

Флуктуационная проводимость и псевдощель в пленках $Y_{1-x}Pr_xBa_2Cu_3O_{7-y}$

А.Л. Соловьев¹, В.М. Дмитриев^{1,2}

¹ Физико-технический институт низких температур им. Б.И. Веркина НАН Украины
пр. Ленина, 47, г. Харьков, 61103, Украина
E-mail: solovjov@ilt.kharkov.ua

² International Laboratory of High Magnetic Fields and Low Temperatures, 53–421, Wrocław, Poland

Статья поступила в редакцию 22 ноября 2005 г., после переработки 21 декабря 2005 г.

Исследованы флуктуационная проводимость (ФП) и псевдощель (ПЩ) в пленках $Y_{1-x}Pr_xBa_2Cu_3O_{7-y}$ с $x \approx 0,1$. Показано, что температурная зависимость ФП такая же, как и в пленках $YBa_2Cu_3O_{7-y}$ при наличии дефектов. В то же время температурная зависимость ПЩ отличается от аналогичной зависимости, полученной для пленок $YBa_2Cu_3O_{7-y}$. Обнаружено увеличение длины когерентности и снижение характеристической температуры T^* в $Y_{1-x}Pr_xBa_2Cu_3O_{7-y}$ при увеличении концентрации Pr.

Досліджено флуктуаційну провідність (ФП) та псевдощілину (ПЩ) у плівках $Y_{1-x}Pr_xBa_2Cu_3O_{7-y}$ з $x \approx 0,1$. Показано, що температурна залежність ФП така ж, як і в плівках $YBa_2Cu_3O_{7-y}$ при наявності дефектів. У той же час температурна залежність ПЩ відрізняється від аналогічної залежності, отриманої для плівок $YBa_2Cu_3O_{7-y}$. Виявлено збільшення довжини когерентності й зниження характеристичної температури T^* в $Y_{1-x}Pr_xBa_2Cu_3O_{7-y}$ при збільшенні концентрації Pr.

PACS: 74.72.Bk, **74.40.+k**

Ключевые слова: флуктуационная проводимость, псевдощель, резистивность.

Введение

В работе [1] на пленках $YBa_2Cu_3O_{7-y}$ с различной плотностью носителей заряда n_f были получены и исследованы температурные зависимости псевдощели (ПЩ), возникающей в ВТСП ниже характеристической температуры $T^* \gg T_c$ [2,3]. Как известно, псевдощелью называется совокупность явлений, вызванных уменьшением плотности состояний в ВТСП при $T \leq T^*$ [2–6]. Мы считаем, что это происходит в результате формирования в ВТСП при $T \leq T^*$ малоразмерных и не взаимодействующих между собой электронных пар, так называемых сильносвязанных бозонов [7,8], которые трансформируются в куперовские пары при приближении T к T_c [1].

Используя развитый в [1] подход, представлялось разумным исследовать псевдощель и в соединениях $Y_{1-x}Pr_xBa_2Cu_3O_{7-y}$ (YPrBCO), в которых

плотность носителей заряда n_f уменьшается при увеличении содержания Pr. Однако в YPrBCO T_c с ростом x уменьшается монотонно, в отличие от немонотонной зависимости T_c от y в $YBa_2Cu_3O_{7-y}$ (YBCO) [9]. Тем не менее из резистивных измерений [9] и из измерений эффекта Холла [10] следует, что при $x \leq 0,2$ пленки YPrBCO демонстрируют поведение, аналогичное наблюдаемому в пленках YBCO. При $x > 0,3$ температурная зависимость удельного сопротивления $\rho(T)$ приобретает полупроводниковый характер, а при $x > 0,7$ YPrBCO становится изолятором [9]. Считается [10,11], что это происходит в результате взаимодействия дырок с электронами $4f$ -оболочки Pr, что в конечном итоге приводит к локализации носителей заряда. Следует подчеркнуть, что кристаллическая ячейка PrBCO имеет фактически те же размеры, что и YBCO [9,10]. Поэтому допирование Pr не приводит к изменению кристаллической структуры образца, что по-

зволяет изучить изменение свойств ВТСП непосредственно при изменении n_f . Исследованы поликристаллы [9], монокристаллы [10,11] и тонкие пленки [12] YPrBCO. В последнее время значительное внимание уделялось изучению различных свойств сверхрешеток YPrBCO–PrBCO [12–15]. Однако ни в одной из известных нам работ какие-либо попытки исследовать в таких веществах флуктуационную проводимость (ФП), а тем более ПЩ, не предпринимались.

В настоящей работе исследована пленка $Y_{1-x}Pr_xBa_2Cu_3O_{7-y}$ с $x \approx 0,1$. Как отмечено выше, при $x = 0,1$ в пленках YPrBCO, так же как и в YBCO, сохраняется линейная зависимость $\rho(T)$ при $T \geq T^*$ [9] и наблюдается изменение знака эффекта Холла [10] при приближении T к T_c , но плотность носителей и T_c заметно ниже [9,12]. Псевдощель и ФП определяли из резистивных измерений с помощью анализа, предложенного в работах [1,16]. Результаты сравниваются с данными, полученными на хорошо структурированных и не содержащих примесей пленках YBCO с различным содержанием кислорода [1,16].

