

Модификация зонного спектра и динамика сверхпроводящих свойств в системе $Y_{1-x}Ca_xBa_2Cu_{3-x}Zn_xO_y$

© М.В. Елизарова, О.А. Мартынова, Д.В. Потапов, В.Э. Гасумянц, Л.П. Мезенцева*

Санкт-Петербургский государственный политехнический университет,
195251 Санкт-Петербург, Россия

* Институт химии силикатов Российской академии наук,
199155 Санкт-Петербург, Россия

E-mail: mariel@rphf.spbstu.ru

(Поступила в Редакцию 7 июля 2004 г.)

Исследованы температурные зависимости удельного сопротивления и коэффициента термоэдс для серии образцов системы $Y_{1-x}Ca_xBa_2Cu_{3-x}Zn_xO_y$ ($x = 0.0-0.25$). Выявлены особенности влияния исследованной комбинации примесей на свойства нормальной фазы. Проведен количественный анализ полученных экспериментальных данных в рамках феноменологической модели электронного транспорта. Для всех исследованных образцов рассчитаны значения параметров зоны, ответственной за проводимость в нормальной фазе, и системы носителей заряда. Предложен механизм модификации зонного спектра в иттриевой системе под действием легирования цинком, объясняющий трансформацию вида температурных зависимостей коэффициента термоэдс и динамику сверхпроводящих свойств в данном соединении.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 02-02-16841-а), Министерства образования РФ (грант Е02-3.4-120) и Правительства Санкт-Петербурга (грант М04-2.4Д-426).

1. Введение

В работах, посвященных исследованию свойств иттриевых сверхпроводников, широко обсуждается ряд замещений, практически не вызывающих изменений в состоянии кислородной подсистемы, но тем не менее оказывающих существенное влияние на сверхпроводимость и свойства нормального состояния. Ярким представителем такого рода замещений является примесь цинка в позиции плоскостной меди. Примесь цинка не влияет на уровень легирования дырками [1], поскольку является изовалентной. Однако, по мнению некоторых авторов, замещение цинком позиций плоскостной меди может приводить к неравномерному распределению зарядовой плотности в медь-кислородных плоскостях [2] или локализации подвижных носителей заряда [3], что является существенным для сверхпроводящих свойств. Экспериментально многократно установлено, что замещение цинком плоскостной меди приводит к последовательному подавлению сверхпроводящих свойств [1,3-6]. Большинство авторов сходятся во мнении, что данная примесь оказывает непосредственное воздействие на механизм образования сверхпроводящих пар, приводя к их разрушению. Следует особо отметить результаты [2], согласно которым цинк существенно влияет и на зонную структуру $YBa_2Cu_3O_y$ в нормальной фазе за счет взаимодействия с плоскостным кислородом.

Отметим, что в отличие от других примесей при легировании $YBa_2Cu_3O_y$ цинком на фоне сильного подавления сверхпроводящих свойств с ростом уровня легирования сохраняется линейный вид температурных зависимостей удельного сопротивления и не происходит

существенных изменений абсолютных значений коэффициента термоэдс, S [1].

Также широко обсуждается специфика влияния примеси кальция в позициях иттрия на сверхпроводимость и свойства нормальной фазы $YBa_2Cu_3O_y$. В данном случае в отличие от замещения цинком плоскостной меди определяющее влияние на сверхпроводящие свойства соединения оказывает состояние кислородной подсистемы, на которую воздействует введение неизовалентной примеси кальция [7-9]. Некоторые аспекты влияния кальция на процесс формирования кислородных вакансий и, следовательно, механизм подавления сверхпроводимости до недавнего времени активно обсуждались в литературе [10,11]. Однако, не менее интересной является специфика влияния как одиночного замещения кальцием иттриевых позиций, так и кальция в комбинации с другими примесями на свойства нормального состояния $YBa_2Cu_3O_y$, в частности, на вид температурных зависимостей коэффициента термоэдс [7,8,12]. Согласно нашим предыдущим результатам [7,8,13,14], с ростом содержания кальция на зависимостях $S(T)$ появляется протяженный линейный участок, а их наклон последовательно возрастает, что обусловлено модификацией зонной структуры соединения.

