l_c^2}\right), \quad (5)$$

где d — феноменологический коэффициент, который связан со свойствами пиннинга сверхпроводника. Заметим, что в формуле (5) мы ограничились рассмотрением лишь двумерного пространства, что позволит нам проанализировать аналитическое выражение для $H_{c2}(T)$ для случая бесконечно тонкой сверхпроводящей пленки, которую имитирует выбранный нами образец.

Подобно работам [13,14], мы развили теорию возмущений для приближенного решения уравнения (3) и в результате получили следующее простое выражение для описания линии фазового перехода вблизи T_{c0}

$$1 - \frac{T_c}{T_{c0}} = h - \frac{d}{2^{3/2}\bar{\xi}_0} h^{3/2}, \quad (6)$$

где $h = 2\pi\bar{\xi}_0^2 H / \Phi_0$ — безразмерное магнитное поле и $\bar{\xi}_0$ — сверхпроводящая длина когерентности, которая определяется формулой (2) при $D(\mathbf{r}) = \langle D \rangle$

$$\bar{\xi}_0 = \sqrt{\frac{\pi\hbar l v_F}{24k_B(2T_{c0} - t_{c0})}}. \quad (7)$$

Заметим, что формула (6) соответствует $l_c = 0$, что справедливо в пределе малых магнитных полей, когда $l_c/L_H \rightarrow 0$, где $L_H = \Phi_0/\sqrt{2\pi H}$ — магнитная длина (см. работу [14] для деталей). Выражение (7) описывает модифицированную длину сверхпроводящих корреляций в образце с заданной длиной свободного пробега l и соответствующей критической температурой T_{c0} . Очевидно, что при увеличении дефектов в образце: l и T_{c0} уменьшаются. Таким образом, в формуле (7) происходит уменьшение и числителя, и знаменателя. Рассматривая выражения (7) совместно с (1), легко видеть, что в области $\tau > \pi\hbar/2k_B t_{c0}$ увеличение концентрации дефектов приводит к увеличению длины когерентности $\bar{\xi}_0$, а в области $\tau < \pi\hbar/2k_B t_{c0}$ — к ее уменьшению. Следовательно, первый член в выражении (6) может описать наблюдаемое нами экспериментально необычное явление немонотонного поведения наклона верхнего критического поля при постепенном увеличении дозы имплантированных ионов. Заметим также, что второй член в выражении (6) может описать второе наблюдаемое нами экспериментально аномальное явление, заключающееся в формировании положительной кривизны линии фазового перехода. Действительно, при достаточно большой дозе ионной имплантации в образце создаются эффективные условия для пиннинга, вследствие которых константа d может быть сравнима с $\bar{\xi}_0$ или даже ее превосходить, а значит зависимость $H_{c2}(T)$ окажется выпуклой вверх вблизи температуры T_{c0} .

Применим далее полученную формулу (6) для описания наших экспериментальных зависимостей $H_{c2}(T)$, обнаруженных для некоторых резистивных уровней, близких к ρ_{onset} . На рис. 3 представлен фитинг экспериментальных кривых с помощью формулы (6) для $n_D = 4.3 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$. В результате соответствия экспериментальных и теоретических данных нам удалось извлечь значения параметров выражения (6), а именно: $\bar{\xi}_0 \approx 2 \text{ nm}$ и $d \approx 10 \text{ nm}$. Используя найденное значение для длины когерентности $\bar{\xi}_0$, можно оценить среднюю длину свободного пробега l . Действительно, согласно (7) получаем $l \approx 1 \text{ nm}$, предполагая $t_{c0} = 91 \text{ K}$. Данная оценка находится в хорошем соответствии с оценкой, сделанной на основе модели Друде, в которой в качестве

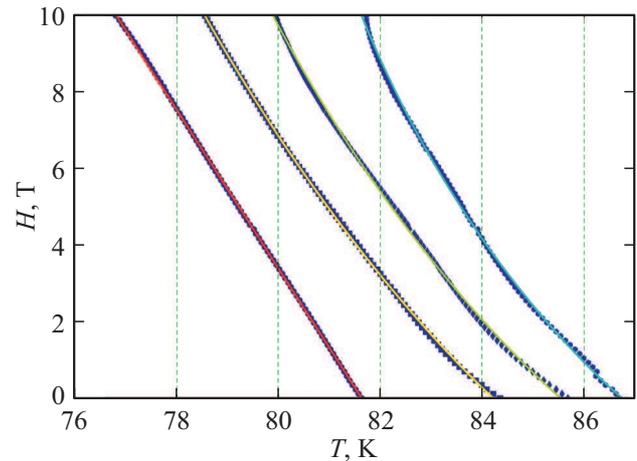


Рис. 3. Типичные графики экспериментальных зависимостей $H_{c2}(T)$ (символы) для $n_D = 4.3 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$, а также теоретических зависимостей $H_{c2}(T)$, рассчитанных на основе формулы (6) (линии). Экспериментальные линии фазового перехода соответствуют следующим резистивным уровням: $0.92\rho_{\text{onset}}$, $0.93\rho_{\text{onset}}$, $0.95\rho_{\text{onset}}$ и $0.96\rho_{\text{onset}}$, соответственно для каждой из четырех кривых в порядке слева направо.

