02,15

Коэффициент Нернста–Эттингсгаузена и подвижность носителей заряда в системе $Y_{1-x}Ca_xBa_2Cu_{3-z}Co_zO_y$

© В.Э. Гасумянц [1,2], С. Чжан [1]

[1] Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого,
Санкт-Петербург, Россия
[2] Российский государственный педагогический университет им. А.И. Герцена,
Санкт-Петербург, Россия

E-mail: vgasum@yandex.ru

Поступила в Редакцию 20 мая 2025 г.
В окончательной редакции 13 июля 2025 г.
Принята к публикации 13 июля 2025 г.

Представлены результаты исследования и анализа температурных зависимостей коэффициента Нернста–Эттингсгаузена Q, в образцах системы $Y_{1-x}Ca_xBa_2Cu_{3-z}Co_zO_y$ при различном фиксированном содержании кобальта ($z = 0.25,\ 0.4$) и варьируемом содержании кальция ($x = 0-0.2$). С использованием значений параметров энергетического спектра в исследованных образцах, полученных ранее из анализа коэффициента термоэдс, проведен количественный анализ экспериментальных данных и определены значения подвижности электронов и степени асимметрии закона дисперсии. Обнаружено, что влияние кальция как на экспериментальное значение $Q(T = 300\,\mathrm{K})$, так и на значения найденных из расчета параметров носителей заряда зависит от содержания в решетке ионов кобальта. Показано, что и вид зависимостей данных параметров от содержания кальция, и наличие различий в этих зависимостях для двух исследованных серий образцов связаны с особенностями трансформации энергетического спектра $YBa_2Cu_3O_y$ под действием каждой из исследованных примесей.

Ключевые слова: высокотемпературные сверхпроводники, легирование, коэффициент термоэдс, энергетический спектр.

DOI: 10.61011/FTT.2025.07.61168.134-25

1. Введение

Оксидные высокотемпературные сверхпроводники (ВТСП) очень интенсивно исследуются уже почти сорок лет, с момента открытия в 1986 г. соединений данного класса. Несмотря на огромное количество данных о различных свойствах ВТСП-материалов, а также определенный прогресс в их практическом использовании, многие фундаментальные вопросы физики этих соединений — в первую очередь, установление механизма спаривания электронов — остаются нерешенными.

Электронная система в ВТСП-материалах характеризуется наличием сильных корреляционных эффектов, что не позволяет использовать для количественного анализа результатов различных экспериментов хорошо известные классические одноэлектронные модели. Одним из подтверждающих это примеров является развитие большого числа новых подходов (как теоретических, так и феноменологических и даже просто описательных), способных объяснить особенности электронного транспорта в оксидных ВТСП в нормальном состоянии. Хорошо известно, что наблюдаемые экспериментально температурные и концентрационные зависимости всех кинетических коэффициентов (особенно их совокупность) являются отличительной чертой ВТСП-материалов [1–5]. Многочисленные попытки как качественного, так и количественного их описания (см., например, [6–16]) не позволяют однозначно определить, как в случае многих других материалов, значения таких важнейших параметров электронной системы, как, например, концентрация и подвижность носителей заряда, значение функции плотности состояний на уровне Ферми, механизм проводимости и др.

Нами также была предложена модель электронного транспорта — модель узкой зоны [17]. Несмотря на то, что данная модель является феноменологической, она может быть успешно использована для получения количественной информации о параметрах нормального состояния в ВТСП-материалах. Изначально для этой цели использовался анализ температурных зависимостей коэффициента термоэдс S. На основе этого анализа были определены основные общие особенности строения энергетического спектра купратных ВТСП, механизм его изменения под действием легирования различного типа, а также особенности влияния на его параметры некоторых из легирующих примесей [4,17–22]. Однако затем нам удалось расширить эту модель и применить ее также для описания коэффициента Нернста–Эттингсгаузена (КНЭ, Q) [23], что дополнительно позволяет получать из анализа экспериментальных данных для этого коэффициента значения подвижности носителей заряда [5,24]. Следует отметить, что попытки

анализа этого кинетического коэффициента в широкой области температур выше критической, T_c, представленные в литературе, крайне малочисленны и имеют, скорее, чисто качественный характер [25–28].

Настоящая работа посвящена применению разработанного нами подхода, основанного на совместном анализе температурных зависимостей коэффициента термоэдс и КНЭ, к иттриевой ВТСП-системе с двойными замещениями — $Y_{1-x}Ca_xBa_2Cu_{3-z}Co_zO_y$. Хорошо известно, что кальций, подавляя сверхпроводимость в оптимально легированном $YBa_2Cu_3O_y$ [18,21,29,30], приводит к ее восстановлению при введении в образцы нестехиометрического состава, причем в случаях как наличия в них дефицита кислорода [18,21,31], так и предварительно введенной другой примеси [21], в частности, кобальта в позиции цепочечной меди [21,32,33]. Целью работы было исследование особенностей температурных и концентрационных зависимостей КНЭ в образцах с фиксированным содержанием кобальта и варьируемым содержанием кальция, проведение их количественного анализа и выяснение характера влияния кальция на значение подвижности носителей заряда.