Поскольку кальций в позициях иттрия и цинк в позициях плоскостной меди оказывают влияние на сверхпроводящие свойства $YBa_2Cu_3O_y$ посредством различных механизмов, представляет интерес изучение влияния одновременного двойного легирования $Ca \rightarrow Y$ и $Zn \rightarrow Cu$ в иттриевой системе.

Настоящая работа посвящена исследованию особенностей влияния этой комбинации примесей на сверхпроводимость, транспортные свойства и зонный спектр в нор-

мальной фазе в $YBa_2Cu_3O_y$. Для анализа модификации зонной структуры мы используем феноменологическую модель электронного транспорта — модель узкой зоны, позволяющую определить значения основных параметров зонного спектра в нормальной фазе, проследить за их изменениями с ростом уровня легирования и, следовательно, проанализировать специфику влияния конкретных примесей на параметры зонного спектра и системы носителей заряда.

2. Экспериментальные результаты

Исследования проводились на керамических образцах состава $Y_{1-x}Ca_xBa_2Cu_{3-x}Zn_xO_y$ ($x = 0.0, 0.025, 0.05, 0.075, 0.10, 0.15, 0.175, 0.20, 0.25$), изготовленных стандартным методом твердофазного синтеза. На заключительном этапе проводился отжиг в атмосфере проточного кислорода при $T = 500^\circ C$ с последующим медленным охлаждением до комнатной температуры. Однофазность образцов контролировалась при помощи рентгенофазового анализа с точностью 1–2%. На всех образцах проводились измерения температурных зависимостей удельного сопротивления и коэффициента термоэдс.

Значения критической температуры, T_c , для всех исследованных образцов, определенные на основе резистивных измерений, приведены на рис. 1 совместно с данными для случаев одиночных замещений кальцием в позиции иттрия [8] и цинком в позиции плоскостной меди [4,15]. Видно, что концентрационная зависимость критической температуры для системы $Y_{1-x}Ca_xBa_2Cu_{3-x}Zn_xO_y$ не является монотонной. В области малых x происходит последовательное подавление сверхпроводимости с ростом уровня легирования, тогда как при $x = 0.125$ сверхпроводящие свойства незначительно восстанавливаются, и с дальнейшим ростом x величину T_c можно считать практически неизменной.

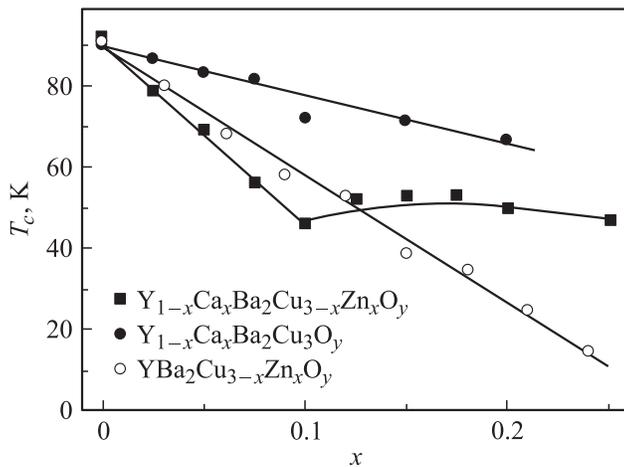


Рис. 1. Концентрационная зависимость величины критической температуры для системы $Y_{1-x}Ca_xBa_2Cu_{3-x}Zn_xO_y$, совместно с данными для случаев одиночных замещений $Ca \rightarrow Y$ [8] и $Zn \rightarrow Cu$ [4,15].

