

02

Определение параметров системы носителей заряда в $Y_{1-2x}Ca_xPr_xBa_2Cu_3O_y$ на основе совместного анализа температурных зависимостей коэффициентов термоэдс и Нернста–Эттингсгаузена

© В.Э. Гасумянц¹, О.А. Мартынова¹, Р.М. Дубровин²

¹ Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, Санкт-Петербург, Россия

² Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия

E-mail: vgas@rphf.spbstu.ru

(Поступила в Редакцию 27 мая 2015 г.)

Проведено экспериментальное исследование температурных зависимостей коэффициентов термоэдс S и поперечного эффекта Нернста–Эттингсгаузена Q в высокотемпературных сверхпроводниках системы $Y_{1-2x}Ca_xPr_xBa_2Cu_3O_y$ при различном содержании легирующих примесей. Показано, что на основе модели узкой зоны удастся описать все особенности поведения двух исследованных кинетических коэффициентов при использовании единых представлений о строении энергетического спектра и общего набора модельных параметров, характеризующих его структуру и свойства системы носителей заряда. На основе проведенного количественного анализа зависимостей $S(T)$ и $Q(T)$ определены значения этих параметров для образцов исследованных составов и проанализирован характер их изменения с ростом содержания примесей. Показано, что для объяснения полученных результатов необходимо учитывать наличие взаимодействия ионов кальция и празеодима при их одновременном введении в решетку. Обнаружено, что подвижность носителей заряда имеет крайне низкие значения и почти не зависит от уровня легирования, что связано с выявленным характером изменений в структуре энергетического спектра $Y_{1-2x}Ca_xPr_xBa_2Cu_3O_y$, происходящих при легировании. Сделан вывод о том, что структура энергетического спектра высокотемпературных сверхпроводников иттриевой системы характеризуется наличием асимметрии дисперсионной кривой.

1. Введение

Для понимания механизма сверхпроводимости в высокотемпературных сверхпроводниках (ВТСП) необходимым условием является наличие достоверной информации о строении и параметрах энергетического спектра ВТСП-материалов различных систем, а также установление связи между значениями критической температуры сверхпроводящего перехода T_c и параметрами системы носителей заряда в нормальном состоянии. Несмотря на огромное количество исследований, проведенных за годы, прошедшие после открытия явления высокотемпературной сверхпроводимости [1], анализ данных различных экспериментов так и не привел к достижению этой цели.

На примере классических объектов физики конденсированного состояния (металлы, полупроводники) известно, что надежная информация о параметрах системы носителей заряда может быть получена на основе комплексного экспериментального исследования и анализа электронных явлений переноса. Однако данные о поведении кинетических коэффициентов невозможно анализировать в рамках модельно-независимого подхода, не имея конкретной информации о строении зоны, ответственной за проводимость, или по крайней мере не используя для этого адекватную модель. По этой при-

чине выбор модели, наиболее адекватно описывающей все особенности электронного транспорта в ВТСП-материалах, является одной из важных задач исследований в области физики ВТСП-соединений.

Отмеченное выше привело к попыткам развития ряда новых подходов (как теоретических, так и феноменологических и даже просто описательных), способных объяснить наблюдаемые экспериментально температурные и концентрационные зависимости кинетических коэффициентов в рассматриваемых материалах. Для этой цели предлагались различные варианты однозонных или двузонных моделей энергетического спектра (см., например, [2–9]), а также нестандартные подходы, предполагающие существование принципиальных особенностей в свойствах системы носителей заряда, например наличие бозонов выше температуры сверхпроводящего перехода [10,11].

Следует отметить, что в противоположность огромному объему экспериментальных результатов, описывающих особенности температурных зависимостей удельного сопротивления ρ , коэффициентов термоэдс S и Холла R_H в ВТСП-материалах различных систем и характер их трансформации под действием легирования различного типа, накопленных еще в первые годы изучения высокотемпературных сверхпроводников (см., например, обзоры [12–15] и ссылки в них), данные