2. Образцы и методика

Экспериментальные исследования проводились на керамических образцах составов $Y_{1-x}Ca_xBa_2Cu_{3-z}Co_zO_y$ при двух различных фиксированных содержаниях кобальта ($z = 0.25$ и $z = 0.4$) и варьируемом содержании кальция ($x = 0.0$, 0.05, 0.1, 0.2). Для их изготовления использовалась стандартная тристадийная процедура твердофазного синтеза с последовательным повышением температуры отжига смеси (от 900 до 930 °C) и промежуточными перемолами. После завершения синтеза в воздушной атмосфере проводился совместный отжиг всех образцов в проточном кислороде при $T = 450$ °C в течение 6 h с целью достижения их оптимального состава по кислороду. Однородность и однофазность всех образцов была подтверждена методами измерения локальных значений коэффициента термоэдс в различных точках на их поверхностях и рентгенофазового анализа, соответственно.

Ранее на всех исследованных в настоящей работе образцах были измерены температурные зависимости удельного сопротивления и коэффициента термоэдс; подробные данные о полученных при этом результатах приведены в [21]. Здесь только отметим, что значение критической температуры T_c последовательно возрастает при увеличении содержания кальция в обеих исследованных системах, от 60.2 до 78.6 K для серии с $z = 0.25$ и от 32.0 до 72.6 K для серии с $z = 0.4$, что подтверждает наличие эффекта восстановления сверхпроводимости при легировании кальцием.

Для всех образцов были измерены температурные зависимости КНЭ в диапазоне температур $T = 100-300$ K. Значение индукции измерительного магнитного поля составляло $B = 1.8$ T, приложенного к образцу перепада температур — $\Delta T = 10-15$ K. Поскольку значения КНЭ в ВТСП-материалах в нормальной фазе крайне малы [5], для увеличения измеряемого сигнала использовались тонкие (около 1 mm) в направлении перепада температуры и длинные (около 10 mm) в направлении возникающего напряжения образцы. Измерения проводились на разработанной в лаборатории оригинальной экспериментальной установке с использованием полностью автоматизированной методики, позволяющей программным образом компенсировать значения всех паразитных сигналов, возникающих при измерении сигнала Нернста–Эттингсгаузена [34,35], и, тем самым, добиться высокой точности измерений значений КНЭ.

3. Экспериментальные результаты и их обсуждение

Экспериментальные температурные зависимости КНЭ для образцов обеих исследованных систем с различным содержанием примеси кобальта приведены на рис. 1 и 2 соответственно. В целом, зависимости $Q(T)$ демонстрируют особенности, характерные и для других легированных образцов ВТСП иттриевой системы [5]. При низких температурах ($T \approx 100$ K) значения Q крайне малы; с ростом температуры они достаточно резко увеличиваются, а в диапазоне высоких температур (при $T > 200-250$ K в зависимости от конкретного состава образца) изменяются незначительно. Однако необходимо отметить некоторые особенности влияния примеси кальция на поведение КНЭ.

На рис. 3 приведены зависимости значения КНЭ при $T = 300$ K, $Q_{300\,\mathrm{K}}$, от содержания кальция для обеих серий исследованных образцов составов $Y_{1-x}Ca_xBa_2Cu_{3-z}Co_zO_y$. Здесь же для сравнения показаны аналогичные зависимости значений коэффициента термоэдс при комнатной температуре, $S_{300\,\mathrm{K}}$, по данным [21]. Значение $Q_{300\,\mathrm{K}}$ для стартового (не содержащего кальций) образца серии с $z = 0.4$ примерно в два раза выше, чем в случае серии с $z = 0.25$, что соответствует обнаруженному ранее характеру влияния одиночного замещения меди кобальтом [23]. При этом влияние на это значение дополнительно вводимого кальция зависит от содержания кобальта в образцах. При большом его значении ($z = 0.4$) величина $Q_{300\,\mathrm{K}}$ последовательно уменьшается с ростом x, тогда как при меньшем ($z = 0.25$) остается практически неизменной.

Заметим, что в случае одиночного легирования кальцием (образцы состава $Y_{1-x}Ca_xBa_2Cu_3O_y$) значение $Q_{300\,\mathrm{K}}$ с ростом x практически не меняется [21,23]. Кроме того, увеличение кальция в системе $Y_{1-x}Ca_xBa_2Cu_{3-z}Co_zO_y$ приводит, как указывалось ранее, к сильному увеличению значения критической температуры, а также к резкому падению значений

