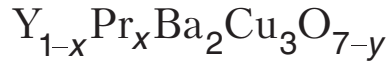


## Электротранспорт и эффект Холла в пленках



А.Л. Соловьев<sup>1</sup>, В.М. Дмитриев<sup>1,2</sup>

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

<sup>2</sup>International Laboratory of High Magnetic Fields and Low Temperatures, 53-421, Wroclaw, Poland

Статья поступила в редакцию 19 мая 2006 г., после переработки 18 июля 2006 г.

Исследованы продольное  $\rho_{xx}(T)$  и поперечное  $\rho_{xy}(T)$  удельное сопротивление, а также эффект Холла в пленках  $Y_{1-x}Pr_xBa_2Cu_3O_{7-y}$  с  $x \approx 0,1$ . Несмотря на низкое значение  $T_c \approx 78$  К, зависимость  $\rho_{xx}(T)$  в широком интервале температур линейная. В то же время  $\rho_{xy}(T)$  имеет выраженный полупроводниковый характер. Измеренное значение коэффициента Холла  $R_H \approx 1,3$ , что в  $\approx 3$  раза меньше, чем в пленке  $YBa_2Cu_3O_{7-y}$  с аналогичной  $T_c$ . Константа взаимодействия  $\lambda \approx 1,26$ , наоборот, в  $\approx 3,5$  раза больше. Показано, что эти и другие обнаруженные особенности можно объяснить эффектами локализации носителей заряда в системах  $Y_{1-x}Pr_xBa_2Cu_3O_{7-y}$ .

Досліджено поздовжній  $\rho_{xx}(T)$  та поперечний  $\rho_{xy}(T)$  опір, а також ефект Холла в плівках  $Y_{1-x}Pr_xBa_2Cu_3O_{7-y}$  із  $x \approx 0,1$ . Незважаючи на низьке значення  $T_c \approx 78$  К, залежність  $\rho_{xx}(T)$  у широкому інтервалі температур є лінійною. У той же час  $\rho_{xy}(T)$  має виражений напівпровідниковий характер. Виміряне значення коефіцієнта Холла  $R_H \approx 1,3$ , що в  $\approx 3$  рази менше, ніж у плівці  $YBa_2Cu_3O_{7-y}$  із аналогічною  $T_c$ . Константа взаємодії  $\lambda \approx 1,26$ , навпаки, в  $\approx 3,5$  рази більше. Показано, що ці й інші виявлені особливості можна пояснити ефектами локалізації носіїв заряду в системах  $Y_{1-x}Pr_xBa_2Cu_3O_{7-y}$ .

PACS: 74.72.Bk, 74.40.+k

**Ключевые слова:** сверхпроводимость, эффект Холла, псевдощель, ВТСП.

### Введение

В наших предыдущих работах [1–3] исследованы флуктуационная проводимость (ФП) [4], а также величина и температурная зависимость псевдощели (ПЩ) [5,6] в пленках  $YBa_2Cu_3O_{7-y}$  (YBCO) [1,2] и  $Y_{1-x}Pr_xBa_2Cu_3O_{7-y}$  (YPrBCO) [3]. Было обнаружено, что поведение и ФП, и ПЩ в пленках YPrBCO заметно отличается от аналогичных зависимостей в YBCO. В настоящей работе исследованы особенности резистивных свойств и эффект Холла в пленке  $Y_{1-x}Pr_xBa_2Cu_3O_{7-y}$  с  $x \approx 0,1$ . Результаты сравниваются с теорией, а также с результатами аналогичных исследований на пленках YBCO.

Как известно [7–13], Pr — фактически единственный редкоземельный элемент, при замещении которым Y в соединениях  $YBa_2Cu_3O_{7-y}$  сверхпроводимость полностью подавляется. Поэтому считается, что исследование соединений  $Y_{1-x}Pr_xBa_2Cu_3O_{7-y}$  в нормальном состоянии, особенно в ПЩ режиме, позволит прояснить вопрос о механизмах рассеяния и сверхпроводящего спаривания в ВТСП. С ростом  $x$  плотность носителей заряда  $n_f$  и температура перехода в сверхпроводящее состояние  $T_c$  в соединениях YPrBCO быстро уменьшаются, тогда как сопротивление возрастает [7–9]. Однако до  $x \approx 0,2$  в YPrBCO, как и в оптимально допированных (ОД) соединениях YBCO, наблюдаются как линейная температурная зависимость продольного удельного сопротивления  $\rho_{xx}(T)$  при  $T \geq T^*$  [7,13], так и изменение знака эффекта Холла (так называемый «sign reversal» (SR) эффект) при приближении  $T$  к  $T_c$  [8,14]. Интервал температур  $T_c < T < T^*$  отвечает образованию псевдощели в ВТСП [5,6];  $T^* \gg T_c$  — характеристическая температура, ниже которой линейная температурная зависимость  $\rho_{xx}(T)$ ,

типичная для электрон-фононного взаимодействия (ЭФВ) при  $T > 0,25\Theta_D$  ( $\Theta_D$  — температура Дебая) [15], сменяется нелинейной [1–3]. Следует также отметить, что до  $x \approx 0,2$  зависимость  $\rho_c(T)$ , измеряемая в монокристаллах  $YPrBCO$  вдоль оси  $c$ , также линейная [13]. При  $x \geq 0,22$  SR-эффект исчезает [8], зависимость  $\rho_c(T)$  приобретает полупроводниковый характер, однако линейная зависимость  $\rho_{xx}(T)$  при  $T \geq T^*$  сохраняется до  $x \approx 0,4$  [7,13]. При  $x > 0,4$  зависимость  $\rho_{xx}(T)$  также приобретает полупроводниковый характер, а при  $x > 0,7$   $YPrBCO$  становится изолятором [7–9,13]. Считается, что это происходит в результате формирования энергетической зоны Ференбахера — Райса (ФР) за счет образования сильногибридизированного состояния  $4f-Pr-2p_\pi-O$  ( $Pr^{IV}$ ) [12]. Увеличение сопротивления и снижение  $T_c$  — следствие уменьшения числа свободных носителей заряда в плоскостях  $CuO_2$ , которые локализуются в ФР зоне. Расчеты, выполненные в рамках теории ФР с учетом  $p-f$ -гибридизации [16], показали, что уменьшение плотности носителей заряда  $n_f$  в  $YPrBCO$  при увеличении концентрации  $Pr$  происходит в результате перехода дырок из зоны  $pd\sigma$  плоскостей  $CuO_2$  в зону ФР. Этот процесс мало влияет на цепочки  $CuO$ , число дырок в которых остается практически постоянным [17]. Как следствие, концентрация кислорода в  $YPrBCO$  также остается постоянной. Таким образом, исследование  $YPrBCO$  позволяет изучать изменение свойств ВТСП непосредственно при изменении  $n_f$ .