о поведении в нормальном состоянии другого кинетического коэффициента — коэффициента поперечного эффекта Нернста–Эттингсгаузена, Q — представлены в литературе не так обширно. Даже первые сведения о характере зависимостей $Q(T)$ в ВТСП различных систем появились только в 1994 г. [16,17], через шесть лет после открытия ВТСП-материалов, и число работ, посвященных исследованию этого коэффициента, до сих пор остается ограниченным. В то же время из классической теории электронных явлений переноса хорошо известно, что этот коэффициент является информативным (в частности, для выяснения механизма рассеяния носителей заряда), а его анализ позволяет получать дополнительную информацию о параметрах энергетического спектра и системы носителей заряда. Однако представленные в литературе экспериментальные данные по зависимостям $Q(T)$ в ВТСП-материалах подвергаются преимущественно лишь качественному анализу, не позволяющему получать конкретную информацию о параметрах системы носителей заряда, без связи с данными, полученными для других кинетических коэффициентов. Основной причиной этого является то, что количественный анализ температурных зависимостей коэффициента Нернста–Эттингсгаузена невозможен при использовании модельно-независимого подхода. Для извлечения из зависимостей $Q(T)$ полезной, объективной и новой информации необходимо проведение анализа поведения коэффициента Нернста–Эттингсгаузена в совокупности с результатами для других кинетических коэффициентов, полученных для одних и тех же образцов, в рамках единых модельных представлений о структуре энергетического спектра исследуемого материала. Единственной моделью, в рамках которой была предпринята попытка количественного описания температурных зависимостей коэффициента Нернста–Эттингсгаузена в иттриевых ВТСП и их анализа совместно с данными для коэффициента термоэдс, является модель узкой зоны [4,18,19]. В работах [18,19] было показано, что разработанный подход, как и в классическом случае, позволяет, анализируя экспериментальные данные, определять значение истинной подвижности носителей заряда в образцах различного состава, а также получать дополнительную информацию об особенностях строения энергетического спектра иттриевых ВТСП.

В связи с изложенным в настоящей работе представлены результаты экспериментального исследования и совместного количественного анализа в рамках модели узкой зоны температурных зависимостей коэффициентов термоэдс и Нернста–Эттингсгаузена в образцах состава $Y_{1-2x}Ca_xPr_xBa_2Cu_3O_y$ ($x = 0-0.3$).

2. Исследованные образцы и методика измерений

Для исследования были выбраны керамические образцы системы $YBa_2Cu_3O_y$ с двойным замещением иттрия

кальцием и празеодимом. Данный выбор связан со следующими обстоятельствами. Воздействие примесей на свойства $YBa_2Cu_3O_y$ определяется в первую очередь происходящим при легировании изменением зарядового баланса в решетке. В результате многие группы замещений вызывают практически одинаковые изменения как свойств нормального состояния, так и значения критической температуры (см., например, [15,20]). Однако кальций занимает среди примесей, вводимых в $YBa_2Cu_3O_y$, особое место. Во-первых, значение T_c изменяется с ростом содержания кальция различным образом в зависимости от катионного и кислородного состава образцов. Введение кальция в близкий к стехиометрии $YBa_2Cu_3O_y$ подавляет сверхпроводимость [21–23], в то время как легирование им образцов, в которых значение T_c было понижено за счет введения другой примеси или создания дефицита кислорода, в ряде случаев ее восстанавливает [15,22–25]. Во-вторых, кальций оказывает специфическое воздействие на вид температурных зависимостей кинетических коэффициентов [15,23,26], особенно ярко проявляющееся в системах с одновременными двойными замещениями [27–29]. Причиной этих особенностей может являться внесение кальцием дополнительных состояний в зону, ответственную за проводимость [15,23,25,28,29]. Празеодим сильно подавляет сверхпроводимость, наиболее вероятно за счет сильной локализации зонных состояний, вызванной их гибридизацией с состояниями иона празеодима [30–32], приводя при этом к сильному росту наклона зависимостей $S(T)$ при увеличении его содержания в $Y_{1-x}Pr_xBa_2Cu_3O_y$ [32]. По указанным причинам исследование модификации свойств системы $YBa_2Cu_3O_y$ в случае одновременного введения в решетку кальция и празеодима представляет несомненный интерес. Отметим, что полученные нами ранее данные [33,34] позволили предположить, что в этом случае происходит взаимодействие ионов указанных двух примесей.

Образцы изготавливались стандартным методом твердофазного синтеза из исходных оксидов (Y_2O_3 , Pr_6O_{11} , CuO) и карбонатов ($BaCO_3$, $CaCO_3$) с использованием трех отжигов в воздушной атмосфере длительностью 24 h с промежуточными перемолами и прессованием. Температура синтеза последовательно повышалась и составляла 900, 920 и 930°С для каждого из отжигов. Дополнительный отжиг с целью насыщения образцов кислородом не проводился. Однофазность образцов контролировалась методом рентгенофазового анализа, а их однородность — с помощью измерения локальных значений коэффициента термоэдс при комнатной температуре в различных точках на поверхности образца.