1. Образцы и экспериментальные результаты

Пленки $Y_{1-x}Pr_xBa_2Cu_3O_{7-y}$ с различным содержанием Pr изготавливали с помощью лазерного напыления на подложки $SrTiO_3(001)$ – метод, широко освещенный в литературе [17] и обеспечивающий воспроизводимое получение *c*-ориентированных эпитаксиальных пленок, что контролировалось по соответствующим рентгеновским и рамановским спектрам. Пленки YPrBCO получали поочередным напылением из мишеней YBCO и PrBCO по методике, описанной в [12]. При этом в отличие от сверхрешеток YBCO–PrBCO контролируется лишь процентное содержание Pr. В этом случае, как мы полагаем, образуется «сплав» YBCO–PrBCO [12], в котором часть ячеек YBCO замещается произволь-

но размещенными по образцу ячейками PrBCO. Для исследований была выбрана пленка, содержащая ~10% Pr (образец L100). Параметры образца приведены в таблице, где для сравнения также приведены параметры пленок YBCO с различным содержанием кислорода (образцы F1–F6 из работ [1,16]). Для обеспечения возможности проведения резистивных измерений и измерений эффекта Холла пленки обрабатывали с помощью фотолитографии. В результате получены образцы размерами ~2,5×0,1 мм и с необходимым количеством контактов. Резистивные измерения проводили по стандартной 4-зондовой схеме на полностью компьютеризированной установке. Тщательная экранировка оборудования позволила минимизировать уровень шумов. В сочетании с особой тщательностью при изготовлении образцов, которые были сделаны в Макс-Планк институте в Штутгарте, это позволило получить воспроизводимые, надежные и систематические данные в результате наших исследований.

На рис. 1 представлена температурная зависимость удельного сопротивления исследуемого образца с $T_c = 78$ К, типичная для пленок YPrBCO с $x = 0,1$ [9,12]. В интервале от $T^* \approx (172 \pm 2)$ К до ~ 270 К зависимость $\rho(T)$ линейная. Выше 270 К $\rho(T)$ отклоняется вверх от линейной зависимости. Такое поведение характерно для пленок YBCO с $T_c \sim 80$ К (образцы F4 и F3 из работ [1,16]), что может быть связано с усилением электрон-электронного взаимодействия в таких образцах в области высоких температур [18]. В то же время T^* в данном случае заметно ниже, чем у пленок YBCO (см. таблицу). В случае пленок YBCO уменьшение T^* и, соответственно, сокращение температурного интервала псевдощелевого поведения характерно для пленок с дефектами [19]. Поэтому можно предположить, что в данном случае уменьшение T^* обусловлено образованием дефектов в образце в результате внедрения PrBCO в матрицу YBCO, которые могут препятствовать образованию парных корреляций

Таблица. Параметры образцов

Образец	d_0 , Å	T_c , К	T_c^{mf} , К	$\rho(100$ К), мРом·см	T^* , К	$\xi_c(0)$, Å	$n_0(100$ К)	v_F , 10^7 см/с
L100	1100	78,0	82,10	226	172	3,35	0,39	1,96
F1	1050	87,4	88,46	148	203	1,65	0,47	1,17
F3	850	81,4	84,55	237	213	1,75	0,42	1,15
F4	850	80,3	83,40	386	218	1,78	0,40	1,15
F6	650	54,2	55,88	364	245	2,64	0,20	1,16

Примечание: d_0 – толщина пленки.

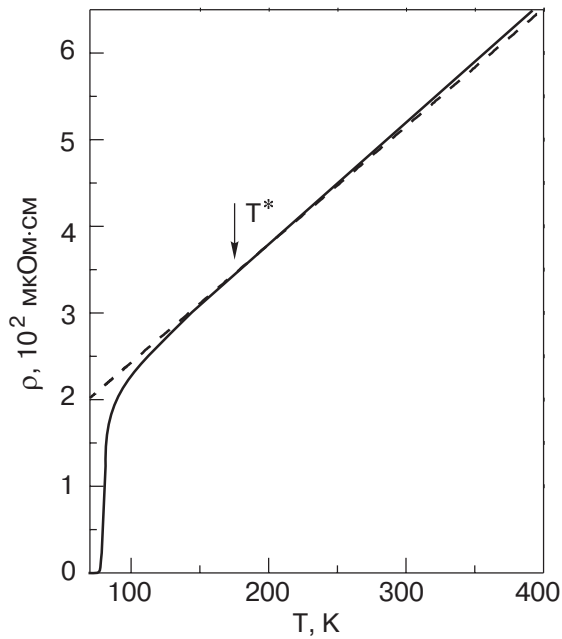


Рис. 1. Температурная зависимость удельного сопротивления образца; пунктир — экстраполяция сопротивления в нормальном состоянии в область низких температур.

выше T_c . Как отмечено выше, допирование Pr не приводит к изменению кристаллической структуры YBCO. Однако любые допанты, в том числе и Pr, могут играть роль примесей в образце, поскольку их случайные кулоновские поля создают дополнительные центры рассеяния для носителей заряда [2].

Ниже T^* (рис. 1) $\rho(T)$ отклоняется вниз от линейной зависимости, приводя к возникновению из-

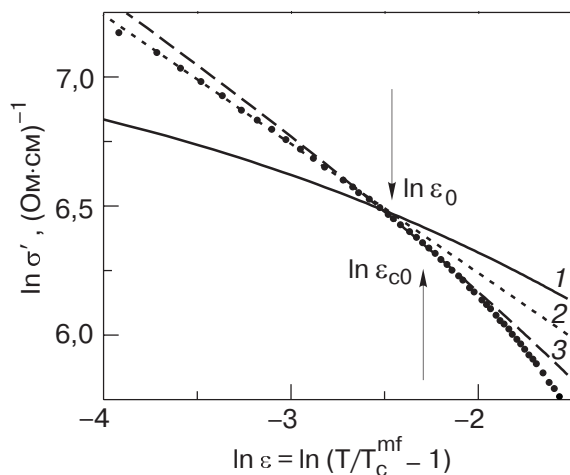


Рис. 2. Сопоставление экспериментальной зависимости $\ln \sigma'$ от $\ln \varepsilon$ вблизи T_c (точки) с флуктуационными теориями, построенными с параметрами, обозначенными в тексте: МТ вклад (1), АЛ (3D) вклад (2), ЛД вклад (3).