### Экспериментальные результаты

Пленки  $Y_{1-x}Pr_xBa_2Cu_3O_{7-y}$  с различным содержанием  $Pr$  изготавливали методом импульсного лазерного напыления из мишеней  $YBCO$  и  $PrBCO$  на подложки  $SrTiO_3$  (001) [18]. Этот метод обеспечивает воспроизводимое получение  $c$ -ориентированных эпитаксиальных пленок, что контролировалось исследованием соответствующих рентгеновских и рамановских спектров. При этом, в отличие от сверхрешеток  $YBCO-PrBCO$  [9,11], контролировалось лишь процентное содержание  $Pr$ . Как мы полагаем, в результате внедрения  $Pr$  в матрицу  $YBCO$  часть элементарных ячеек  $YBCO$  замещается произвольно размещенными по образцу ячейками  $PrBCO$  [9]. Для исследований была выбрана пленка, содержащая  $\sim 10\%$   $Pr$  (образец L100). Параметры образца приведены в табл. 1–3. Для сравнения также приведены параметры оптимально допированной пленки  $YBCO$  с  $T_c \approx 88$  К (образец F1 [1]) и пленки  $YBCO$  с близким значением  $T_c \approx 80$  К (образец F4 [1]).

С помощью фотолитографии и техники химического травления [18] из пленок вырезались так называемые холловские структуры [19] размерами

$5 \times 0,1$  мм. При этом, помимо токовых контактов, по длине пленки через 1,25 мм располагались три пары поперечных отводов с такой же шириной  $w = 0,1$  мм, как и основная пленка. Крайние использовались для измерения напряжения по 4-зондовой схеме, что определяло длину образца, равную 2,5 мм. Средняя пара использовалась для измерения эффекта Холла. В наших исследованиях  $T_c$  определялась как температура, при которой аппроксимируемое линейной зависимостью при переходе в сверхпроводящее состояние  $\rho_{xx}(T)$  становилось равным нулю [1].

Температурная зависимость  $\rho_{xx}(T)$  показана на рис. 1 (кривая 1). Пунктирная прямая  $\rho_N(T) = \alpha T + b$  определяет сопротивление образца в нормальном состоянии, т.е. выше  $T^*$ , экстраполированное в область как низких, так и высоких температур. Как видно на рис. 1, выше  $T^* = (170 \pm 2)$  К и вплоть до  $\sim 270$  К зависимость продольного удельного сопротивления  $\rho_{xx}(T)$  линейная. Выше 270 К наблюдается незначительное отклонение вверх от линейности, наиболее вероятно, связанное с усилением электрон-электронного взаимодействия в ВТСП при высоких температурах [20]. Ниже  $T^*$  происходит переход в ПЩ режим [5,6]. При этом  $\rho_{xx}(T)$  отклоняется вниз от линейной зависимости, приводя к возникновению избыточной проводимости  $\sigma'(T) = \sigma(T) - \sigma_N(T)$ , где  $\sigma_N(T) = 1/\rho_N(T)$  [1]. Следует также отметить, что увеличение сопротивления в  $YPrBCO$  с ростом концентрации  $Pr$  происходит гораздо медленнее, чем в  $YBCO$  при уменьшении концентрации кислорода, что видно из сравнения с образцом F4, имеющим близкое значение  $T_c$  (см. табл. 1). Этот результат совпадает с данными работ [7,12,13].

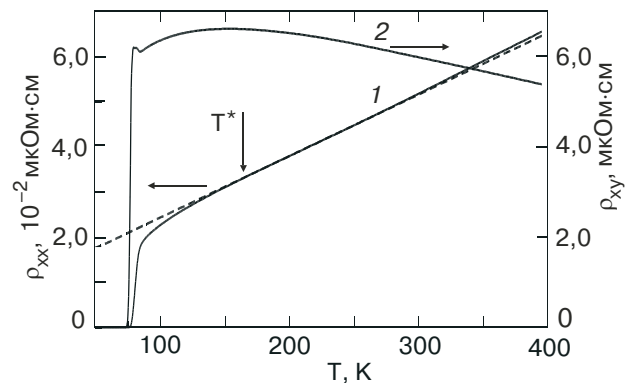


Рис. 1. Температурные зависимости продольного  $\rho_{xx}$  (1) и поперечного  $\rho_{xy}$  (2) удельного сопротивления образца L100. Пунктир — зависимость  $\rho_N(T)$ .

Таблица 1. Параметры образцов

Образец	$d_0$ , Å	$T_c$ , К	$\rho_{xx}(300\text{ К})$ , мкОм см	$\rho_{xx}(100\text{ К})$ , мкОм см	$T^*$ , К	$d\rho/dT$ , мкОм см/К
F1	1050	87,4	476	148	203	1,46
F4	850	80,3	1125	386	218	3,2
L100	1100	78,0	514	226	172	1,38

$d_0$  — толщина пленки.

Одновременно с  $V_{xx}(T)$  измерялся сигнал и на поперечной, «холловской», паре контактов  $V_{xy}(T)$ , который, как оказалось, наблюдается и в отсутствие магнитного поля. По аналогии с работой [21] будем считать, что этому сигналу отвечает поперечное удельное сопротивление

$$\rho_{xy}(T) = V_{xy}(T) / (\omega j_{xx}), \quad (1)$$

где  $V_{xy}/\omega$  — напряженность электрического поля, создаваемая разностью потенциалов  $V_{xy}$  на расстоянии, равном ширине образца  $\omega = 0,1$  мм;  $j_{xx}$  — плотность транспортного тока в пленке. Отметим, что длина участка пленки, на котором измеряется  $V_{xy}$ , определяется шириной поперечных отводов и в данном случае равна 0,1 мм. Зависимость  $\rho_{xy}(T)$  на рис. 1 показана кривой 2. Следует подчеркнуть, что напряжение  $V_{xy}$  весьма мало: при  $T = 300$  К  $V_{xy} \approx 0,45 \cdot 10^{-3} V_{xx}$  и  $V_{xy} \approx 10^{-3} V_{xx}$  при 100 К. Соответственно, с учетом геометрии образца, поперечное удельное сопротивление  $\rho_{xy} \approx 10^{-2} \rho_{xx}$  при  $T = 300$  К и  $\rho_{xy} \approx 2,5 \cdot 10^{-2} \rho_{xx}$  при 100 К (рис. 1). Это означает, что поперечная составляющая транспортного тока, которая, собственно, и приводит к возникновению поперечного сигнала на образце, также мала:  $I_{xy} \approx 10^{-2} I_{xx}$ . Поэтому зависимость  $\rho_{xy}(T)$ , а также холловское напряжение  $V_H$  получены при токе  $I_{xx} = 10$  мА, тогда как при измерении  $\rho_{xx}(T)$  использовали ток  $I_{xx} = 10$  мкА. Чтобы убедиться в том, что  $V_{xy}$  не связано с термоэдс, мы провели измерения с очень маленьким транспортным током:  $I_{xx} = 10^{-7}$  А. В этом случае  $V_{xy}(T) \sim 10^{-10}$  В и, естественно, не наблюдается на уровне шумов  $\sim 500$  нВ, что подтверждает его внутреннюю природу. Напряжение  $V_{xy}(T) = R_{xy}(T)I_{xx}$ , возникающее на поперечных контактах без магнитного поля, было обнаружено нами и на пленках YBCO [19]. Однако в YBCO форма зависимости  $\rho_{xy}(T) \sim V_{xy}(T)/I_{xx}$  в точности соответствует зависимости  $\rho_{xx}(T)$  и имеет металлический характер. В данном случае температурная зависимость  $\rho_{xy}(T)$  (рис. 1, кривая 2) имеет явно выраженный полупроводниковый характер. На рисунке также видно,