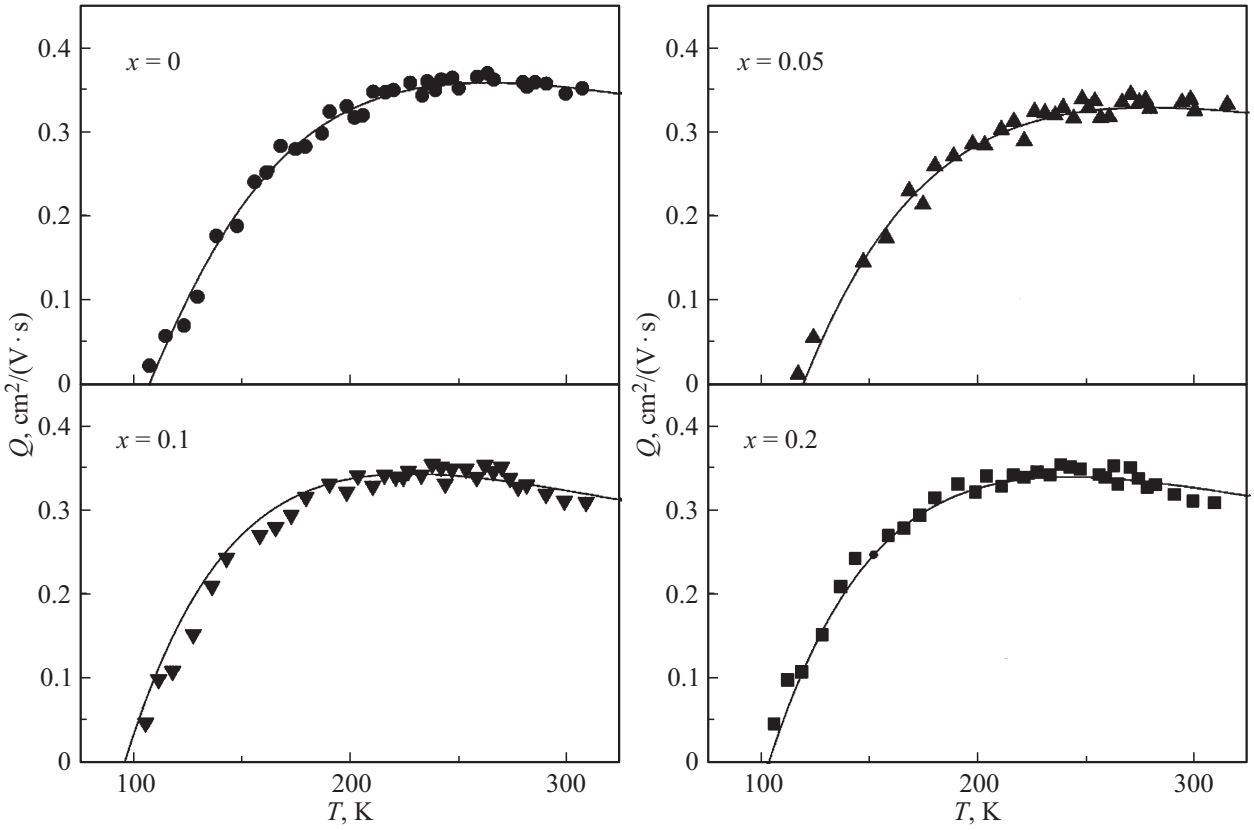

Рис. 1. Коэффициент Нернста–Эттингсгаузена в образцах $Y_{1-x}Ca_xBa_2Cu_{2.75}Co_{0.25}O_y$. Символы — эксперимент, линии — расчет по модели узкой зоны.

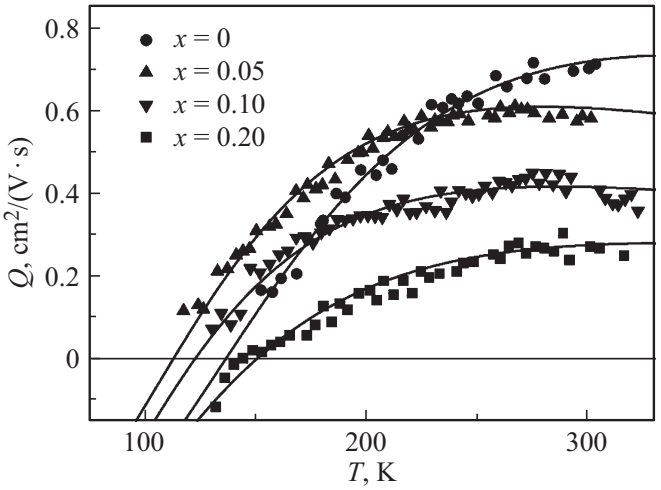

Рис. 2. Коэффициент Нернста–Эттингсгаузена в образцах $Y_{1-x}Ca_xBa_2Cu_{2.6}Co_{0.4}O_y$. Символы — эксперимент, линии — расчет по модели узкой зоны.

удельного сопротивления и коэффициентов термоэдс и Холла [21]. В частности, как видно из рис. 3, значение $S_{300\,\mathrm{K}}$ в диапазоне $x = 0.0-0.2$ уменьшается от 89 до $25\,\mu$V/K при $z = 0.4$ и от 33 до $8\,\mu$V/K при $z = 0.25$, т.е. в 3.5–4 раза, тогда как значение КНЭ даже в серии, где наблюдается его падение ($z = 0.4$), уменьшается только примерно в 2 раза. Эти факты свидетельствуют о том, что изменение значений $Q_{300\,\mathrm{K}}$ вызвано не изменением зарядового баланса в решетке $Y_{1-x}Ca_xBa_2Cu_{3-z}Co_zO_y$ при введении в нее ионов Ca и компенсирующем (по сравнению с влиянием Co) воздействии на него данной примеси, как в случае коэффициента термоэдс [21,33], а с изменениями других параметров исследованных систем под действием легирования кальцием. Таким образом, для объяснения полученных результатов требуется проведение их анализа в рамках используемой модели с целью определения значений параметров системы носителей заряда в образцах с различным содержанием кальция.