Значения критической температуры определялись с помощью резистивных данных, полученных стандартным четырехзондовым методом на переменном токе ($f = 20$ Hz), как середина сверхпроводящего перехода. Коэффициент термоэдс измерялся на постоянном токе по дифференциальной методике относительно медных электродов с последующей коррекцией на абсолютные

значения коэффициента термоэдс меди. Зависимости $\rho(T)$ и $S(T)$ измерялись в диапазоне $T = T_c - 300$ К. Измерения поперечного эффекта Нернста–Эттингсгаузена проводились в постоянном магнитном поле $B = 1.8$ Т в диапазоне $T = 77 - 320$ К; с целью подавления четных по магнитному полю паразитных составляющих сигнала значения напряжения снимались при двух противоположных направлениях магнитного поля. Для измерений использовались тонкие образцы (толщиной около 1 мм), что позволяло достичь больших значений градиента температуры (до $\nabla T = 100$ К/см). Подробно особенности методики измерения данного эффекта в случае ВТСП-материалов описаны в [17].

3. Результаты электрофизических измерений

На рис. 1 представлена зависимость $T_c(x)$ для исследованной системы. Видно, что с увеличением уровня легирования наблюдается падение критической температуры от $T_c = 92$ К для образца с $x = 0$ до $T_c = 44$ К для образца с $x = 0.3$ по близкому к линейному закону с некоторым усилением в области больших содержаний примесей. Следует отметить, что падение значений T_c происходит практически так же, как и в случае одиночного легирования $YBa_2Cu_3O_y$ празеодимом [30–32], т.е. одновременное дополнительное легирование кальцием не приводит к усилению подавления сверхпроводимости, что подтверждает высказанное в [33] предположение о наличии взаимодействия ионов кальция и празеодима при их одновременном введении в решетку.

Экспериментальные температурные зависимости коэффициента термоэдс для некоторых из исследованных образцов показаны на рис. 2. С уменьшением температуры наблюдается резкий рост значений S , затем на кривой $S(T)$ наблюдается максимум при температурах $T = 85 - 100$ К в зависимости от состава образцов, а

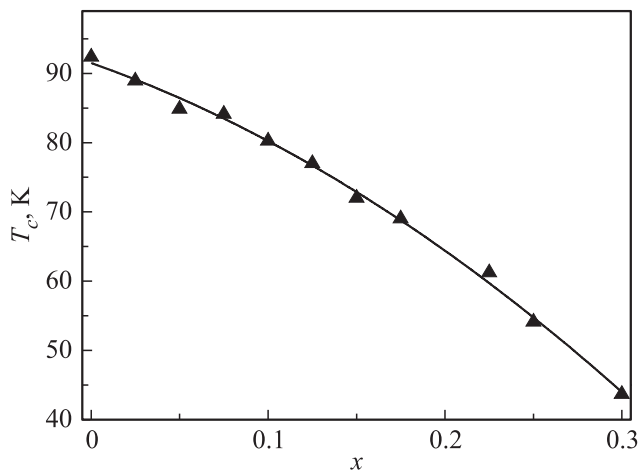


Рис. 1. Зависимость критической температуры от содержания примесей x в системе $Y_{1-2x}Ca_xPr_xBa_2Cu_3O_y$.

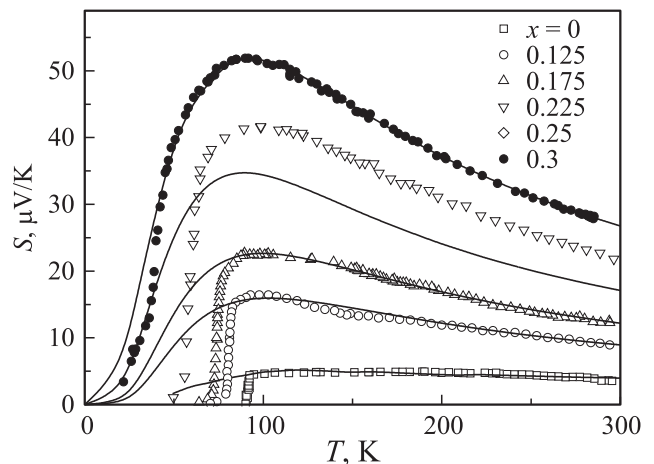


Рис. 2. Температурные зависимости коэффициента термоэдс в системе $Y_{1-2x}Ca_xPr_xBa_2Cu_3O_y$. Символы — эксперимент, линии — расчет по описанной модели.