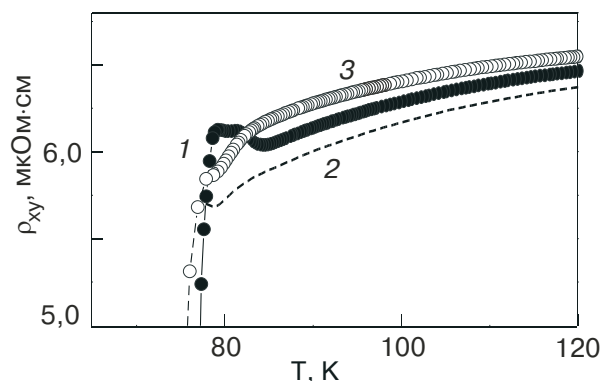


Рис. 2. Зависимость  $\rho_{xy}(T)$  при  $B_z = 0$  (1),  $-0,96$  (2),  $0,96$  (3) Тл.

что рост  $\rho_{xy}(T)$  при уменьшении температуры прекращается при  $T \approx T^*$ . Ниже  $T^*$  величина  $\rho_{xy}(T)$ , так же как и  $\rho_{xx}(T)$ , начинает снижаться. Наиболее вероятно, это связано с переходом образца при  $T \leq T^*$  в ПШ режим, в котором часть носителей заряда в ВТСП связывается в пары, образуя малоразмерные сильносвязанные бозоны [2,22].

На зависимости  $\rho_{xy}(T)$  (рис. 1 и 2) наблюдается пик при температуре  $T_{on} > T_c$ , соответствующей началу перехода в сверхпроводящее состояние. Пик наблюдается и при измерении  $\rho_{xy}(T)$  на двух других парах поперечных контактов, что говорит о его внутренней природе. Магнитное поле  $B_z = 0,96$  Тл, перпендикулярное плоскости  $ab$  пленки и направленное как вдоль оси  $c$  (рис. 2, кружочки), так и в обратном направлении (рис. 2, пунктир), практически полностью подавляет пик и, естественно, приводит к уменьшению  $T_c$  (рис. 2, кривые 2 и 3). Пик вблизи  $T_c$  на зависимости  $\rho_{xx}(T)$  наблюдался при исследовании монокристаллов YPrBCO [10] и YBCO [23], а также  $L_{2-x}Ce_xCuO_{4-y}$  ( $L = Pr, Nd$ ) с электронным типом проводимости [24]. Поперечное сопротивление на монокристаллах не изучалось. Как и в наших экспериментах, пик продольного сопротивления подавляется магнитным полем. Однако для того, чтобы полностью подавить этот пик, потребовалось поле  $B_z \sim 5$  Тл [10], что гораздо больше, чем в нашем случае. Кроме того, и само продольное сопротивление существенно больше.

На рис. 2 также видно, что магнитное поле не только подавляет пик, но и смещает резистивную кривую вверх или вниз, в зависимости от направления магнитного поля относительно кривой с  $B_z = 0$ . Половина расстояния между этими кривыми определяет холловскую резистивность  $\rho_H(T)$

$$\rho_H(T) \sim V_H(T) / I_{xx} = R_{xyH}(T) = R_H(T) d_0^{-1} B_z, \quad (2)$$

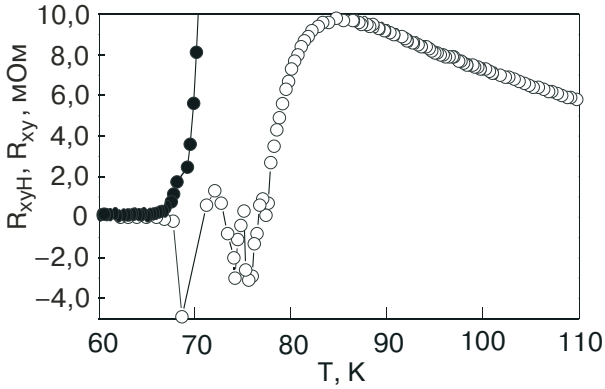


Рис. 3. Зависимости  $R_{xyH}(T)$  при  $B_z = 0,6$  Тл (○) и  $R_{xy}(T)$  при  $B_z = 0,6$  Тл (●), которая определяет  $T_c(H) \approx 68$  К. Линии приведены для наглядности.

где  $V_H$  — напряжение на образце, возникающее в результате эффекта Холла,  $d_0$  — толщина пленки,  $R_H$  — коэффициент Холла, характеризующий свойства конкретного материала. Зависимость  $R_{xyH}(T)$  для  $B_z = 0,6$  Тл приведена на рис. 3. Здесь также показана зависимость поперечного сопротивления  $R_{xy}(T)$  при  $B_z = 0,6$  Тл, определяющая  $T_c(H) \approx 68$  К. Видно, что, как и в пленках YBCO, при уменьшении температуры  $R_{xyH}(T)$  возрастает, демонстрирует максимум при  $T_{on} \sim 85$  К, а затем быстро уменьшается. При  $T \leq 77$  К сопротивление  $R_{xyH}(T)$  становится отрицательным, демонстрируя ожидаемый SR-эффект [8,14]. Аналогичный результат получается при  $B_z = 0,96$  Тл. В интервале температур от 76,5 К до  $T_c(H) \sim 68$  К поведение  $R_{xyH}(T)$  оказывается весьма сложным. Уровень шумов в наших экспериментах не превышал 500 нВ, что подтверждается, в частности, и хорошим качеством обеих кривых при  $T > 77$  К. Поэтому мы не связываем с шумами особенности, наблюдаемые на зависимости  $R_{xyH}(T)$  при  $T \leq 77$  К.