Анализ полученных результатов проводился с использованием разработанной нами ранее модели узкой зоны [17,23]. Наиболее подробное описание основных положений этой модели приведено в работе [4], а особенности и способ ее использования для анализа температурных зависимостей КНЭ — в работе [5]. Здесь только кратко укажем, что в предположении о наличии в энергетическом спектре ВТСП узкого пика функции плотности состояний, в котором расположен уровень Ферми, можно, пользуясь выражениями для кинетических интегралов, полученными из решения кинетического уравнения Больцмана в приближении времени

релаксации, получить аналитические выражения для температурных зависимостей всех основных кинетических коэффициентов. При этом значения коэффициента

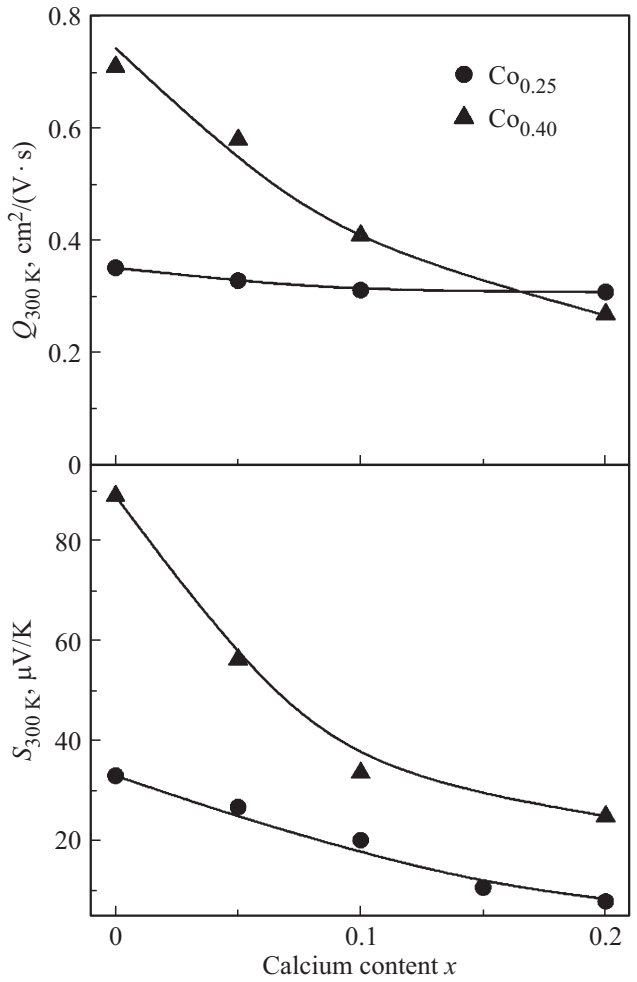

Рис. 3. Изменения значений коэффициентов термоэдс и Нернста–Эттингсгаузена при $T = 300$ K в образцах $Y_{1-x}Ca_xBa_2Cu_{3-z}Co_zO_y$.

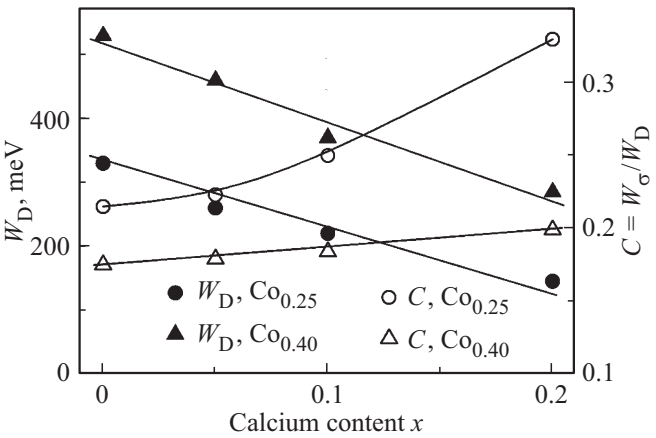

Рис. 4. Зависимость эффективной ширины зоны и степени делокализации состояний от содержания Ca в образцах $Y_{1-x}Ca_xBa_2Cu_{3-z}Co_zO_y$.

термоэдс и КНЭ могут быть вычислены с точностью до абсолютных значений, что позволяет использовать полученные для зависимостей $S(T)$ и $Q(T)$ формулы для количественного анализа экспериментальных данных. Согласно [23], значение КНЭ в рамках модели узкой зоны может быть вычислено следующим образом:

$$Q = -\frac{1}{eT}\,u\Big(-\frac{I_{\sigma_1}I_{\sigma_{H_0}}}{I_{\sigma_0}^2} + \frac{I_{\sigma_{H_1}}}{I_{\sigma_0}}\Big), \qquad (1)$$

где

$$I_{\sigma_i} = \int\limits_{-\frac{W_\sigma}{2}+bW_D}^{\frac{W_\sigma}{2}+bW_D} \varepsilon^i\Big(-\frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon}\Big)d\varepsilon,$$

$$I_{\sigma_{H_i}} = \int\limits_{-\frac{W_\sigma}{2}+kW_D}^{\frac{W_\sigma}{2}+kW_D} \varepsilon^i\Big(-\frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon}\Big)\,\mathrm{sign}(\varepsilon - kW_D)d\varepsilon,$$

начало отсчета энергии в интегралах соответствует середине зоны, e — заряд электрона, f_0 — равновесная функция распределения Ферми-Дирака, а электрохимический потенциал μ вычисляется по формуле

$$\mu = k_BT \cdot \ln\frac{\sinh(FW_D(2k_BT)}{\sinh[(1-F)W_D/(2k_BT)]} - 2bW_D$$

(k_B — постоянная Больцмана).