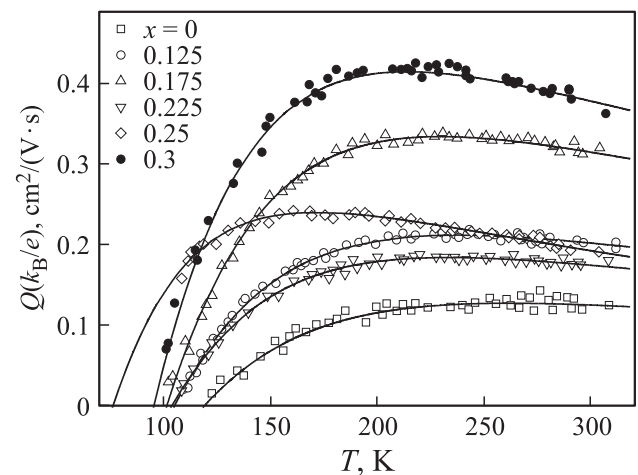


Рис. 3. Температурные зависимости коэффициента Нернста–Эттингсгаузена в системе $Y_{1-2x}Ca_xPr_xBa_2Cu_3O_y$. Символы — эксперимент, линии — расчет по описанной модели.

при дальнейшем уменьшении температуры значения коэффициента термоэдс уменьшаются. Увеличение уровня легирования приводит к общему росту абсолютных значений S и увеличению наклона кривых $S(T)$ при сохранении их общего характера. Таким образом, в целом зависимости $S(T)$ для системы $Y_{1-2x}Ca_xPr_xBa_2Cu_3O_y$ демонстрируют все основные черты, характеризующие поведение коэффициента термоэдс в кальцийсодержащих образцах иттриевых ВТСП [15,27,28].

Температурные зависимости коэффициента Нернста–Эттингсгаузена показаны на рис. 3. Общий характер зависимости $Q(T)$ остается неизменным для всех исследованных образцов, при этом они демонстрируют общие особенности, характерные для иттриевых ВТСП [19]. С ростом температуры значение коэффициента Нернста–Эттингсгаузена существенно возрастает и достигает широкого максимума при

$T \approx 200\text{--}250\text{ К}$. Дальнейшее повышение температуры вплоть до $T = 320\text{ К}$ приводит к незначительному понижению Q . Положение максимума на кривой $Q(T)$ практически не зависит от уровня легирования (за исключением образца с $x = 0.25$). Абсолютные значения коэффициента Нернста–Эттингсгаузена для всех исследованных образцов крайне малы; в единицах подвижности они не превышают в максимуме величину $Q/(k_B/e) = 0.5\text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ (здесь k_B — постоянная Больцмана, e — заряд электрона). Отметим, что в то время как в диапазоне $x = 0\text{--}0.3$ значение коэффициента термоэдс при комнатной температуре увеличивается примерно в 10 раз, значение коэффициента Нернста–Эттингсгаузена возрастает всего в 2.5 раза.

4. Обработка результатов и их обсуждение

Количественный анализ полученных экспериментальных данных по зависимостям $S(T)$ и $Q(T)$ был проведен на основе модели узкой зоны [4,18,19]. Согласно этой модели, условие узости зоны, ответственной за проводимость, позволяет использовать для получения аналитических выражений для всех кинетических коэффициентов простейшую аппроксимацию функций плотности состояний $D(E)$, дифференциальной $\sigma(E)$ и холловской $\sigma_H(E)$ проводимостей прямоугольниками (рис. 4). При этом прямоугольники, аппроксимирующие

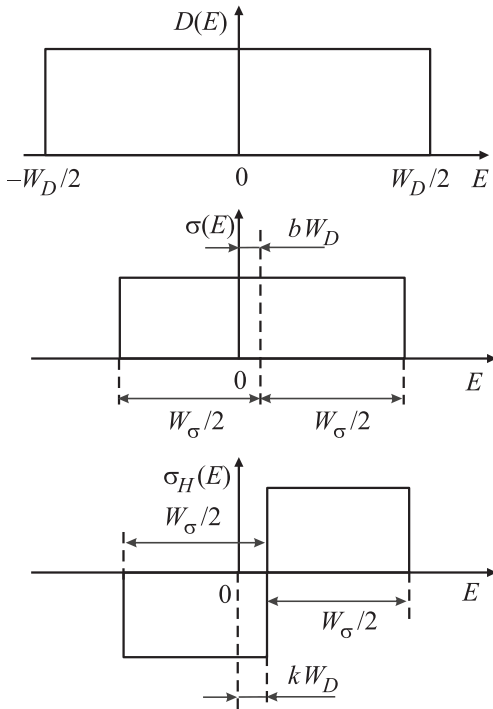


Рис. 4. Модельная аппроксимация функций плотности состояний, дифференциальной проводимости и холловской проводимости, используемая при расчете температурных зависимостей коэффициентов термоэдс и Нернста–Эттингсгаузена.