### Обсуждение результатов

Наиболее любопытный экспериментальный результат — возникновение поперечного напряжения  $V_{xy}(T)$  на пленке в отсутствие магнитного поля и необычная форма его температурной зависимости (рис. 1, 2). Несложный расчет показывает, что смещения противоположных поперечных отводов образца на 2–4 мкм вполне достаточно, чтобы получить наблюдаемое в наших экспериментах  $R_{xy}(100\text{ К}) \approx 0,6$  Ом. Однако такое смещение отводов в наших образцах отсутствует, по крайней мере не превышает 0,1 мкм. Это связано с высоким качеством фотолитографии, используемой при изготовлении образцов в Макс-Планк Институте, Штуттгарт. Следует также иметь в виду, что такая явно упрощенная модель не объясняет ни появление пика на зависимости  $\rho_{xy}(T)$ , ни полупроводниковый ход поперечного сопротивления (рис. 1).

В работах [23,24] появление пика продольного сопротивления в ВТСП вблизи  $T_c$  обусловлено наличием в образце областей с различными значениями  $T_c$ , что будет приводить к перколяционному характеру протекания тока при переходе в сверхпроводящее состояние. В [24] разброс  $T_c$  объясняется гранулярным строением исследуемых монокристаллов  $L_{2-x}Ce_xCuO_{4-y}$  ( $L = Pr, Nd$ ). Соответственно в монокристаллах YBCO [23] появление областей с различными  $T_c$  и размерами, значительно превышающими  $\xi(T)$ , связывается с неоднородным распределением концентрации кислорода в кристалле [25]. Появление пика поперечного сопротивления в ВТСП анализируется в работе [21] и также базируется на представлении о неоднородном распределении кислорода в образце. Как известно [4,7,26], плотность носителей заряда  $n_f$ , а следовательно, и  $T_c$  в YBCO определяются содержанием кислорода. Можно считать вполне установленным [26,27], что изменение содержания кислорода в YBCO всего лишь в пределах 4% приводит к изменению  $T_c$  на несколько градусов. В [21] предполагается, что даже в однородных по структуре ВТСП может иметь место незначительная вариация концентрации кислорода в объеме образца. Это будет приводить к пространственным флуктуациям плотности носителей заряда, а следовательно, и  $T_c$ , что, в свою очередь, ведет к усилению пиннинга вихрей. Также может иметь место и вариация энергии пиннинга  $U^*$ . Поскольку длина когерентности  $\xi(T)$  в ВТСП исключительно мала [5,22], различные неоднородности, даже с очень малой характеристической длиной, могут существенно влиять на результаты измерений. Для того чтобы учесть это влияние, авторы [21] смоделировали сверхпроводник в виде двумерной решетки произвольно распределенных резисторов (random resistor network (RRN)). Предполагается, что сопротивления и  $T_c$  резисторов различны. Соответственно, при  $T \leq T_{on}$  различные области RRN-системы будут переходить в сверхпроводящее состояние при разной температуре. В результате ток будет протекать перколяционным образом по пути наименьшего сопротивления. Это ведет к появлению в RRN-системе при  $T_c < T < T_{on}$  поперечной составляющей транспортного тока  $I_{xx}$  и, как следствие, поперечного напряжения  $V_{xy}$ . В результате при  $T < T_{on}$  возникает пик поперечного удельного сопротивления  $\rho_{peak}(T)$ . В рамках модели вязкого движения вихрей было показано, что если  $U^* = \text{const}$ , но имеется разброс  $T_c$ , определяемый распределением Гаусса, то величина пика сопротивления уменьшается с ростом магнитного поля, что и наблюдается в эксперименте (для наблюдения эффекта достаточно, чтобы разброс значений  $T_c$  не превышал 1 К).

Таким образом, RRN-модель достаточно разумно объясняет появление пика поперечного сопротивления ВТСП пленок в интервале температур  $T_c \leq T \leq T_{on}$ . Однако модель не объясняет появление наблюдаемого на пленках поперечного напряжения при  $T \gg T_{on}$ , когда ни о  $T_c$ , ни о движении вихрей речь уже не идет. В [21] считается, что при  $T > T_{on}$  удельное сопротивление  $\rho_{xy}(T) = 0$ . Тогда как в эксперименте наоборот — при  $T > T_{on}$  удельное сопротивление  $\rho_{xy}(T) \gg \rho_{peak}(T)$  (рис. 1 и 2). Из сравнения кривых 1 и 3 в интервале температур  $78 \text{ K} < T < 85 \text{ K}$  (рис. 2) видно, что абсолютная величина пика  $\rho_{peak} = \Delta\rho_{xy} \approx 0,017 \text{ мкОм}\cdot\text{см}$ , где  $\Delta\rho_{xy}$  — фактически та часть сопротивления, которая подавляется магнитным полем. Таким образом,  $\rho_{peak} \approx 1/30 \rho_{xy}$ . В монокристаллах  $\Delta\rho_{xx} \approx 1/4 \rho_{xx}$  [10,23,24], да и величина  $V_{xx}$ , как уже отмечалось, намного больше  $V_{xy}$ , измеряемого в наших экспериментах. С точки зрения RRN-модели, малая величина  $\rho_{peak}$  означает, что вариации кислородной концентрации, а следовательно, и разброс  $T_c$  в наших пленках весьма малы. Соответственно, отсутствие пиков продольного сопротивления и малая величина поперечного напряжения  $V_{xy}(T)$  указывают на отсутствие структурных неоднородностей в исследуемых образцах [24]. Поэтому появление поперечного сигнала в наших пленках при  $T > T_{on}$  мы связываем не с дефектами и не с вариациями кислородной концентрации, а с особенностями электронной структуры ВТСП пленок, которая весьма сложная [4,12,16,28]. Кристаллическая ячейка PrBCO фактически является изоструктурной по отношению к YBCO [7,12,13]. Поэтому внедрение Pr в матрицу YBCO не приводит к искажению кристаллической структуры образца. 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 [5]. Известно, что в PrBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7</sub> имеет место существенное рассогласование потенциалов (более 6%) между Pr и Ba [29], что также создает очень сильные центры рассеяния [16]. Мы полагаем, что в результате часть носителей заряда может отклоняться в поперечном направлении, приводя к возникновению поперечной составляющей транспортного тока  $I_{xy}$  и, как следствие, напряжения  $V_{xy}$ .