В приведенные выражения входят шесть модельных параметров: F — степень заполнения зоны электронами; W_D и W_σ — полная эффективная ширина проводящей зоны и эффективная ширина интервала проводящих состояний, отношение этих величин $C = W_\sigma/W_D$ характеризует долю делокализованных состояний в зоне; b — степень асимметрии зоны; k — степень асимметрии закона дисперсии; u — усредненное по всей зоне значение подвижности электронов. Очевидно, что использование выражения (1) для определения значений всех модельных параметров по экспериментальным зависимостям $Q(T)$ невозможно. Однако если для образца заданного состава измерены температурные зависимости и КНЭ, и коэффициента термоэдс, то первые четыре параметра могут быть определены из анализа зависимостей $S(T)$, а затем просто подставлены в выражение (1), что дает возможность по зависимостям $Q(T)$ однозначно определить значения k и u.

Результаты анализа коэффициента термоэдс и их подробное обсуждение представлены в [21]. На рис. 4 приведены полученные в [21] данные об изменении полной эффективной ширины зоны и степени делокализации зонных состояний, которые будут необходимы в дальнейшем при интерпретации результатов об изменении подвижности электронов при увеличении уровня легирования, полученных из анализа КНЭ. Что касается двух других параметров — F и b — то степень заполнения зоны электронами в обеих сериях образцов $Y_{1-x}Ca_xBa_2Cu_{3-z}Co_zO_y$ последовательно уменьшается

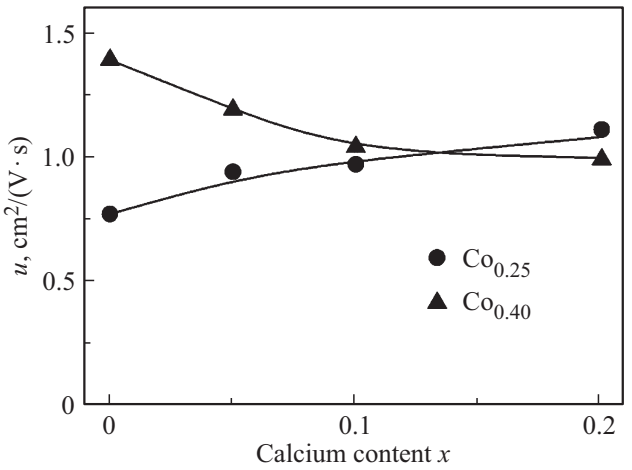

Рис. 5. Концентрационные зависимости подвижности электронов в образцах $Y_{1-x}Ca_xBa_2Cu_{3-z}Co_zO_y$.

с ростом x, что вызвано эффектом зарядовой компенсации воздействия примеси Co вводимыми ионами Ca [21]. В результате, уменьшение значения W_D и приближение степени заполнения зоны к $F \approx 0.5$ (что означает смещение уровня Ферми к середине зоны) приводят к росту значения функции плотности состояний на уровне Ферми, что и является основной причиной наблюдаемого увеличения значения критической температуры. Степень асимметрии зоны линейно возрастает с ростом x по универсальному для всех легированных кальцием образцов системы $YBa_2Cu_3O_y$ закону $b \approx -0.12x$, что является следствием формирования в энергетическом спектре дополнительного пика кальциевых состояний [21].

Найденные в [21] из анализа зависимостей $S(T)$ значения модельных параметров были использованы при моделировании температурных зависимостей КНЭ по формуле (1). Расчетные кривые, соответствующие оптимальным значениям k и u, при которых достигается наилучшее совпадение этих кривых с экспериментальными данными, приведены на рис. 1 и 2. Полученные по результатам проведенного анализа значения подвижности электронов в исследованных сериях образцов приведены на рис. 5. Как и в случае других легированных ВТСП иттриевой системы [5], подвижность во всех образцах системы $Y_{1-x}Ca_xBa_2Cu_{3-z}Co_zO_y$ имеет очень низкие значения.

Из рис. 5 видно, что влияние кальция на значение подвижности существенно зависит от уровня легирования образцов кобальтом. При $z = 0.25$ подвижность незначительно увеличивается с ростом уровня легирования, а при $z = 0.4$ — уменьшается. Отметим, что приведенные на рис. 5 значения — это не так называемая нернстовская подвижность, определяемая как $Q/(k_B/e)$ и изменяющаяся в соответствии с изменением значений Q (см. рис. 3). Значение u в рамках модели узкой зоны определяется, как и в классическом случае, как $u = e\langle\tau\rangle/m^*$, где $\langle\tau\rangle$ — усредненное время релаксации носителей заряда, m^* — их эффективная масса [5,23]. Единственное отличие заключается в том, что при наличии узкой зоны усреднение времени релаксации должно проводиться по всей зоне и с весовым множителем $(-\partial f_0/\partial\varepsilon)\varepsilon$, а не $(-\partial f_0/\partial\varepsilon)\varepsilon^{3/2}$, как в классической теории кинетических явлений [5].