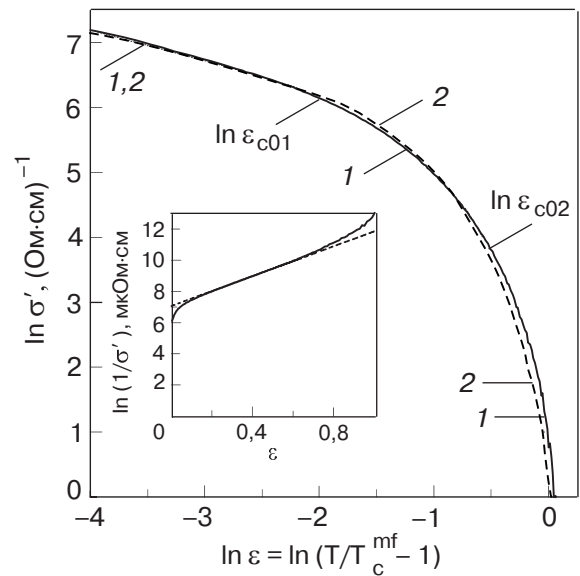


Рис. 3. Зависимость $\ln \sigma'$ от $\ln \varepsilon$ (сплошная кривая 1) во всем интервале температуры от T^* до T_c . Кривая (2) (пунктир) — расчет по уравнению (6) с параметрами, обозначенными в тексте; $\ln \varepsilon_{c01}$ и $\ln \varepsilon_{c02}$ ограничивают интервал экспоненциальной зависимости $\sigma^{-1}(T)$. На вставке — зависимость $\ln (1/\sigma')$ от ε (сплошная линия), пунктир — прямая, обратный наклон которой $1/\alpha$ определяет ε_{c0}^* .

быточной проводимости $\sigma' = \sigma(T) - \sigma_N(T)$, которая стандартным образом может быть записана в виде

$$\sigma'(T) = [\rho_N(T) - \rho(T)] / [\rho_N(T)\rho(T)]. \quad (1)$$

Здесь $\rho(T)$ — измеряемое удельное сопротивление, $\rho_N(T) = \alpha T + b$ определяет сопротивление образца в нормальном состоянии, т.е. выше T^* [1], экстраполированное в область низких температур. Рассчитанная по формуле (1) зависимость $\sigma'(T)$, в координатах $\ln \sigma'$ от $\ln \varepsilon$, показана на рис. 2 (точки) и рис. 3 (сплошная линия). Здесь $\varepsilon = T/T_c^{mf} - 1$ — приведенная температура и T_c^{mf} — критическая температура в приближении среднего поля, которая определяется экстраполяцией линейного участка зависимости $\sigma'^{-2}(T)$ до его пересечения с осью температур [16].

2. Теория и анализ результатов

Мы считаем, что $\sigma'(T)$ возникает в результате образования при $T \leq T^*$ локальных, т.е. не взаимодействующих между собой, электронных пар, так называемых сильносвязанных бозонов [7,8]. При этом плотность нормальных состояний в ВТСП уменьшается [1], что, собственно, и называется псевдощелью [2,3]. Как показано в [1], в области высоких температур локальные пары подчиняются статистике Бозе — Эйнштейна. В то же время вблизи T_c по-

ведение пар может быть описано в рамках теории слабых сверхпроводящих флуктуаций Асламазова–Ларкина (АЛ) [20] и Маки–Томпсона (МТ) [21], обобщенной на случай ВТСП Хиками и Ларкиным (ХЛ) [22]. Таким образом, при уменьшении T в интервале температур $T_c < T < T^*$ должен происходить переход от бозе-эйнштейновской конденсации (БЭК) к конденсации типа БКШ, теоретически обоснованный в [23].

Следуя [1], начнем с анализа флуктуационной проводимости. Как показано в [16], при $T_c^{mf} < T < T_0$ в любых образцах $\sigma'(T)$ определяется 3D-вкладом теории АЛ:

$$\sigma'_{AL} = C_{3D} \frac{e^2}{32\hbar\xi_c(0)} \varepsilon^{-1/2}. \quad (2)$$

Это область трехмерного (3D) поведения системы, в которой длина когерентности вдоль c -оси $\xi_c(0)$ больше $d \approx 11,7 \text{ \AA}$ — расстояния между проводящими плоскостями CuO_2 в ВТСП. Выше T_0 значение $\xi_c(0) < d$ и ВТСП демонстрирует квазидвумерное (2D) поведение. В этой области температур $\sigma'(T)$ уже зависит от структуры образца. В хорошо структурированных пленках YBCO зависимость $\sigma'(T)$ определяется 2D-вкладом Маки–Томпсона, рассчитанным по теории [22], который в отсутствие внешнего магнитного поля определяется выражением

$$\sigma'_{MT} = C_{2D} \frac{e^2}{8\hbar d(1 - \alpha/\delta)} \ln \frac{\delta(1 + \alpha\sqrt{1 + 2\alpha})}{\alpha(1 + \delta + \sqrt{1 + 2\delta})} \varepsilon^{-1}. \quad (3)$$

В то же время в YBCO-пленках с дефектами зависимость $\sigma'(T)$ определяется выражением [22]

$$\sigma'_{LD} = C_{LD} \frac{e^2}{16\hbar d\sqrt{1 + 2\alpha}} \varepsilon^{-1}, \quad (4)$$

которое фактически воспроизводит результат модели Лоуренца–Дониаха (ЛД) [24]. В уравнениях (2)–(4) $\alpha = 2[\xi_c(0)/d]^2 \varepsilon^{-1}$ — параметр связи; $\delta = 1,203(l/\xi_{ab})(16/\pi\hbar)[\xi_c(0)/d]^2 k_B T \tau_\varphi$ — параметр распаривания, τ_φ — время фазовой релаксации флуктуационных пар. Множитель $\beta = 1,203(l/\xi_{ab})$, где l — длина свободного пробега и ξ_{ab} — длина когерентности в плоскости ab , учитывает приближение чистого предела [16]. C_{3D} (C_{2D} и C_{LD}) — скэйлинговый множитель (так называемый C -фактор), позволяющий учесть расхождение между теорией и экспериментом предположительно за счет неравномерного растекания тока по образцу из-за неоднородностей его структуры, которое невозможно учесть теоретически.