С появлением работ [12,16] ситуация с электронной структурой  $Y_{1-x}Pr_xBa_2Cu_3O_{7-y}$  в значительной степени прояснилась. Однако теория не объясняет ни полупроводниковый ход зависимости  $\rho_{xx}(T)$  при  $x \geq 0,4$ , ни аналогичную зависимость  $\rho_{xy}(T)$ , наблюдаемую в наших экспериментах уже при  $x \sim 0,1$ , поскольку не в состоянии полностью учесть эксперимен-

тальную ситуацию. При напылении пленок только часть элементарных ячеек YBCO замещается ячейками PrBCO, которые произвольно распределяются в объеме образца. В соответствие с [12,16], уровень Pr<sup>IV</sup> каждой такой ячейки должен эффективно поглощать часть дырок проводимости. Поэтому мы полагаем, что каждая ячейка PrBCO является не просто диэлектриком, а представляет эффективный центр локализации носителей заряда, куда уходит часть дырок из плоскостей CuO<sub>2</sub>. Когда плотность ячеек PrBCO достигает величины, которой соответствует  $x \sim 0,4$ , число носителей заряда в плоскостях CuO<sub>2</sub> уменьшается настолько, что проводимость приобретает полупроводниковый характер. До  $x \sim 0,6$  это фактически прыжковая проводимость с переменной длиной прыжка [7]. При  $x > 0,7$  температурная зависимость проводимости, строго говоря, не отвечает ни чисто прыжковому, ни чисто активационному типу проводимости [7,13,30]. Такой подход позволяет объяснить и полупроводниковый характер зависимости  $\rho_{xy}(T)$ , наблюдаемый уже при относительно малых  $x$ . Очевидно, что дырка будет локализована в том случае, если ее кинетическая энергия  $E$  меньше энергии активации  $U$ . Поскольку до  $x < 0,4$  зависимость  $\rho_{xx}(T)$  сохраняет металлическое поведение, можно считать, что для большей части дырок, движущихся вдоль пленки,  $E_{xx} > U$ . С другой стороны, как мы выяснили, поперечная составляющая тока  $I_{xy}$  весьма мала и, соответственно, энергия дырок, движущихся вдоль оси  $y$ ,  $E_{xy} < U$ . В результате значительная часть таких дырок будет локализована. В этом случае вдоль оси  $y$  реализуется прыжковая проводимость, которая, скорее всего, и является причиной полупроводниковой зависимости  $\rho_{xy}(T)$ , наблюдаемой в эксперименте (рис. 1). Как будет показано ниже, такой, достаточно необычный характер поперечной проводимости находит отражение и в измерениях эффекта Холла. То, что полупроводниковый характер зависимости  $\rho_{xy}(T)$  однозначно обусловлен влиянием Pr, подтверждается тем, что в пленках YBCO с  $80 \text{ K} \leq T_c \leq 90 \text{ K}$  зависимость  $\rho_{xy}(T)$  имеет металлический характер [1,19], который сохраняется и при значительном уменьшении транспортного тока.

Другая интересная особенность резистивного поведения систем YPrBCO — это весьма протяженная область температур, в которой наблюдается линейная зависимость  $\rho_{xx}(T)$  (рис. 1). Аналогичный результат получается и для монокристаллов YPrBCO с  $0,1 \leq x \leq 0,15$  [13,30]. Согласно [30], это указывает на оптимальную концентрацию кислорода в образце ( $7 - y \approx 6,9$ ). Строго говоря, природа линейной зависимости  $\rho_{xx}(T)$  в ВТСП, которая долгое время считалась наиболее характерной чертой поведения купратов [1,4,15], по-прежнему до конца не выясне-

на. В классических непреходных металлах рассеяние носителей заряда, а следовательно, и форма зависимости  $\rho_{xx}(T)$  определяются исключительно ЭФВ [15,31].

Однако мы разделяем точку зрения, согласно которой одно лишь ЭФВ не может обеспечить анизотропное  $d$ -спаривание и высокие значения  $T_c$ , наблюдаемые в купратах [4,15]. Необходимо существование каких-либо дополнительных механизмов. Такими механизмами могут быть либо взаимодействия электронов с коллективными возбуждениями (спиновыми или зарядовыми флуктуациями) [15,32], либо усиленные электронные корреляции [33,34] в ВТСП. Последний механизм может преобладать в соединениях YPrBCO [12,16]. На рис. 1 видно, что, несмотря на низкое  $T_c$ , линейная область для L100 порядка 100 К. Это несколько меньше, чем у ОД пленки F1, но в  $\sim 2,5$  раза больше, чем у образца F4 [1]. Происходит это прежде всего в результате уменьшения температуры  $T^*$ . Как видно из табл. 1, для L100 температура  $T^* = (170 \pm 2)$  К, что существенно меньше, чем у пленок YBCO. Так же, как и в системах YBCO, с ростом  $x$  и уменьшением  $T_c$  температура  $T^*$  в YPrBCO возрастает, но все время остается заметно меньше, чем в YBCO [13,30]. Мы ассоциируем  $T^*$  с температурой, при которой часть носителей заряда в ВТСП связывается в пары, образуя малоразмерные сильносвязанные бозоны [2,22]. Оказалось [12], что в YPrBCO Pr в состоянии  $Pr^{IV}$  не только локализует носители, но и эффективно разрушает пары, что может служить одной из причин уменьшения  $T^*$ .

Чтобы сделать соответствующие оценки, воспользуемся результатами измерений эффекта Холла. Как следует из уравнения (2), коэффициент Холла

$$R_H(T) = R_{xyH}(T)d_0/B_z. \quad (3)$$

Все дальнейшие оценки сделаны при  $T = 100$  К, как это принято в литературе. Как видно на рис. 3,  $R_{xyH}(100\text{ К}) \approx 7,3$  мОм при  $B_z = 0,6$  Тл и  $d_0 = 1100$  Å и в соответствие с уравнением (2)  $R_H(100\text{ К}) \approx 1,3 \cdot 10^{-9}$  м<sup>3</sup>/Кл. Такое же значение  $R_H(100\text{ К})$  получается и для  $B_z = 0,96$  Тл. Согласно теории [35], плотность носителей заряда  $n_f = r[1/(eR_H)]$ , где  $e$  — заряд электрона, а коэффициент рассеяния  $r = \langle \tau \rangle^2 / \tau^2$  ( $\tau$  — среднее время между соударениями носителей заряда) и фактически определяет механизм рассеяния в нормальном состоянии. В полупроводниках  $r = 1,18$  для чисто фонного рассеяния и  $r = 1,93$  в случае наличия в образце ионизированных примесей [35].