функции $D(E)$ и $\sigma(E)$, в общем случае имеют различную ширину, что связано как с разным характером энергетической зависимости соответствующих функций, так и с возможной локализацией состояний на краях зоны [4,15]. Кроме того, второй из этих прямоугольников может быть смещен относительно первого, что позволяет учесть наличие асимметрии функции плотности состояний [4,15,23]. Что касается прямоугольника, аппроксимирующего функцию $\sigma_H(E)$, то, как показало проведенное в [18] моделирование зависимостей $Q(T)$ при использовании различных способов учета особенностей структуры энергетического спектра в ВТСП-материалах, для их корректного описания в случае узкой проводящей зоны необходимо учитывать асимметрию дисперсионной кривой $E(\kappa)$ (где κ — волновой вектор), наличие которой может быть введено в модель путем сдвига точки смены знака холловской проводимости относительно середины зоны (рис. 4).

Таким образом, в общем случае конкретный вид функций $D(E)$, $\sigma(E)$ и $\sigma_H(E)$ (без учета их абсолютных значений) определяется значениями четырех модельных параметров: полной эффективной ширины зоны W_D , эффективной ширины зоны делокализованных состояний W_σ , степени асимметрии зоны b и степени асимметрии дисперсионной кривой k .

При использовании описанной аппроксимации из стандартных кинетических интегралов можно получить следующие выражения, описывающие температурные зависимости коэффициентов термоэдс и Нернста–Эттингсгаузена [4,15]:

$$S = -\frac{k_B}{e} \left\{ \frac{W_\sigma^*}{\sinh W_\sigma^*} \left[\exp(-\mu^*) + \cosh W_\sigma^* - \frac{1}{W_\sigma^*} (\cosh \mu^* + \cosh W_\sigma^*) \ln \frac{\exp(\mu^*) + \exp(W_\sigma^*)}{\exp(\mu^*) + \exp(-W_\sigma^*)} \right] - \mu^* \right\},$$

$$Q = \frac{1}{eT} u \left(\frac{I_{H1}}{I_0} - \frac{I_{H0} I_1}{I_0^2} \right),$$

где

$$\mu^* \equiv \mu/k_B T = \ln \frac{\sinh(FW_D^*)}{\sinh((1-F)W_D^*)} - 2bW_D^*,$$

$$W_D^* \equiv W_D/2k_B T, \quad W_\sigma^* \equiv W_\sigma/2k_B T,$$

$$I_0 = \int_{-W_\sigma/2+bW_D}^{W_\sigma/2+bW_D} \left(-\frac{\partial f_0}{\partial E} \right) dE, \quad I_1 = \int_{-W_\sigma/2+bW_D}^{W_\sigma/2+bW_D} \left(-\frac{\partial f_0}{\partial E} \right) E dE,$$

$$I_{H0} = \int_{-W_\sigma/2+kW_D}^{W_\sigma/2+kW_D} \left(-\frac{\partial f_0}{\partial E} \right) \text{sign}(E - kW_D) dE,$$

$$I_{H1} = \int_{-W_\sigma/2+kW_D}^{W_\sigma/2+kW_D} \left(-\frac{\partial f_0}{\partial E} \right) \text{sign}(E - kW_D) E dE,$$

μ — электрохимический потенциал, f_0 — функция распределения Ферми–Дирака, u — средняя по зоне

Значения модельных параметров для образцов системы $Y_{1-2x}Ca_xPr_xBa_2Cu_3O_y$

x	F	W_D , meV	$C \equiv W_\sigma/W_D$	b	u , $cm^2/(V \cdot s)$	k	kW_D , meV
0	0.5045	175	0.242	0	0.59	-0.094	-16.45
0.125	0.506	185	0.234	-0.015	0.89	-0.084	-15.54
0.175	0.513	219	0.169	-0.021	1.19	-0.067	-14.67
0.225	0.498	232	0.127	-0.027	0.71	-0.062	-14.38
0.25	0.4926	239	0.126	-0.03	0.78	-0.056	-13.38
0.3	0.498	253	0.124	-0.036	1.15	-0.061	-15.43

подвижность носителей заряда, F — степень заполнения зоны электронами, равная отношению числа электронов к числу состояний в зоне.

Таким образом, вид расчетных зависимостей $S(T)$ и $Q(T)$ полностью определяется значениями шести модельных параметров (W_D , W_σ , F , b , u , k). При этом важно, что первые четыре из них могут быть определены (в ряде случаев с некоторой погрешностью) на основе количественного анализа экспериментальной температурной зависимости коэффициента термоэдс для образца конкретного состава, что было неоднократно продемонстрировано в наших публикациях [4,15,23–25,28,32–34]. При одновременном анализе зависимости $Q(T)$, полученной экспериментально для этого же образца, их значения являются уже известными и используются в расчете, что позволяет не только однозначно определить значения параметров u и k , но и одновременно уточнить значения четырех указанных выше параметров, понижая погрешность в их определении. Отметим, что, как видно из выражения для зависимости $Q(T)$, ее вид определяется только значением параметра k , а абсолютные значения коэффициента Нернста–Эттингсгаузена — средней по зоне подвижностью носителей заряда u , что существенно упрощает процедуру обработки экспериментальных данных.