На рис. 2 приведена зависимость $\sigma'(T)$ исследуемого образца L-100 вблизи T_c (точки). Как и ожидалось, в интервале температур от $T_c^{mf} \approx 82,1 \text{ K}$ до $T_0 \approx 88,84 \text{ K}$, обозначенной $\ln \varepsilon_0$, экспериментальные точки отлично аппроксимируются уравнением (2) с параметрами $C_{3D} = 0,833$ и $\xi_c(0) = 3,35 \text{ \AA}$ (кривая 2). Зная $\ln \varepsilon_0 = -2,5$, нетрудно рассчитать не только $\xi_c(0) = d\varepsilon_0^{1/2}$, но и параметр $\tau_\varphi(100 \text{ K})\beta = A\varepsilon_0^{-1} = 3,652 \cdot 10^{-13} \text{ c}$, где $A = \pi\hbar/(8k_B) = 2,988 \cdot 10^{-12} \text{ c}$ [16]. Определив l с помощью эффекта Холла, найдем $\beta \approx 0,912$ и получим $\tau_\varphi(100 \text{ K}) \approx 4 \cdot 10^{-13} \text{ c}$, что несколько выше, но в хорошем согласии с $\tau_\varphi(100 \text{ K}) \approx 3,35 \cdot 10^{-13} \text{ c}$, измеренным для YBCO-пленок F1–F6 и сверхрешетки 7YBCO×7PrBCO [16].

Флуктуационный вклад теории МТ, рассчитанный с теми же значениями $\xi_c(0)$ и $\tau_\varphi(100 \text{ K})\beta$ по формуле (3), показан на рис. 2 кривой 1. Хорошо видно, что в отличие от пленок YBCO [16] в области 2D-флуктуаций кривая 1 проходит заметно выше экспериментальных точек. Однако при $C_{2D} = 0,462$ кривая 1 пересекает экспериментальную зависимость как раз при $T = T_0$. При этом $C_{3D}/C_{2D} = 1,8$, что подтверждает универсальность этого отношения в иттриевых ВТСП [16]. Выше T_0 , до $T_{c0} \approx 96,1 \text{ K}$ ($\ln \varepsilon_{c0} \approx -1,77$), эксперимент хорошо аппроксимируется флуктуационным вкладом ЛД (кривая 3), построенным по уравнению (4) с определенной выше $\xi_c(0) = 3,35 \text{ \AA}$ и $C_{LD} = 0,92$.

Таким образом, получена зависимость $\sigma'(T)$, типичная для пленок YBCO с дефектами [19]. Этот результат подтверждает высказанные выше предположения о том, что, несмотря на сохранение параметров кристаллической решетки, внедрение атомов Pr, равно как и любой другой примеси, все-таки приводит к возникновению дефектов в образце [2]. В целом анализ ФП показывает, что интервал температур, в котором $\sigma'(T)$ подчиняется флуктуационным теориям, оказывается весьма протяженным — на 18 K выше T_c . Этот результат согласуется с достаточно большим временем жизни флуктуационных пар $\tau_\varphi(100 \text{ K}) \approx 4 \cdot 10^{-13} \text{ c}$ в YPrBCO. Анализ ФП позволяет также определить и такой параметр, как $\xi_c(0)$, который мы используем при анализе ПЩ $\Delta^*(T)$ [1]. Отметим, что измеренное значение $\xi_c(0) = 3,35 \text{ \AA}$ в 1,88 раза выше, чем для YBCO-пленки F4 с $T_c = 80,3 \text{ K}$. Этот результат можно связать с влиянием Pr, поскольку для сверхрешетки 7YBCO×7PrBCO с $T_c = 80,3 \text{ K}$ получено значение $\xi_c(0) = 2,8 \text{ \AA}$ [16], что также заметно больше, чем для пленок YBCO (см. таблицу).

Для описания зависимости ПЩ от температуры нами предложено уравнение [1]

$$\Delta^*(T) = T \ln \left\{ \frac{A_4(1 - T/T^*)}{\sigma'(T)} \frac{e^2}{16\hbar\xi_c(0)\sqrt{2\varepsilon_{c0}^* \sinh(2\varepsilon/\varepsilon_{c0}^*)}} \right\}, \quad (5)$$

где $\sigma'(T)$ — измеряемые в эксперименте значения избыточной проводимости. Поскольку $\xi_c(0)$ независимым образом рассчитывается из ФП анализа, неизвестными параметрами в (5) остаются ε_{c0}^* и коэффициент A_4 , имеющий тот же смысл, что и С-фактор в теории ФП. Следуя [1], рассмотрим зависимость $\sigma'^{-1}(T)$, чтобы определить ε_{c0}^* . Ожидается, что, как и в соединениях Y123, величина $\sigma'^{-1}(T)$, обратная избыточной проводимости, будет экспоненциально зависеть от ε в некотором интервале температур выше T_{c0} . Зависимость $\ln \sigma'^{-1}$ от ε приведена на вставке к рис. 3. Четко видно, что в интервале температур $T_{c01} - T_{c02}$, обозначенном $\ln \varepsilon_{c01} - \ln \varepsilon_{c02}$ и равном 98–130 К ($0,19 < \varepsilon < 0,58$), кривая $\ln \sigma'^{-1}(\varepsilon)$ аппроксимируется линейной зависимостью $\ln \sigma'^{-1} = \ln \sigma'_{0}{}^{-1} + \alpha\varepsilon$ (пунктир). Как известно [1,25], обратный наклон этой линейной зависимости $1/\alpha$ определяет ε_{c0}^* : $1/\alpha = \varepsilon_{c0}^* = 0,205$. Отметим, что в данном случае T_{c01} практически равна T_{c0} , измеряемой в ФП эксперименте.