остаточного удельного сопротивления принимается значение ρ_{onset} . Заметим, что поскольку выбранное значение для t_{c0} оказывается заниженным (так как t_{c0} формально соответствует идеально чистому материалу и должно превосходить 91 К), а для ρ_{onset} — завышенным (так как остаточное удельное сопротивление, очевидно, всегда ниже ρ_{onset}), обе оценки для длины свободного пробега являются оценками снизу — истинное значение для l должно превосходить 1 nm. Тем самым, учитывая, что k_F порядка 1 nm^{-1} , произведение $k_F l$ будет превышать единицу а, следовательно, условие слабого беспорядка (в рамках которого развита представленная теоретическая модель) можно считать выполненным. Более того, данное условие было нами проверено экспериментально — для каждой из доз ионной имплантации характер температурной зависимости измеряемого сопротивления является монотонно возрастающей функцией при всех значениях внешнего магнитного поля.

Заметим, что типичные значения ξ_{ab} для $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ оказываются порядка нескольких нанометров. Поскольку истинное значение для средней длины свободного пробега должно быть несколько больше, чем дают нам сделанные выше теоретические оценки, может оказаться так, что $l > \xi_{ab}$, а это соответствует чистому пределу сверхпроводника. Развита в данной работе теоретическая модель оказывается справедливой и в этом случае, поскольку модуляция сверхпроводящей длины когерентности может возникать в результате флуктуаций локальной оси анизотропии в плоскости мостика. Иными словами, пространственная зависимость длины когерентности достигается не вследствие неоднородности коэффициента диффузии, а вследствие

неоднородности эффективной массы куперовских пар (см. детали в [13]).

5. Заключение

Таким образом, в данной работе мы изучили влияние беспорядка в тонких эпитаксиальных пленках ВТСП $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ на особенности сверхпроводящего фазового перехода в сильных магнитных полях, ориентированных перпендикулярно пленке. Организация беспорядка в пленке производилась методом ионной имплантации в четыре этапа. В результате, нам удалось наблюдать экспериментально и описать теоретически два необычных эффекта. Первый заключается в немонотонном поведении наклона верхнего критического магнитного поля при постепенном увеличении концентрации дефектов в сверхпроводнике. Второй — в формировании положительной кривизны линии фазового перехода вблизи T_{c0} , что возникает при достаточно больших дозах ионной имплантации, превышающих величину $3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$. Очевидно, рассмотренная нами теоретическая модель и возможное физическое обоснование данных явлений оказываются достаточно идеализированными, поскольку для построения более строгой модели требуется учет анализа флуктуационной сверхпроводимости, плавления вихревой решетки, а также особенностей сверхпроводящего спаривания. Все эти механизмы также могут привести к положительной кривизне линии фазового перехода и другим ее особенностям. Однако, в виду достаточно хорошего соответствия полученных в работе экспериментальных данных и выведенной в рамках простой феноменологической модели теоретической формулы, мы можем предполагать, что беспорядок играет существенную (возможно даже доминантную) роль в модификации фазовых диаграмм, несмотря на наличие других важных физических механизмов, упомянутых выше.

Благодарности

Авторы выражают огромную благодарность А.С. Мельникову за многократное обсуждение результатов работы и ценные советы, а также В.К. Васильеву за его техническую поддержку в проведении ионной имплантации. Авторы также благодарны В.В. Курину, В.И. Гавриленко, Д.Ю. Водолазову, А.Ю. Аладышкину и С.В. Шарову за полезные замечания.

Финансирование работы

Настоящая работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 18-42-520051), программы Президиума РАН I.1 „Фундаментальные проблемы высокотемпературной сверхпроводимости“, а также в рамках государственного задания ИФМ РАН за 2019 год. В работе использовано оборудование Центра коллективного пользования ИФМ РАН „Физика и технология микро- и наноструктур“.

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] E. Helfand, N.R. Werthamer. Phys. Rev. Lett. **13**, 686 (1964).
- [3] E.S. Caixeiro, J.L. Gonzalez, E.V.L. de Mello. Phys. Rev. B **64**, 024521 (2004).
- [4] R. Ikeda. Phys. Rev. B **74**, 054510 (2006).
- [5] L.N. Bulaevskii, M.V. Sadovskii. J. Low Temperat. Phys. **59**, 89 (1985).
- [6] G. Kotliar, A. Kapitulnik. Phys. Rev. B **33**, 3146 (1986).
- [7] M.A. Skvortsov, M.V. Feigel'man. Phys. Rev. Lett. **95**, 057002 (2005).
- [8] M.V. Feigel'man, L.B. Ioffe, M. Mezard. Phys. Rev. B **82**, 184534 (2010).
- [9] M.A. Skvortsov, M.V. Feigel'man. Phys. Rev. Lett. **109**, 147002 (2012).
- [10] I.S. Burmistrov, I.V. Gornyi, A.D. Mirlin. Phys. Rev. Lett. **108**, 017002 (2012).
- [11] I.S. Burmistrov, I.V. Gornyi, A.D. Mirlin. Phys. Rev. B **92**, 014506 (2015).
- [12] V.M. Galitski, A.I. Larkin. Phys. Rev. Lett. **87**, 087001 (2001).
- [13] A.A. Kopasov, D.A. Savinov, A.S. Mel'nikov. Radiophys. Quantum Electron. **59**, 11, 911 (2017).
- [14] A.A. Kopasov, D.A. Savinov, A.S. Mel'nikov. Phys. Rev. B **95**, 104520 (2017).
- [15] Ю.Н. Дроздов, Д.В. Мастеров, С.А. Павлов, А.Е. Парафин, П.А. Юнин. ЖТФ, **85**, 109 (2015).
- [16] A.I. Larkin. Sov. Phys. JETP **2**, 205 (1965).
- [17] C. Xiaowen, W. Zhihe, Xu Xiaojun. Phys. Rev. B **65**, 064521 (2002).
- [18] A.F. Hebard, M.A. Paalanen. Phys. Rev. B **30**, 4063 (1984).

Редактор К.В. Емцев