На рис. 2 и 3 совместно с экспериментальными данными показаны рассчитанные по приведенным выше формулам зависимости $S(T)$ и $Q(T)$ соответственно. Видно, что во всех случаях наблюдается достаточно хорошее совпадение экспериментальных и расчетных кривых. Таким образом, использование модели узкой зоны и описанной процедуры обработки экспериментальных данных позволяет провести количественный анализ температурных и концентрационных зависимостей одновременно двух кинетических коэффициентов в рамках единых представлений о структуре энергетического спектра.

Значения всех определенных модельных параметров приведены в таблице. При этом вместо параметра W_σ представлены значения отношения $W_\sigma/W_D \equiv C$, изменение которого с ростом уровня легирования характеризуется, согласно [4,15], изменением степени локализации носителей заряда.

Параметр асимметрии зоны с увеличением уровня легирования изменяется линейно по закону $b \approx -0.12x$, что совпадает с зависимостью $b(x)$, обнаруженной ранее

для кальцийсодержащих образцов с различным катионным или кислородным составом [15,23,25,28,33]. Это подтверждает предположение о внесении кальция состояний в проводящую зону и формировании дополнительного пика в функции плотности состояний при легировании ВТСП-системы $YBa_2Cu_3O_y$ данной примесью.

Степень заполнения зоны электронами F в целом слабо уменьшается с ростом уровня легирования (несколько слабее, чем в случае образцов с одиночным легированием кальцием [23]), изменяясь в диапазоне $F = 0.513–0.4926$. Очевидно, что это связано с дополнительным зарядовым влиянием празеодима, средняя валентность которого в решетке $YBa_2Cu_3O_y$ несколько выше, чем валентность кальция (см. работы [15, 32] и ссылки в них).

Полная эффективная ширина проводящей зоны при малом содержании примесей ($x < 0.15$) остается почти неизменной, а затем незначительно (существенно слабее, чем в случае одиночного легирования $YBa_2Cu_3O_y$ празеодимом [32]) увеличивается с ростом x . При этом степень локализации носителей заряда в диапазоне $x = 0.0–0.15$ также практически не изменяется, а при дальнейшем росте содержания примесей начинает возрастать (значения C уменьшаются).

По нашему мнению, определяющим механизмом изменения параметров энергетического спектра в системе $Y_{1-2x}Ca_xPr_xBa_2Cu_3O_y$ является локализация состояний на краях зоны, которая связана как с ростом степени разупорядочения в системе при увеличении уровня легирования согласно механизму андерсоновской локализации, так и с эффектом гибридизации зонных состояний и состояний иона празеодима [15,30,32]. При этом отсутствие расширения проводящей зоны и слабое изменение параметра C в диапазоне $x < 0.15$ подтверждают высказанное ранее предположение о наличии взаимодействия ионов кальция и празеодима при их одновременном введении в решетку [33,34], ослабляющем эффект индивидуального воздействия празеодима на структуру энергетического спектра. При $x > 0.15$ количество примесей становится достаточно большим, что приводит к общему разупорядочению в катионной подсистеме, поэтому значения W_D и C изменяются сильнее, чем в области слабого легирования.

Рассмотрим теперь дополнительные данные, полученные из анализа зависимостей $Q(T)$.

Средняя по зоне подвижность носителей заряда u имеет очень низкие значения (порядка $1 \text{ cm}^2/(\text{V} \cdot \text{s})$, см. таблицу), что, согласно полученным нами ранее результатам, характерно для иттриевых ВТСП [19] и наиболее вероятно является следствием большой величины эффективной массы носителей заряда, что свойственно узкозонным системам. При этом увеличение содержания примесей в $\text{Y}_{1-2x}\text{Ca}_x\text{Pr}_x\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ не приводит к направленному изменению значений u ; с учетом простоты используемой модели и возможной погрешности расчета скорее следует говорить об отсутствии влияния уровня легирования на подвижность носителей заряда. Для объяснения этого результата необходимо учитывать следующие обстоятельства. Расширение зоны (увеличение параметра W_D) вызывает уменьшение значения эффективной массы носителей заряда m^* , и, поскольку $u \sim (m^*)^{-1}$, подвижность должна увеличиваться. С другой стороны, увеличение степени разупорядочения системы (уменьшение параметра C) должно приводить к увеличению вероятности рассеяния носителей заряда и, как следствие, к уменьшению их времени релаксации τ . В результате, поскольку $u \sim \tau$, подвижность должна уменьшаться. Таким образом, характер изменения значения подвижности при варьировании состава образцов будет зависеть от того, какой из указанных факторов является преобладающим. Это может приводить к разной зависимости значений u от уровня легирования в образцах системы $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ различного состава, что и было обнаружено нами ранее в [19]. В исследованной системе $\text{Y}_{1-2x}\text{Ca}_x\text{Pr}_x\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ в диапазоне $x < 0.15$ происходит незначительное расширение зоны и одновременно слабое увеличение степени разупорядочения, а при $x > 0.15$ расширение зоны становится более заметным, но и рост степени разупорядочения также усиливается. В результате влияние двух указанных факторов на подвижность носителей заряда примерно компенсируется, что и приводит к слабому изменению ее значений.