Для того чтобы найти коэффициент A_4 , используем уравнение, предложенное в [1] для описания избыточной проводимости:

$$\sigma'(\varepsilon) = A_4(1 - T/T^*) \exp\left(-\frac{\Delta^*}{T}\right) \times \frac{e^2}{16\hbar\xi_c(0)\sqrt{2\varepsilon_{c0}^* \sinh(2\varepsilon/\varepsilon_{c0}^*)}}. \quad (6)$$

Измеряемая в эксперименте избыточная проводимость $\sigma'(\varepsilon)$ в двойных логарифмических координатах приведена на рис. 3 (сплошная кривая 1) во всем интервале температур от $T^* = (172 \pm 2)$ К и до $T_c^{mf} \approx 82,1$ К. Кривая, построенная по формуле (6) с параметрами $\varepsilon_{c0}^* = 0,205$, $\xi_c(0) = 3,35$ Å, $T_c^{mf} = 82,1$ К, $T^* = 172$ К, $\Delta^*(T_c) = 195$ К и $A_4 = 16$, обозначена на рис. 3 цифрой 2 (пунктир). Помимо определенных выше параметров, подставляем в уравнение (6) значение $\Delta^*(T_c)$, которое выбирается исходя из тех соображений, что в купратах должно выполняться соотношение $2\Delta^*(T_c)/kT_c \approx 5$ [26,27]. Очевидно, что в этом случае A_4 подбирается таким образом, чтобы совместить расчетную кривую с экспериментом в области 3D-флуктуаций вблизи T_c [1]. Как видно на рисунке, предложенное нами уравнение (6) (кривая 2) достаточно хорошо описывает экспериментальную зависимость $\sigma'(\varepsilon)$, что

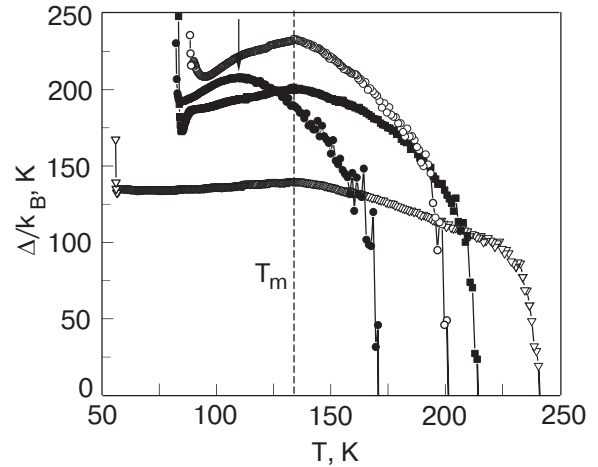


Рис. 4. Рассчитанные согласно (5) зависимости Δ^*/k_B от T для пленки YPrBCO (точки), а также для пленок YBCO: F1 (кружки), F4 (квадраты) и F6 (треугольники вниз). Сплошные линии приведены для удобства восприятия. $T_m = 133$ К (см. текст).

дает основание для использования коэффициента A_4 при описании ПЩ по формуле (5).

Зависимость $\Delta^*(T)$, полученная по формуле (5) с тем же набором параметров, что и при анализе уравнения (6), показана на рис. 4 (точки). Для сравнения здесь же приведены и аналогичные зависимости для пленок YBCO с различным содержанием кислорода из работы [1]: кружки — образец F1 ($T_c = 87,4$ К), квадраты — F4 ($T_c = 80,3$ К), треугольники — образец F6 ($T_c = 54,2$ К). Один из основных результатов, полученных нами в работе [1], — это наличие максимума на зависимостях $\Delta^*(T)$. Причем для всех пленок YBCO этот максимум наблюдается при одной и той же температуре $T_m(Y) \approx 133$ К (рис. 4) и, что более существенно, при одной и той же длине когерентности $\xi_{ab}(T_m(Y)) \approx 18$ Å. Мы считаем [1], что $\xi_{ab}(T_m(Y)) \approx 18$ Å — это некоторый критический размер локальных пар в системах Y123. При $T \leq T^*$ длина когерентности в CuO_2 -плоскостях $\xi_{ab} \ll \xi_{ab}(T_m)$ и пары образуют малоразмерные, не взаимодействующие между собой сильносвязанные бозоны, подчиняющиеся БЭК. Когда при уменьшении температуры $\xi_{ab}(T)$ становится больше $\xi_{ab}(T_m)$, пары начинают перекрываться и, в конечном итоге, трансформируются в куперовские пары, подчиняющиеся теории БКШ. Таким образом, в ВТСП, по крайней мере в системах Y123, в силу малости длины когерентности механизм взаимодействия фермионов в паре будет меняться от БЭК к конденсации типа БКШ по мере увеличения $\xi_{ab}(T)$ при уменьшении температуры [7,8,23]. Это, в частности, означает, что в отличие от невзаимодействующих сильносвязанных бозонов, которые являются стабильными образованиями [7,23], при

$\xi_{ab}(T) \geq \xi_{ab}(T_m)$ пары приобретают способность разрушаться.