Как уже говорилось выше, для объяснения полученных зависимостей $u(x)$ необходимо использовать данные об изменении других параметров системы носителей заряда. Как видно из рис. 4, рост содержания Ca в $Y_{1-x}Ca_xBa_2Cu_{3-z}Co_zO_y$ вызывает существенное сужение зоны (уменьшение значений W_D) и, одновременно, увеличение доли делокализованных состояний (рост значений C). Физической причиной этого является то, что неизовалентные замещения в $YBa_2Cu_3O_y$ приводят, при увеличении их содержания, к росту степени разупорядочения в системе — как за счет непосредственного замещения ионов решетки, так и, в большей степени, за счет увеличения содержания кислорода (если валентность атомов примеси больше, чем валентность соответствующего атома в решетке, как в случае замещения Co → Cu). Это приводит к реализации механизма андерсоновской локализации состояний [36] и соответствующим изменениям структуры зоны [4]. В результате в стартовых (без кальция) образцах обеих серий $Y_{1-x}Ca_xBa_2Cu_{3-z}Co_zO_y$ зона является достаточно широкой по сравнению с оптимально легированным $YBa_2Cu_3O_y$, а значительная часть зонных состояний — локализованными (см. рис. 4). Кальций, за счет меньшей, по сравнению с иттрием, валентности, оказывает на содержание кислорода противоположное воздействие, приводя, тем самым, к увеличению степени упорядочения системы и обратной зависимости указанных выше параметров [21]. Происходящее при этом сужение зоны приводит к росту эффективной массы электронов, а уменьшение степени дефектности в кислородной подсистеме — к увеличению их времени релаксации. Первое должно вызывать уменьшение значения подвижности, а второе, наоборот, его рост.

Как видно из рис. 4, при увеличении содержания кальция в обеих сериях образцов $Y_{1-x}Ca_xBa_2Cu_{3-z}Co_zO_y$ ширина зоны W_D последовательно уменьшается с ростом x, при этом наклон зависимости $W_D(x)$ для этих двух серий образцов является одинаковым. Степень делокализации состояний возрастает в обеих сериях, однако в различной степени. В случае $z = 0.4$ этот рост является достаточно слабым, поэтому воздействие сужения зоны и, соответственно, возрастания эффективной массы электронов на значение подвижности оказывается более существенным, что и приводит к его уменьшению (см. рис. 5). В серии образцов с $z = 0.25$ наблюдается существенно более сильное увеличение значений C. В результате воздействие увеличения времени релаксации электронов на их подвижность оказывается более существенным, чем влияние сужения зоны, что и приводит к росту ее значений. Различие в степени роста

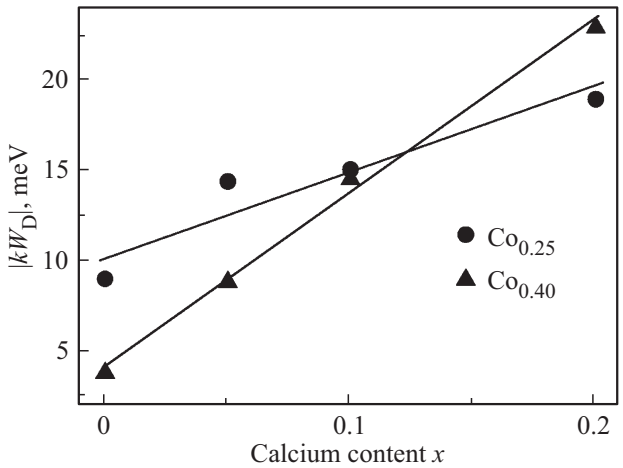

Рис. 6. Влияние легирования кальцием на положение точки смены знака холловской проводимости в образцах $Y_{1-x}Ca_xBa_2Cu_{3-z}Co_zO_y$.

значений C в двух исследованных сериях образцов, приводящее к изменению характера зависимости $u(x)$, можно объяснить с учетом данных о позициях, занимаемых кобальтом в решетке легированного $YBa_2Cu_{3-z}Co_zO_y$. Известно, что при малых концентрациях ($z < 0.2-0.3$) все ионы Co размещаются в позициях меди в цепочках CuO [37,38]. В этом случае воздействие данной примеси на свойства соединения связано практически только с ее влиянием на состояние кислородной подсистемы (увеличение содержания кислорода и рост разупорядочения в распределении его атомов по различным позициям). Именно это воздействие и компенсируется дополнительно вводимыми в решетку ионами Ca, причем, как показали результаты исследования коэффициента термоэдс в системе $Y_{1-x}Ca_xBa_2Cu_{3-x}Co_xO_y$, при одинаковом количестве введенных примесей Ca и Co, эта компенсация является почти полной [39]. По этой причине для серии образцов с $z = 0.25$ и наблюдается сильное увеличение степени упорядочения с ростом содержания Ca. При больших содержаниях кобальта часть его атомов размещается в позициях меди в плоскостях CuO_2 [37,38], ответственных за формирование проводящей зоны в $YBa_2Cu_3O_y$, и оказывает непосредственное воздействие на разупорядочение в их электронной структуре. Данный эффект не может быть скомпенсирован влиянием ионов кальция, что и приводит к более слабому росту значений C в серии образцов с $z = 0.4$.