В пленках YBCO всегда  $r > 1$  (табл. 2). Начиная расчеты для YPrBCO, будем считать  $r = 1$ . Тогда для образца L100 находим:  $n_f = 4,8 \cdot 10^{21}$  см<sup>-3</sup> и

плотность носителей, нормированная на объем элементарной ячейки  $V_0 \approx 1,74 \cdot 10^{-22}$  см<sup>-3</sup>,  $n_0 = n_f V_0 \approx 0,83$ . Это явно завышенное значение. Даже для ОД пленок YBCO с  $T_c \approx 90$  К  $n_0 \approx 0,5$  [7,32]. Следует подчеркнуть, что, помимо  $R_H$ , реально измеряемым в эксперименте параметром является  $T_c$ , которая в YPrBCO однозначно связана с плотностью носителей [4–6,12]. Сравнивая наши данные с результатами работ [7,13,30], находим, что для пленок YPrBCO с  $T_c \approx 78$  К и кислородным индексом  $7 - y \sim 6,9$ ,  $x \approx 0,14$  и, соответственно,  $n_0 \approx 0,39$ . Это означает, что в нашем случае, с необходимостью,  $r(Pr) \approx 0,47$ , что и дает  $n_0 = 0,39$ . Соответственно,  $n_f = 2,25 \cdot 10^{21}$  см<sup>-3</sup>. Таким образом,  $r(Pr)$  не только меньше, чем  $r$  в пленках YBCO, но и заметно меньше единицы, что, на наш взгляд, отражает специфику рассеяния носителей заряда в YPrBCO. Этот факт мы обсудим ниже.

Таблица 2. Электронные параметры образцов

Обра- -зец	$R_H(100\text{К}),$ $10^{-9}\text{ м}^3/\text{Кл}$	$n_f$ (100К), $10^{21}$ см <sup>-3</sup>	$n_0$ (100К)	$r$ (100К)	$l$ (100К), Å	$\mu_H$ (100К) см <sup>2</sup> х х(В·с) <sup>-1</sup>
F1	2,45	2,7	0,47	1,06	48,6	16,55
F4	4,04	2,3	0,4	1,49	44,8	16,56
L100	1,30	2,25	0,39	0,47	18,6	6,92

Продолжая расчет параметров по методике, предложенной в [1], и используя нормированное значение  $\rho_{xx} = \rho_{xx}(100\text{ К})C_{3D} \approx 188,3$  мкОм·см, для подвижности холловских носителей получим  $\mu_H = r/(\rho n_f e) \approx 6,92$  см<sup>2</sup>/(В·с), что в  $\sim 2,4$  раза меньше, чем в YBCO (табл. 2). Здесь  $C_{3D} \approx 0,83$  — скейлинговый множитель, определяемый из измерений флуктуационной проводимости (ФП) [3]. По формуле  $l = (\hbar\mu/e)(2\pi n_s)^{1/2}$ , где  $n_s = n_f d = 2,64 \cdot 10^{14}$  см<sup>-2</sup>, находим, что длина свободного пробега  $l = v_F \tau \approx 18,6$  Å, где  $v_F$  — скорость Ферми, что также заметно меньше, чем в YBCO (табл. 2). Из измерений ФП в пленке YPrBCO (образец L100) для длины когерентности вдоль оси  $c$  было получено значение  $\xi_c(0) \approx 3,35$  Å, что в 1,8 раза больше, чем в пленке YBCO с такой же  $T_c$  [3]. Полагая, что так же соотносятся и значения  $\xi_{ab}(0)$  в обоих ВТСП системах, получим  $\xi_{ab}(0)(Pr) \approx 25,7$  Å. Соответственно, параметр  $\beta = [1,203(l/\xi_{ab})] \approx 0,912$  [3]. Из измерений ФП [3] произведение  $\tau_\phi(100\text{ К})\beta \approx 3,65 \cdot 10^{-13}$  с. Следовательно, время фазовой релаксации флуктуационных куперовских пар  $\tau_\phi(100\text{ К}) \approx 4 \cdot 10^{-13}$  с, что несколько выше, но того же

порядка, что и  $\tau_{\varphi}(100\text{K}) \approx 3,35 \cdot 10^{-13}$  с, полученное для пленок YBCO [1].

Как показано в [1], длина когерентности  $\xi$  и параметр порядка  $\Delta(0)$  в системах YBCO, так же как и в классических сверхпроводниках, связаны уравнением

$$\xi(0) \sim \hbar v_F / [\pi \Delta(0)]. \quad (4)$$

Принимая во внимание, что в ВТСП  $2\Delta(0)/k_B T_c \approx 5$  [1], и полагая  $\xi_0 = \xi_{ab}$ , из уравнения (4) получим  $v_F \approx 1,96 \cdot 10^7$  см/с. Таким образом, с ростом концентрации Pr  $v_F$  возрастает. Зная  $v_F$ , можно определить величину транспортного времени носителей заряда  $\tau(100\text{K}) = l/v_F \approx 0,95 \cdot 10^{-14}$  с. Уменьшение  $\tau$ , по сравнению с YBCO, наблюдалось нами и на сверхрешетках YBCO-PrBCO [1]. Таким образом, в YPrBCO  $\tau_{\varphi}(100\text{K}) \gg \tau(100\text{K})$ , что говорит о том, что в целом поведение YPrBCO далеко от того, что должно наблюдаться в фермижидкостных системах, где предполагается, что  $\tau_{\varphi}(100\text{K}) \sim \tau(100\text{K})$  [4,5,11,15]. Подставляя это значение  $\tau(100\text{K})$  в уравнение [36]

$$\hbar \tau^{-1} = 2\pi \lambda k_B T, \quad (5)$$

найдем, что константа электрон-фононного взаимодействия  $\lambda \approx 1,26$ , что заметно больше, чем в YBCO (для ОД Y-123 систем ( $\lambda \sim 0,3$ ) [1,4]). Соответственно, для эффективной массы носителей получаем  $m^*/m_0 = \rho_{ne}/(v_F m_0) \approx 1,02$ , где  $m_0$  — масса электрона.

Таблица 3. Электронные параметры образцов

Образец	$v_F$ , $10^7$ см/с	$m_{\text{eff}}/m_0$	$\tau(100\text{K})$ , $10^{-13}$ с	$\xi_c(0)$ , Å	$\beta(100\text{K})$	$\tau_{\varphi}(100\text{K})$ , $10^{-13}$ с
F1	1,17	4,68	0,42	1,65	4,5	3,35
F4	1,15	6,1	0,38	1,78	3,85	3,36
L100	1,96	1,02	0,096	3,35	0,91	4,0

Сравнительный анализ результатов показывает, что параметры образца L100 заметно отличаются от полученных для пленок YBCO (табл. 1–3). Так, несмотря на низкое  $T_c = 78$  К,  $\rho_{xx}(100\text{K})$  в  $\sim 1,7$  раза меньше, чем у образца F4, а  $d\rho/dT \approx 1,38$  даже меньше, чем у ОД YBCO пленки F1 (табл. 1). Как отмечалось выше, температура  $T^*$  в YPrBCO существенно меньше, чем в YBCO. Температурная зависимость ПШ также заметно отличается от зависимости  $\Delta^*(T)$ , полученной для пленок YBCO [3]. А измеренная для YPrBCO температурная зависимость ФП [3] оказалась такой же, как у пленок YBCO с искусственно внедренными дефектами

[37]. Это означает, что в области 2D-флуктуаций вклад Маки–Томпсона полностью подавлен, а ФП определяется вкладом Лоуренса–Дониаха [3]. В рамках развиваемого нами подхода к анализу ФП в ВТСП [1] это свидетельствует о наличии дефектов в плоскостях  $\text{CuO}_2$ , которые могут возникать в результате внедрения Pr и перехода части дырок из плоскостей в ФР зону.