Для пленки YPrBCO также появляется максимум на зависимости $\Delta^*(T)$, обозначенный на рис. 4 стрелкой. Однако температура $T_m(\text{Pr}) \approx 110$ К, при которой наблюдается максимум, на ~ 23 К ниже, чем $T_m(\text{Y})$. Величину $\xi_{ab}(T_m(\text{Pr}))$ можно оценить следующим образом. Для пленки YBCO с $T_c = 78$ К получим $\xi_c(0) \approx 1,8$ Å (см. зависимость $\xi_c(0)(T_c)$ (рис. 5) в [16]) и, соответственно, $\xi_{ab}(0) \approx 14,3$ Å. Здесь мы учли, что для оптимально допированного (ОД) YBCO-образца F1 $\xi_{ab}(0) \approx 13$ Å [16]. Таким образом, $\xi_c(0) = 3,35$ Å, измеренная для YPrBCO, в 1,86 раза больше, чем для YBCO. Поскольку $\text{Y}_{1-x}\text{Pr}_x\text{BCO}$ при $x = 0$ — это фактически ОД YBCO (образец F1), то очевидно, что зависимость $\xi(0)(T_c)$ в системах YPrBCO заметно иная, чем наблюдаемая в YBCO [16]. В последнем случае $\xi_c(0) \sim \hbar v_F / [\pi \Delta(0)] \sim \hbar v_F / (\pi k_B T_c)$ при постоянном значении фермиевской скорости v_F (см. таблицу) для пленок YBCO с различной плотностью носителей заряда. Мы полагаем, что в пленках YPrBCO также $\xi_c(0) \sim \hbar v_F / (\pi k_B T_c)$, но, в отличие от YBCO, v_F растет при увеличении содержания Pr. Полагая, что $\xi_{ab}(0)$ в YPrBCO также в 1,86 раза больше, чем в YBCO, получим $\xi_{ab}(0(\text{Pr})) \approx 26,5$ Å. В конечном итоге, $\xi_{ab}(T_m(\text{Pr})) = \xi_{ab}(0) \epsilon_m^{-1/2} \approx 45,2$ Å, что в 2,5 раза больше, чем в YBCO. Обнаруженное увеличение длины когерентности в YPrBCO может быть еще одной причиной уменьшения T^* в таких пленках. Действительно, увеличение $\xi(T)$ приводит к тому, что пары становятся менее устойчивыми, и можно предположить, что для образования сильно-связанных бозонов в данном случае нужны более низкие температуры.

Уменьшение T^* в YPrBCO приводит к иной зависимости ПЩ от температуры, чем наблюдаемая на пленках YBCO при уменьшении плотности носителей заряда n_f (рис. 4). Можно было ожидать, что зависимость $\Delta^*(T)$ для YPrBCO-пленки L100 (точки) будет близка к аналогичной зависимости, полученной для YBCO-пленки F4 (квадраты) с близкими значениями $T_c = 80,3$ К и $n_0 = 0,4$ (таблица), где n_0 — плотность носителей, нормированная на объем элементарной ячейки: $n_0 = nV_0$, а $V_0 = 1,74 \cdot 10^{-22}$ см³ [16]. Однако, как видно на рис. 4, форма кривой $\Delta^*(T)$ для образца L100 заметно отличается от аналогичной зависимости, полученной для F4. Несмотря на то что у пленки L100 $T_c = 78$ К на 2,3 К ниже, чем у F4, значения $\Delta^*(T_m)$ и $\Delta^*(T_c)$ соответственно на 7 и 15 К выше.

В еще большей степени зависимость $\Delta^*(T)$ образца L100 отличается от $\Delta^*(T)$, полученной для слабодопированной YBCO-пленки F6 с $T_c = 54,2$ К

(треугольники), несмотря на то что F6 имеет максимальное значение $\xi_c(0) = 2,6$ Å, которое также заметно больше, чем у ОД пленки F1 (см. таблицу). Мы полагаем, что зависимость $\Delta^*(T)$, наблюдаемая в YPrBCO, обусловлена именно тем фактом, что в отличие от YBCO, в которых T^* быстро возрастает при уменьшении n_f , в YPrBCO T^* , напротив, уменьшается. На рис. 4 видно, что зависимость $\Delta^*(T)$ для образца L100 (точки) фактически воспроизводит зависимость $\Delta^*(T)$ для ОД образца F1 (кружки), но сдвинутую несколько влево и вниз. Сдвиг влево равен $T^*(\text{F1}) - T^*(\text{L100}) \sim 30$ К. Смещение вниз четко определяется разницей T_c в соответствии с формулой $2\Delta^*(T_c)/(kT_c) \approx 5$. Так, отношение $T_c(\text{F1})/T_c(\text{L100})$ равно отношению $\Delta_m^*(\text{F1})/\Delta_m^*(\text{L100}) = 1,12$. Можно предположить, что в отличие от YBCO в пленках YPrBCO при уменьшении n_f с ростом x температура T^* будет продолжать уменьшаться, как это наблюдалось, например, в работе [12]. Естественно, будет уменьшаться и Δ_m^* , и вся кривая $\Delta^*(T)$ будет продолжать сдвигаться вниз и в сторону низких температур, сохраняя при этом форму зависимости $\Delta^*(T)$ для ОД пленок YBCO. Полученный результат показывает, что механизм образования ПЩ, а следовательно, и механизм сверхпроводящего спаривания в YPrBCO фактически такой же, как и в ОД YBCO, по крайней мере до $x \leq 0,2$ [10].