Абсолютное значение степени асимметрии дисперсионной кривой k уменьшается с увеличением уровня легирования, однако при анализе модификации структуры энергетического спектра более логично перейти к рассмотрению значений энергетического сдвига функции холловской проводимости kW_D (рис. 4). Как видно из таблицы, эта величина очень слабо зависит от уровня легирования, изменяясь в диапазоне от -13.4 до -16.5 meV , причем наличие асимметрии зависимости $E(k)$ характерно и для нелегированного образца. Таким образом, в отличие от асимметрии функции плотности состояний (характеризующейся значением параметра b), которая в ВТСП иттриевой системы наблюдается только в кальцийсодержащих образцах и связана с внесением данной примесью дополнительных состояний в проводящую зону [4,15,23–25,28,33,34], наличие асимметрии дисперсионной кривой является фундаментальным свойством энергетического спектра

иттриевых ВТСП, а не связано с воздействием на его структуру конкретной примеси.

5. Заключение

Таким образом, проведены экспериментальное исследование и совместный количественный анализ температурных зависимостей коэффициентов термоэдс и Нернста–Эттингсгаузена в образцах системы $\text{Y}_{1-2x}\text{Ca}_x\text{Pr}_x\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ с различным уровнем легирования. Получены следующие основные результаты и выводы.

1. Коэффициент Нернста–Эттингсгаузена в нормальной фазе имеет крайне низкие значения (не более $0.5 \text{ cm}^2/(\text{V} \cdot \text{s})$ в единицах подвижности), с ростом температуры его значения существенно возрастают и демонстрируют широкий максимум при $T \approx 200\text{--}250 \text{ K}$ в зависимости от состава образца. Общий характер зависимости $Q(T)$ остается неизменным для всех исследованных образцов, а значения коэффициента Нернста–Эттингсгаузена при $T = 300 \text{ K}$ в целом возрастают с ростом уровня легирования, но существенно слабее, чем значения коэффициента термоэдс.

2. Показано, что модель узкой зоны может быть использована для одновременного количественного описания температурных зависимостей коэффициентов термоэдс и Нернста–Эттингсгаузена в рамках единых представлений о структуре энергетического спектра иттриевых ВТСП, при этом совместный анализ экспериментальных результатов для этих зависимостей позволяет не только уточнить значения основных параметров энергетического спектра, но и дополнительно определить значения подвижности носителей заряда и степени асимметрии дисперсионной кривой.

3. Все обнаруженные тенденции в изменении основных параметров энергетического спектра и системы носителей заряда в $\text{Y}_{1-2x}\text{Ca}_x\text{Pr}_x\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ с ростом уровня легирования могут быть объяснены в рамках предложенных ранее механизмов индивидуального воздействия примесей кальция и празеодима с учетом взаимодействия ионов данных примесей при их одновременном введении в решетку $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$.

4. Подвижность носителей заряда в $\text{Y}_{1-2x}\text{Ca}_x\text{Pr}_x\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ практически не зависит от уровня легирования и имеет очень низкое значение $u \approx 1 \text{ cm}^2/(\text{V} \cdot \text{s})$, что наиболее вероятно является следствием большой величины эффективной массы носителей заряда. Обнаруженное постоянство значений подвижности может быть объяснено с учетом вызванных введением примесей изменений в структуре энергетического спектра.

5. Для всех исследованных образцов характерно наличие асимметрии дисперсионной кривой, проявляющейся в энергетическом сдвиге точки смены знака холловской проводимости относительно середины зоны,

причем величина этого сдвига с ростом уровня легирования изменяется крайне незначительно. Наличие данной асимметрии является фундаментальным свойством энергетического спектра иттриевых ВТСП, не связанным с воздействием на его структуру конкретной примеси.