Ясно, что внедрение Pr, сопровождаемое усилением эффектов локализации [12,16,30], должно оказывать воздействие и на процессы рассеяния нормальных носителей, и на эффект Холла. Как показано в [38], характерная для ВТСП специфическая температурная зависимость  $R_H$  может возникать вследствие асимметричного магнитного рассеяния носителей заряда на локальных магнитных моментах (так называемое «skew scattering»), которое возникает как добавка к силе Лоренца, которая вызывает обычный эффект Холла. Существование локальных магнитных моментов в ВТСП отмечается в большинстве работ, посвященных данному вопросу [4,15], так что возможность «skew scattering» в системах Y-123 представляется весьма вероятной [32]. Мы считаем, что вследствие наличия эффектов локализации механизмы рассеяния носителей заряда и возникновения эффекта Холла в системах YPrBCO еще более сложные. Об этом говорят аномально малые, по сравнению с YBCO, значения  $R_H(100\text{K}) \approx 1,30 \cdot 10^{-9}$  м<sup>3</sup>/Кл,  $r(\text{Pr}) \approx 0,47$  и подвижности носителей заряда  $\mu_H$ , которая в  $\sim 2,4$  раза меньше, чем в YBCO (образец F4, табл. 2). Так же сильно уменьшаются  $l$  и  $\tau$  (табл. 3). Соответственно, характеризующее интенсивность рассеяния обратное время релаксации  $1/\tau$  почти в 4 раза больше, чем в YBCO.

Расчеты, выполненные в рамках ФР модели [16], показали, что квадрат плазменной частоты  $\omega_p^2$ , который, собственно, и определяет подвижность носителей заряда, в PrBCO почти в 5 раз меньше, чем в YBCO, а интенсивность рассеяния  $1/\tau$  соответственно почти в 7 раз выше. Таким образом, полученные нами для YPrBCO с  $x \approx 0,14$  значения  $\mu_H$  и  $1/\tau$  находятся в хорошем согласии с выводами теории. Большое значение  $1/\tau$  — признак сильного взаимодействия в системе движущихся зарядов [4,15], о чем свидетельствует и большая величина константы взаимодействия  $\lambda \sim 1,26$ . Однако вряд ли это взаимодействие можно полностью приписать ЭФВ. На сегодняшний день можно считать вполне установленным тот факт, что ЭФВ в ВТСП весьма сильное [15]. Тем не менее мы полагаем, что в ВТСП помимо электрон-фононного имеют место и другие процессы взаимодействия, которые в сумме и определяют большую величину  $\lambda$ . В случае систем YPrBCO такими процессами, скорее

всего, являются процессы локализации носителей заряда, определяемые ФР моделью [12,16]. В результате  $\lambda$  почти в 4 раза больше, чем в YBCO. Эффекты локализации должны влиять и на процессы движения вихрей в YPrBCO. Мы полагаем, что именно это обстоятельство и приводит к осцилляциям  $R_{xyH}(100K)$ , наблюдаемым при  $T \leq 77$  К (рис. 3). Это область температур, где  $R_{xyH}(T)$  становится отрицательным, демонстрируя SR-эффект, который как раз и возникает в результате специфического движения вихрей в купратах [14].

### Заключение

В работе исследованы температурные зависимости продольного  $\rho_{xx}(T)$  и поперечного  $\rho_{xy}(T)$  удельного сопротивления, а также эффект Холла в пленке  $Y_{1-x}Pr_xBa_2Cu_3O_{7-y}$  с  $x \approx 0,1$  и кислородным индексом  $7 - y \approx 6,9$ . В пленках YPrBCO с такими параметрами зависимость  $\rho_{xx}(T)$  все еще остается линейной и наблюдается изменение знака холловского напряжения вблизи  $T_c$ . В то же время  $T_c$  и плотность носителей заряда  $n_f$  уже существенно меньше, чем в ОД пленках YBCO. Показано, что уменьшение  $T_c$  и  $n_f$  находит объяснение в рамках ФР модели [12,16], согласно которой при увеличении концентрации Pr часть дырок проводимости переходит из плоскостей  $CuO_2$  в ФР зону, где и локализуется.

Вследствие наличия эффектов локализации механизмы рассеяния носителей заряда и возникновения эффекта Холла в системах YPrBCO оказываются весьма сложными. На это указывает обнаруженная нами полупроводниковая зависимость  $\rho_{xy}(T)$ . Об этом же говорят и аномально малые, по сравнению с YBCO, значения  $R_H(100K) \approx 1,30 \cdot 10^{-9} \text{ м}^3/\text{Кл}$ ,  $r(Pr) \approx 0,47$  и подвижности носителей заряда  $\mu_H$ , которая в  $\sim 2,4$  раза меньше, чем в YBCO (образец F4) (табл. 2). Так же сильно уменьшаются  $l$  и  $\tau$  (табл. 3). Соответственно, обратное время релаксации  $1/\tau$  весьма велико, и, как следствие, константа взаимодействия  $\lambda \approx 1,26$ , что почти в 4 раза больше, чем в YBCO. Рассчитанные нами значения  $\mu_H$  и  $1/\tau$  согласуются с выводами ФР модели [16], согласно которой именно большая интенсивность рассеяния в сочетании с относительно малой  $\omega_p^2$  являются причиной локализации электронов в PrBCO.

Полученный результат показывает, что YPrBCO, так же как и все ВТСП, является системой с сильным взаимодействием. В таких системах парные состояния в виде малоразмерных сильносвязанных бозонов возникают при  $T^* \gg T_c$  [5,22]. Как и должно быть в системах с сильной связью [39], в YPrBCO эти температуры сильно разнесены. Однако  $T^*$  в YPrBCO почти на 50 К ниже, чем в пленке

YBCO с близким значением  $T_c$  (табл. 1). Оказалось [12], что в YPrBCO Pr в состоянии  $Pr^{IV}$  не только локализует носители, но и обладает сильным распаривающим воздействием, что, на наш взгляд, может служить одной из причин снижения  $T^*$  в YPrBCO.

В заключение авторы выражают благодарность профессору Х.-У. Хабермайеру, дипломированному инженеру Б. Лайбольду и руководству Института Макса-Планка, Штутгарт, за предоставленную возможность и всяческое содействие в проведении измерений, а также А.И. Акименко и Б.И. Белевцеву за ценные замечания в процессе обсуждения результатов работы.