Это подтверждается данными, показанными на рис. 5, на котором представлена зависимость $\Delta^*(T)/\Delta_m^*$ от приведенной температуры T/T^* ,

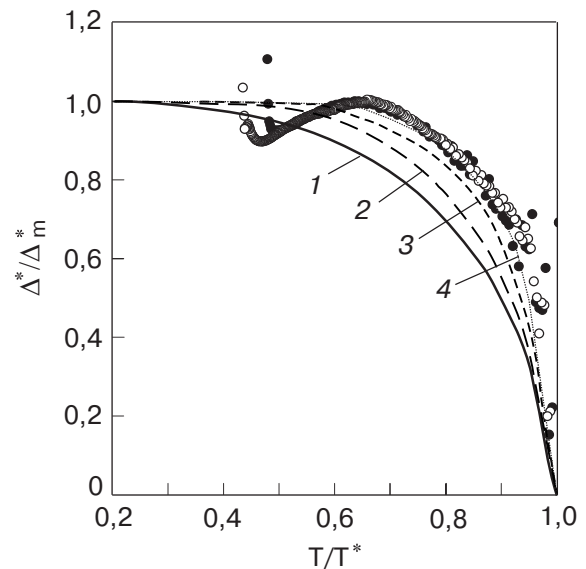


Рис. 5. Зависимости Δ^*/Δ_m^* от приведенной температуры T/T^* для пленки YPrBCO (точки) и ОД пленки YBCO (образец F1) (кружки). Кривые 1–4 — зависимости $\Delta/\Delta(0)$, рассчитанные для различных значений параметра $x_0 = \mu/\Delta(0)$: 10 (1) (предел БКШ); -2 (2); -5 (3); -10 (4) (предел БЭК).

где Δ^*_{\max} — максимальное значение $\Delta^*(T)$, для образца L100 (точки) в сравнении с аналогичной зависимостью для ОД YBCO-пленки F1 (кружки). Также приведены зависимости $\Delta(T)/\Delta(0)$, рассчитанные по данным работы [29] (см. уравнение (3) в [7]) с различными значениями параметра $x_0 = \mu/\Delta(0)$ (здесь μ — химический потенциал и $\Delta(0)$ — значение параметра порядка при $T = 0$ [29]). По аналогии с работой [30], мы полагаем, что таким же образом должен меняться и характер зависимости $\Delta^*(T)$ в ВТСП при изменении плотности носителей заряда [1]. Видно, что обе кривые лежат в области бозе-эйнштейновской конденсации, что представляется разумным, учитывая малую плотность носителей заряда в купратах. Более того, в интервале T/T^* от $\sim 0,85$ до $\sim 0,65$, отвечающему максимуму на кривых, зависимости $\Delta^*(T)$ совпадают с кривой 4, для которой $\mu/\Delta(0) = -10$ (предел БЭК). И это несмотря на то, что $n_0 \approx 0,39$ для L100, полученная из эффекта Холла, заметно меньше $n_0 \approx 0,47$, измеренной для F1. Ниже $T/T^* \sim 0,65$ обе зависимости отклоняются вниз от кривой 4, что также представляется разумным, поскольку вблизи T_c пары подчиняются уже не статистике БЭК, а теории БКШ. На рис. 5 также видно, что при уменьшении T в обоих образцах $\Delta^*(T)$ меняется фактически по одному и тому же закону. На наш взгляд, такое скайлинговое поведение прямо указывает на то, что механизм образования ПЩ, а следовательно, и механизм спаривания в системах YPrBCO при $x \approx 0,1$ практически такой же, как и в ОД системах YBCO, т.е. фактически не зависит от плотности носителей заряда n_f в конкретном образце. Этим поведение систем YPrBCO существенно отличается от YBCO, в которых при уменьшении n_f величина T^* растет и форма зависимости $\Delta^*(T)$ заметно изменяется (рис. 4).

Заключение

Исследования избыточной проводимости $\sigma'(T)$ в системах YPrBCO подтвердили правомерность развитаемого нами подхода к анализу флуктуационной проводимости [16] и псевдощели [1] в ВТСП. Подход основан на представлении о том, что $\sigma'(T)$ формируется в результате образования при $T \leq T^*$ парных состояний в виде невзаимодействующих сильносвязанных бозонов, подчиняющихся статистике Бозе—Эйнштейна, которые и определяют ее температурную зависимость в интервале температур $T_m < T < T^*$. При $T_c^{mf} < T < T_m$ пары подчиняются теории БКШ. Таким образом, в YPrBCO, так же как и в системах YBCO, наблюдается переход от БЭК к БКШ при уменьшении температуры, теоретически обоснованный в [23]. Мы считаем, что в результате формирования таких пар в спектре их воз-

буждений образуется реальная щель Δ^* [1], возникновение которой приводит к уменьшению плотности состояний выше T_c , что, собственно, и называется псевдощелью [2,3].

В отличие от пленок YBCO с $T_c \sim 80$ К (рис. 4) зависимость $\Delta^*(T)$ для пленки YPrBCO с $T_c = 78$ К (точки) оказалась подобной зависимости $\Delta^*(T)$ для ОД пленки YBCO с $T_c \sim 88$ К (кружки). Это особенно хорошо видно на рис. 5, где обе зависимости построены в приведенных единицах. Видно, что, несмотря на существенную разницу в плотности носителей в образцах, обе кривые совпадают с кривой 4, отвечающей пределу БЭК. Мы полагаем, что этот результат, равно как и обнаруженное увеличение в 1,86 раза длины когерентности и уменьшение T_m , отражает специфику механизма сверхпроводящего спаривания в YPrBCO. Фактически форма зависимости $\Delta^*(T)$, а соответственно, и механизм сверхпроводящего спаривания при $x \approx 0,1$ такой же, как и в ОД YBCO. Следовательно, наблюдаемое в $Y_{1-x}Pr_xBCO$ уменьшение T_c с ростом x , наиболее вероятно, обусловлено локализацией носителей заряда при увеличении содержания Pr [10,11]. В свою очередь, обнаруженное увеличение $\xi(T)$ в YPrBCO может служить одной из причин, объясняющих снижение T^* в YPrBCO при увеличении концентрации Pr.