Список литературы

- [1] J.G. Bednorz, K.A. Muller. *Z. Phys. B* **64**, 189 (1986).
- [2] Y. Xin, K.W. Wong, C.X. Fan, Z.Z. Sheng, F.T. Chan. *Phys. Rev. B* **48**, 557 (1993).
- [3] L. Forro, J. Lukatela, B. Keszei. *Solid State Commun.* **73**, 501 (1990).
- [4] V.E. Gasumyants, V.I. Kaidanov, E.V. Vladimirskaia. *Physica C* **248**, 255 (1995).
- [5] A.N. Das, J. Konior, D.K. Ray. *Physica C* **170**, 215 (1990).
- [6] V.V. Moshchalkov. *Solid State Commun.* **73**, 777 (1990).
- [7] D.M. Newns, C.C. Tsuei, R.P. Huebener, P.J.M. van Bentum, P.C. Pattnaik, C.C. Chi. *Phys. Rev. Lett.* **73**, 1695 (1994).
- [8] J.L. Cohn, E.F. Skelton, S.A. Wolf, J.Z. Liu. *Phys. Rev. B* **45**, 13 140 (1992).
- [9] J. Genossar, B. Fisher, I.O. Lelong, Y. Ashkenazi, L. Patlagan. *Physica C* **157**, 320 (1989).
- [10] N. Nagaosa, P.A. Lee. *Phys. Rev. Lett.* **64**, 2450 (1990).
- [11] A.S. Alexandrov, A.M. Bratkovsky, N.F. Mott. *Phys. Rev. Lett.* **72**, 1734 (1994).
- [12] N.P. Ong. In: *Physical properties of high temperature superconductors II* / Ed. D.M. Ginsberg. World Scientific, Singapore (1990). P. 459–507.
- [13] Y. Iye. In: *Physical properties of high temperature superconductors III* / Ed. D.M. Ginsberg. World Scientific, Singapore (1992). P. 285–361.
- [14] A.B. Kaiser, C. Ucher. In: *Studies of high temperature superconductors. V. 7* / Ed. A.V.Narlikar. Nova Sci. Publ., N.Y. (1991). P. 353–392.
- [15] V.E. Gasumyants. In: *Advances in condensed matter and materials research, V. 1* / Ed. F. Gerard. Nova Sci. Publ., N.Y. (2001). P. 135–200.
- [16] J.A. Clayhold, A.W. Linnen, F. Chen, C.W. Chu. *Physica C* **235–240**, 1537 (1994).
- [17] Н.В. Агеев, В.Э. Гасумянц, В.И. Кайданов. *Письма в ЖТФ* **20**, 20, 47 (1994).
- [18] В.Э. Гасумянц, Н.В. Агеев. *ФТТ* **43**, 1761 (2001).
- [19] В.Э. Гасумянц, Н.В. Агеев, М.В. Елизарова. *ФТТ* **47**, 196 (2005).
- [20] I. Felner. *Thermochim. Acta* **174**, 41 (1991).
- [21] B. Fisher, J. Genossar, C.G. Kuper, L. Patlagan, G.M. Reisner, A. Knizhnik. *Phys. Rev. B* **47**, 6054 (1993).
- [22] V.P.S. Awana, S.K. Malik, W.B. Yelon. *Physica C* **261**, 271 (1996).
- [23] В.Э. Гасумянц, Е.В. Владимирская, М.В. Елизарова, Н.В. Агеев. *ФТТ* **40**, 2145 (1998).
- [24] О.А. Мартынова, Д.В. Потаров, В.Е. Гасумянц, Е.В. Владимирская. *Physica C* **471**, 208 (2011).
- [25] O.S. Komarova, O.A. Martynova, V.E. Gasumyants. *Physica C* **495**, 19 (2013).
- [26] S.R. Ghorbani, M. Andersson, O. Rapp. *Physica C* **390**, 160 (2003).
- [27] V.E. Gasumyants, M.V. Elizarova, I.B. Patrino. *Phys. Rev. B* **59**, 6550 (1999).
- [28] V.E. Gasumyants, M.V. Elizarova, I.B. Patrino. *Supercond. Sci. Technol.* **13**, 1600 (2000).
- [29] S.R. Ghorbani, M. Andersson, O. Rapp. *Phys. Rev. B* **66**, 104 519 (2002).
- [30] J. Fink, N. Nücker, H. Romberg, M. Alexander, M.B. Maple, J.J. Neumeier, J.W. Allen. *Phys. Rev. B* **42**, 4823 (1990).
- [31] H.-C.I. Kao, F.C. Yu, W. Guan. *Physica C* **292**, 53 (1997).
- [32] В.Э. Гасумянц, Е.В. Владимирская, И.Б. Патрина. *ФТТ* **39**, 1520 (1997).
- [33] О.А. Мартынова, В.Э. Гасумянц. *ФТТ* **48**, 1157 (2006).
- [34] В.Э. Гасумянц, О.А. Мартынова, А.В. Бабичев. *ФТТ* **53**, 1679 (2011).