1. А.Л. Соловьев, Х.-У. Хабермайер, Т. Хааре, *ФНТ* **28**, 24 (2002), А.Л. Соловьев, Х.-У. Хабермайер, Т. Хааре, *ФНТ* **28**, 144 (2002).
2. А.Л. Соловьев, В.М. Дмитриев, *ФНТ* **32**, 139 (2006).
3. А.Л. Соловьев, В.М. Дмитриев, *ФНТ* **32**, 753 (2006).
4. Y. Iye, in *Physical Properties of High-Temperature Superconductors III*, D.M. Ginsberg (ed.), World Scientific, Singapore (1992), p. 285.
5. В.М. Локтев, *УФЖ* **1**, 10 (2004).
6. Т. Timusk and B. Statt, *Rep. Prog. Phys.* **62**, 61 (1999).
7. A. Matsuda, K. Kinoshita, T. Ishii, H. Shibata, T. Watanabe, and T. Yamada, *Phys. Rev.* **B38**, 2910 (1988).
8. Y.X. Jia, J.Z. Liu, M.D. Lan, and R.N. Shelton, *Phys. Rev.* **B47**, 6043 (1993).
9. J.-M. Triscone, Q. Fischer, O. Brunner, L. Antognazza, A.D. Kent, and M.G. Karkut, *Phys. Rev. Lett.* **64**, 804 (1990).
10. 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).
11. A.L. Solovjov, V.M. Dmitriev, H.-U. Habermeier, and I.E. Trofimov, *Phys. Rev.* **B55**, 8551 (1997) and references therein.
12. R. Fehrenbacher and T.M. Rice, *Phys. Rev. Lett.* **70**, 3471 (1993).
13. C.N. Jiang, A.R. Baldwin, G.A. Levin, T. Stein, C.C. Almasan, D.A. Gajewski, S.H. Han, and M.B. Maple, *Phys. Rev.* **B55**, R3390 (1997).
14. S.J. Hagen, A.W. Smith, M. Rajeswari, J.L. Peng, Z.J. Li, R.L. Greene, S.N. Mao, X.X. Xi, S. Bhattacharya, Qi Li, and C.J. Lobb, *Phys. Rev.* **B47**, 1064 (1993).
15. Е.Г. Максимов, *УФН* **170**, 1033 (2000) и ссылки в ней.
16. A.I. Liechtenstein and I.I. Mazin, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 1000 (1995).
17. Y. Yu, G. Cao, and Z. Jiao, *Phys. Rev.* **B59**, 3845 (1999).
18. H.-U. Habermeier, *Appl. Surf. Sci.* **69**, 204 (1993).
19. A.L. Solovjov, *Fiz. Nizk. Temp.* **24**, 215 (1998).



20. V. Barzykin and D. Pines, *Phys. Rev.* **B52**, 13585 (1995); B.P. Stojkovic and D. Pines, *Phys. Rev.* **B55**, 8576 (1997).
21. G. Doornbos, R.J. Wijngaarden and R. Griessen, *Physica* **C235–240**, 1371 (1994).
22. В.М. Локтев, *ФHT* **22**, 490 (1996), В.М. Локтев, В.М. Турковский, *ФHT* **30**, 247 (2004).
23. J. Mosqueira, A. Pomar, A. Diaz, J.A. Veira, Felix Vidal, *Physica* **C225**, 34 (1994).
24. M.A. Crusellas, J. Fontcuberta, and S. Pinol, *Phys. Rev.* **B46**, 14089 (1992).
25. J. Maza and F. Vidal, *Phys. Rev.* **B43**, 10560 (1991).
26. T. Ito, K. Takenaka, and S. Uchida, *Phys. Rev. Lett.* **70**, 3995 (1993).
27. A. Carrington, D.J.C. Walker, A.P. Mackenzie, and J.R. Cooper, *Phys. Rev.* **B48**, 13051 (1993).
28. В.В. Еременко, В.Н. Самоваров, В.Н. Свищев, В.Л. Вакула, М.Ю. Либин, С.А. Уютнов, *ФHT* **26**, 739 (2000).
29. B. Okai, M. Kosuge, N. Nozaki, K. Takahashi, and M. Ohta, *Jpn. J. Appl. Phys.* **27**, L41 (1988).
30. T. Katuwal, V. Sandu, C.C. Almasan, B.J. Taylor, and M.B. Maple, *Phys. Rev.* **B47**, 174501 (2005).
31. L.P. Gorkov and N.B. Kopnin, *Usp. Phys. Nauk* **156**, 117 (1988).
32. B. Wuyts, V.V. Moshchalkov, and Y. Bruynseraede, *Phys. Rev.* **B53**, 9418 (1996) and references therein.
33. C.P. Slichter, in: *Strongly Correlated Electronic Systems*, K.S. Bedell (ed.), World Scientific, Singapore (1994).
34. G.M. Eliashberg, *J. Supercond.* **7**, 525 (1994).
35. S.M. Sze, *Physics of Semiconductor Devices*, Wiley-Interscience, New York (1969), p. 45.
36. P.B. Allen, T.B. Beaulac, F.S. Khan, W.H. Butler, F.J. Pinski, and J.H. Swihart, *Phys. Rev.* **B34**, 4331 (1986).
37. A.L. Solovjov, *Low Temp. Phys.* **28**, 812 (2002).
38. A.T. Fiory and G.S. Grader, *Phys. Rev.* **B38**, 9198 (1988).
39. A.V. Chubukov and J. Schmalian, *Phys. Rev.* **B72**, 174520 (2005).

Electrotransport and Hall effect in  
 $Y_{1-x}Pr_xBa_2Cu_3O_{7-y}$  films

A.L. Solovjov and V.M. Dmitriev

Longitudinal  $\rho_{xx}(T)$  and transverse  $\rho_{xy}(T)$  resistivities as well as Hall effect were studied for  $Y_{1-x}Pr_xBa_2Cu_3O_{7-y}$  films with  $x \approx 0.1$ . Despite a low  $T_C$  value ( $\approx 78$  K) the  $\rho_{xx}(T)$  dependence is linear in a wide temperature interval. At the same time  $\rho_{xy}(T)$  is found to demonstrate a pronounced semiconducting behavior in the same temperature interval. The measured value of the Hall coefficient  $R_H \approx 1,3$  is about 3 times less than in the  $YBa_2Cu_3O_{7-y}$  film with the same  $T_C$ . In contrast, the coupling constant  $\lambda \approx 1,26$  is about 3.5 times larger. It is shown that most of the peculiarities observed can be explained in terms of charge carriers localization in  $Y_{1-x}Pr_xBa_2Cu_3O_{7-y}$  systems.

**Keywords:** superconductivity, Hall effect, pseudodop, HTSC.