Вблизи T_c , где $\xi_{ab} > \xi_{ab}(T_m)$, $\sigma'(T)$ может быть описана в рамках теории флуктуационной проводимости АЛ [20] и ХЛ [22]. Это позволяет определить ряд параметров образца, в том числе и величину $\xi_c(0)$, которая используется при анализе ПЩ. Существенно, что зависимость ФП от температуры оказалась типичной для пленок с дефектами [19]. Это подтверждает предположение об образовании дефектов, в том смысле, как это отмечено выше, в пленках YBCO в результате их допирования Pr. В свою очередь, возникновение дефектов, разрушающих парные корреляции [19], также может быть одной из причин, объясняющих обнаруженное в YPrBCO снижение T^* при увеличении концентрации Pr и соответствующем снижении плотности носителей заряда n_f .

В заключение авторы выражают благодарность профессору Х.-У. Хабермайеру, а также руководству Института Макса-Планка, Штутгарт, за предоставленную возможность и содействие в проведении измерений.

1. А.Л. Соловьев, В.М. Дмитриев, *ФНТ* **32**, 139 (2006).
2. В.М. Локтев, *УФЖ* **1**, 10 (2004).
3. Т. Timusk and B. Statt, *Rep. Prog. Phys.* **62**, 61 (1999).
4. А.А. Abrikosov, *Phys. Rev.* **B64**, 104521 (2001).

5. K. Maki and H. Won, *J. Magn. Magn. Mater.* **226–230**, 350 (2001).
6. A.C. Bodi, R. Laiho, and E. Lahderanta, *Physica C* **411**, 107 (2004).
7. В.М. Локтев, *ФНТ* **22**, 490 (1996); В.М. Локтев, В.М. Турковский, *ФНТ* **30**, 247 (2004).
8. O. Tchernyshyov, *Phys. Rev.* **B56**, 3372 (1997).
9. A. Matsuda, K. Kinoshita, T. Ishii, H. Shibata, T. Watanabe, and T. Yamada, *Phys. Rev.* **B38**, 2910 (1988).
10. Y.X. Jia, J.Z. Liu, M.D. Lan, and R.N. Shelton, *Phys. Rev.* **B47**, 6043 (1993).
11. A.K. Pradhan, S.J. Hazell, J.W. Hodby, C. Chen, A.J.S. Chowdhury, and B.M. Wanklyn, *Solid State Commun.* **88**, 723 (1993).
12. J.-M. Triscone, Q. Fischer, O. Brunner, L. Antognazza, A.D. Kent, and M.G. Karkut, *Phys. Rev. Lett.* **64**, 804 (1990).
13. W. Volz, F.S. Razavi, G. Quirion, H.-U. Habermeier, and A.L. Solovjov, *Phys. Rev.* **B55**, 6631 (1997).
14. A.L. Solovjov, V.M. Dmitriev, H.-U. Habermeier, and I.E. Trofimov, *Phys. Rev.* **B55**, 8551 (1997).
15. X.G. Qiu, G.X. Chen, B.R. Zhao, V.V. Moshchalkov, and Y. Bruynseraede, *Phys. Rev.* **B68**, 024519 (2003).
16. А.Л. Соловьев, Х.-У. Хабермайер, Т. Хааге, *ФНТ* **28**, 24 (2002); А.Л. Соловьев, Х.-У. Хабермайер, Т. Хааге, *ФНТ* **28**, 144 (2002).
17. H.-U. Habermeier, *App. Surf. Science* **69**, 204 (1993).
18. V. Barzykin and D. Pines, *Phys. Rev.* **B52**, 13585 (1995); B.P. Stojkovic and D. Pines, *Phys. Rev.* **B55**, 8576 (1997).
19. A.L. Solovjov, *Fiz. Nizk. Temp.* **28**, 812 (2002).
20. L.G. Aslamazov and A.I. Larkin, *Phys. Lett.* **A26**, 238 (1968).
21. K. Maki, *Prog. Theor. Phys.* **39**, 897 (1968); R.S. Thompson, *Phys. Rev.* **B1**, 327 (1970).
22. S. Hikami and A.I. Larkin, *Mod. Phys. Lett.* **B2**, 693 (1998).
23. В.П. Гусынин, В.М. Локтев, С.Г. Шарапов, *Письма ЖЭТФ* **65**, 170 (1997).
24. W.E. Lawrence and S. Doniach in: *Proc. of the Twelfth Int. Conf. on Low Temp. Phys.*, Kyoto (1971), p. 361.
25. B. Leridon, A. Defossez, J. Dumont, J. Lesueur, and J.P. Contour, *Phys. Rev. Lett.* **87**, 197007 (2001).
26. В.М. Дмитриев, А.Л. Соловьев, А.И. Дмитренко, *ФНТ* **15**, 200 (1989).
27. K.W. Wong and W.Y. Ching, *Physica C* **416**, 47 (2004).
28. Y. Iye, in: *Physical Properties of High-Temperature Superconductors III*, D.M. Ginsberg (ed.), World Scientific, Singapore (1992), p. 285.
29. E. Babaev and H. Kleinert, *Cond-mat/9804206* (1998); E. Babaev and H. Kleinert, *Phys. Rev.* **B59**, 12083 (1999).
30. Д.Д. Прокофьев, М.П. Волков, Ю.А. Бойков, *ФТТ* **45**, 1168 (2003).

Fluctuation conductivity and pseudogap in
 $Y_{1-x}Pr_xBa_2Cu_3O_{7-y}$ films

A.L. Solovjov and V.M. Dmitriev

Fluctuation conductivity (FC) and pseudogap (PG) have been analyzed for $Y_{1-x}Pr_xBa_2Cu_3O_{7-y}$ films with $x \approx 0.1$. The temperature dependence of FC is shown to be the same as that in $YBa_2Cu_3O_{7-y}$ films with a defect structure. At the same time the temperature dependence of PG is different compared with that obtained for the $YBa_2Cu_3O_{7-y}$ films. It is also found that in $Y_{1-x}Pr_xBa_2Cu_3O_{7-y}$ films an increase in Pr concentration results in increase of coherence length as well as in decrease of T^* .