Значения параметра k, найденные из анализа зависимостей $Q(T)$ и характеризующие степень асимметрии закона дисперсии, являются отрицательными, как и для всех легированных образцах системы $YBa_2Cu_3O_y$ [5]. С ростом содержания Ca они возрастают по абсолютной величине от 0.027 до 0.13 для серии с $z = 0.25$ и от 0.007 до 0.08 для серии с $z = 0.25$. Согласно используемой нами для анализа модели узкой зоны, асимметрия закона дисперсии моделируется путем смещения точки смены знака холловской проводимости от середины зоны на величину kW_D [5,23]. Полученные значения $|kW_D|$ для всех образцах приведены на рис. 6.

В целом, полученные данные соответствуют характеру влияния одиночных примесей Co и Ca на асимметрию закона дисперсии. Как показывают полученные ранее результаты [5], наличие асимметрии закона дисперсии характерно для образцов системы $YBa_2Cu_3O_y$ любого, в том числе и оптимального, состава. При этом изменение ее степени происходит при легировании теми примесями, которые непосредственно воздействуют на структуру проводящей зоны. В системе $YBa_2Cu_{3-z}Co_zO_y$ значение $|kW_D|$ начинает уменьшаться при $z > 0.2$, т.е. когда атомы Co начинают частично замещать плоскостную медь (см. выше), в результате в образцах $Y_{1-x}Ca_xBa_2Cu_{3-z}Co_zO_y$ при отсутствии Ca ($x = 0$) при $z = 0.4$ это значение ниже, чем при $z = 0.25$. Увеличение содержания Ca в образцах системы $YBa_2Cu_3O_y$ любого катионного состава приводит к росту значения $|kW_D|$, что связано с возникновением в энергетической структуре проводящей зоны дополнительного пика кальциевых состояний [21]. Это наблюдается и в случае исследованных в данной работе систем (см. рис. 6). При этом в серии с $z = 0.4$ этот рост является более сильным, поскольку кальциевый пик формируется на фоне зоны, частично разрушенной за счет наличия ионов Co в позициях плоскостной меди, что и усиливает степень влияния увеличения этого пика на асимметрию закона дисперсии.

4. Заключение

Проведено экспериментальное исследование и анализ температурных зависимостей коэффициента Нернста–Эттингсгаузена в образцах состава $Y_{1-x}Ca_xBa_2Cu_{3-z}Co_zO_y$ с различным фиксированным содержанием Co и варьируемым содержанием Ca. Получены следующие основные результаты.

1. Температурные зависимости КНЭ в исследованных системах демонстрируют типичные для легированных иттриевых ВТСП особенности, однако характер влияния Ca на их вид, а также абсолютные значения Q при комнатной температуре существенно зависит от содержания ионов Co в решетке.

2. Показано, что использование модели узкой зоны для анализа электронного транспорта в системе $Y_{1-x}Ca_xBa_2Cu_{3-z}Co_zO_y$ позволяет одновременно количественно описать температурные зависимости коэффициента термоэдс и КНЭ и из анализа последних дополнительно к основным параметрам системы носителей заряда определить значения подвижности электронов и степени асимметрии закона дисперсии.

3. Значение подвижности электронов в обеих сериях образцов с ростом содержания Ca изменяется достаточно слабо вблизи $u \approx 1\,\mathrm{cm}^2/(\mathrm{V}\cdot\mathrm{c})$, хотя и различным

образом — при малом содержании Co подвижность возрастает, а при большом — падает.

4. Увеличение содержания Ca в обеих системах приводит к росту асимметрии закона дисперсии, что вызвано внесением кальцием дополнительных состояний в зону, при этом при большем содержании Co этот рост происходит сильнее, чем при меньшем.

5. Все обнаруженные особенности концентрационных зависимостей подвижности и степени асимметрии закона дисперсии в обеих исследованных сериях образцов, включая различия между ними, могут быть объяснены с учетом воздействия Ca и Co на структуру и параметры зоны, ответственной за проводимость в системе $YBa_2Cu_3O_y$ в нормальной фазе.

Конфликт интересов

Авторы сообщают об отсутствии конфликта интересов.

Список литературы

[1] Y. Iye. In: Physical Properties of High Temperature Superconductors, v. III / Ed. D.M. Ginsberg. World Scientific, Singapore (1992). Pp. 285–361.
[2] A.B. Kaiser, C. Ucher. In: A.V. Narlikar. Studies of High Temperature Superconductors, v. 7. Nova Science Publishers, N.Y. (1991). Pp. 353–392.
[3] N.P. Ong. In: Physical Properties of High Temperature Superconductors, v. II / Ed. D.M. Ginsberg. World Scientific, Singapore (1990). Pp. 459–507.
[4] V.E. Gasumyants. In: Advances in Condensed Matter and Materials Research, v. 1 / Ed. F. Gerard. Nova Science Publishers, N.Y. (2001). Pp. 135–200.
[5] V.E. Gasumyants, O.A. Martynova. In: M. Miryala, M.R. Koblischka. High-Temperature Superconductors: Occurrence, Synthesis and Applications. Nova Science Publishers, N.Y. (2018). Pp. 95–152.
[6] S. Bar-Ad, B. Fisher, J. Ashkenazi, J. Genossar. Physica C **156**, *5*, 741 (1988).
[7] A.N. Das, B. Ghosh, P. Choudhury. Physica C **158**, *3*, 311 (1989).
[8] S.A. Trugman. Phys. Rev. Lett. **65**, *4*, 500 (1990).
[9] N. Nagaosa, P.A. Lee. Phys. Rev. Lett. **64**, *20*, 2450 (1990).
[10] V.Z. Kresin, S.A. Wolf. Phys. Rev. B **41**, *7*, 4278 (1990).
[11] L. Forrò, J. Lukatela, B. Keszei. Solid State Commun. **73**, *7*, 501 (1990).
[12] V.V. Moshchalkov. Solid State Commun. **73**, *11*, 777 (1990).
[13] J.L. Cohn, E.F. Skelton, S.A. Wolf, J.Z. Liu. Phys. Rev. B **45**, *22*, 13140(R) (1992).
[14] Y. Xin, K.W. Wong, C.X. Fan, Z.Z. Sheng, F.T. Chan. Phys. Rev. B **48**, *1*, 557 (1993).
[15] D.M. Newns, C.C. Tsuei, R.P. Huebener, P.J.M. van Bentum, P.C. Pattnaik, C.C. Chi. Phys. Rev. Lett. **73**, *12*, 1695 (1994).
[16] A.S. Aleksandrov, A.M. Bratkovsky, N.F. Mott. Phys. Rev. Lett. **72**, *11*, 1734 (1994).
[17] V.E. Gasumyants, V.I. Kaidanov, E.V. Vladimirskaya. Physica C **248**, *3–4*, 255 (1995).
[18] В.Э. Гасумянц, Е.В. Владимирская, М.В. Елизарова, Н.В. Агеев. ФТТ **40**, *12*, 2145 (1998). [V.E. Gasumyants, E.V. Vladimirskaya, M.V. Elizarova, N.V. Ageev. Phys. Solid State **40**, *12*, 1943 (1998).]
[19] В.Э. Гасумянц, Е.В. Владимирская, И.Б. Патрина. ФТТ **39**, *9*, 1520 (1997). [V.E. Gasumyants, E.V. Vladimirskaya, I.B. Patrina. Phys. Solid State **39**, *9*, 1352 (1997).]
[20] V.E. Gasumyants, O.A. Martynova. In: Superconductivity: Theory, Materials and Applications / Ed. V. Romanovskii. Nova Science Publishers, New York (2012). Pp. 285–326.
[21] V.E. Gasumyants, O.A. Martynova. In: Horizons in World Physics, v. 291 / Ed. A. Reimer. Nova Science Publishers, N.Y. (2017). Pp. 129–216.
[22] E. Martin, V. Gasumyants. In: Proc. 2021 International Conference on / Electrical Engineering and Photonics (EExPolytech), St. Petersburg, Russia (2021). Pp. 153–156.
[23] Н.В. Агеев, В.Э. Гасумянц. ФТТ **43**, *10*, 1761 (2001). [N.V. Ageev, V.E. Gasumyants. Phys. Solid State **43**, *10*, 1834 (2001).]
[24] В.Э. Гасумянц, Н.В. Агеев, М.В. Елизарова. ФТТ **47**, *2*, 196 (2005). [V.E. Gasumyants, N.V. Ageev, M.V. Elizarova. Phys. Solid State **47**, *2*, 202 (2005).]
[25] J.A. Clayhold, A.W. Linnen, F. Chen, C.W. Chu. Physica C **235–240**, *Part 2*, 1537 (1994).
[26] J.A. Clayhold. Phys. Rev. B **54**, *9*, 6103 (1996).
[27] S. Lambrecht, M. Ausloos. Phys. Rev. B **53**, *21*, 14047 (1996).
[28] P. Fournier, X. Jiang, W. Jiang, S.N. Mao, T. Venkatesan, C.J. Lobb, R.L. Greene. Phys. Rev. B **56**, *21*, 14149 (1997).
[29] M.R. Chandrahood, I.S. Mulla, S.M. Gorwadkar, A.P.B. Sinha. Appl. Phys. Lett. **56**, *2*, 183 (1990).
[30] B. Fisher, J. Genossar, C.G. Kuper, L. Patlagan, G.M. Reisner, A. Knizhnik. Phys. Rev. B **47**, *10*, 6054 (1993).
[31] V.P.S. Awana, S.K. Malik, W.B. Yelon. Physica C **261**, *3–4*, 271 (1996).
[32] E. Suard, A. Maignan, V. Caignaert, B. Raveau. Physica C **200**, *1–2*, 43 (1992).
[33] V.E. Gasumyants, E.V. Vladimirskaya, I.B. Patrina. Physica C **235–240**, *Part 2*, 1467 (1994).
[34] С. Чжан, В.Э. Гасумянц, Ч. Янь. Патент на изобретение RU 2806889, 08.11.2023.
[35] С. Чжан, В.Э. Гасумянц, Ч. Янь. Патент на изобретение RU 2826799, 17.09.2024.
[36] P.W. Anderson. Phys. Rev. **109**, *5*, 1492 (1958).
[37] R.S. Howland, T.H. Geballe, S.S. Laderman, A. Fischer-Colbrie, M. Scott, J.M. Tarascon, P. Barboux. Phys. Rev. B **39**, *13*, 9017 (1989).
[38] F. Bridges, J.B. Boyce, T. Claeson, T.H. Geballe, J.M. Tarascon. Phys. Rev. B **39**, *16*, 11603 (1989).
[39] V.E. Gasumyants, M.V. Elizarova, I.B. Patrina. Phys. Rev. B **59**, *9*, 6550 (1999).

Редактор Е.В. Толстякова