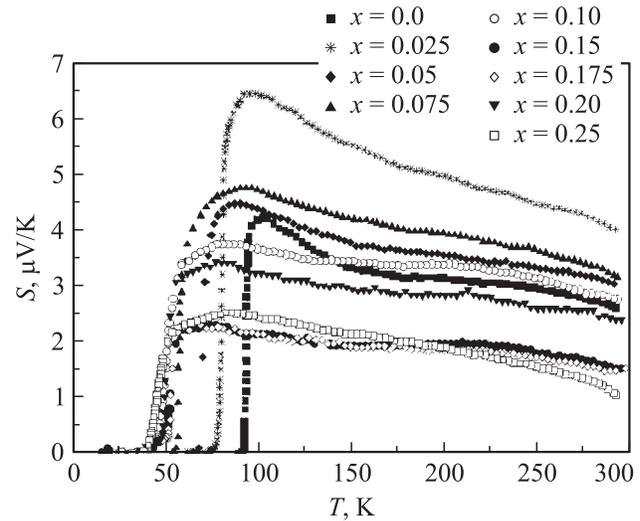


Рис. 2. Температурные зависимости коэффициента термоэдс для системы $Y_{1-x}Ca_xBa_2Cu_{3-x}Zn_xO_y$.

При этом в диапазоне $x \leq 0.10$ падение значения T_c с ростом x для системы $Y_{1-x}Ca_xBa_2Cu_{3-x}Zn_xO_y$ происходит быстрее, чем для системы $Y_{1-x}Ca_xBa_2Cu_3O_y$ и $YBa_2Cu_{3-x}Zn_xO_y$.

Семейство температурных зависимостей коэффициента термоэдс для системы $Y_{1-x}Ca_xBa_2Cu_{3-x}Zn_xO_y$ приведено на рис. 2. Видно, что рост уровня легирования в данном случае приводит к незначительному изменению абсолютных значений S (величина коэффициента термоэдс при комнатной температуре изменяется в пределах от 1.5 до 3.5 $\mu V/K$), а также к некоторому уменьшению амплитуды максимума на зависимости $S(T)$. Характерная для примеси кальция линейаризация зависимостей $S(T)$ и последовательный рост их наклона [7,8,11–13] в случае системы $Y_{1-x}Ca_xBa_2Cu_{3-x}Zn_xO_y$ не наблюдаются.

3. Анализ экспериментальных данных и интерпретация результатов

Анализ экспериментальных данных проводился в рамках феноменологической модели узкой зоны, подробно описанной в [7]. Модель, основанная на предположении о существовании в зонном спектре ВТСП узкого пика плотности состояний вблизи уровня Ферми, позволяет получить аналитические выражения для температурных зависимостей кинетических коэффициентов, используя четыре модельных параметра: степень заполнения зоны электронами F , равную отношению полного числа электронов к полному числу состояний в зоне, эффективную ширину проводящей зоны W_D , эффективную ширину интервала делокализованных состояний W_σ и степень ассиметрии зоны b . Количественное сравнение результатов расчетов и экспериментальных данных для зависимостей $S(T)$ позволяет определить значения

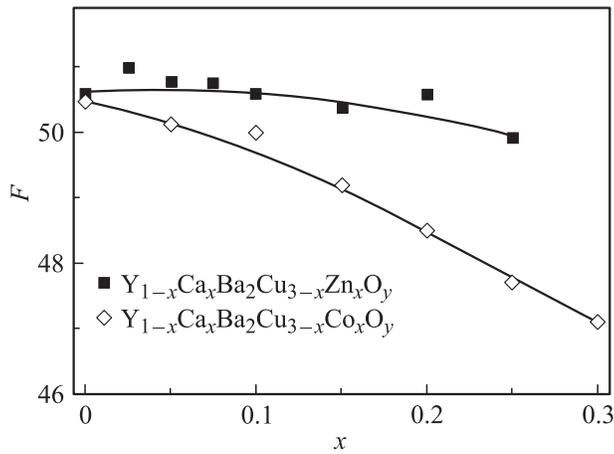


Рис. 3. Концентрационные зависимости степени заполнения зоны электронами, F , совместно с данными для одновременного двойного легирования $\text{Ca} \rightarrow \text{Y}$, $\text{Co} \rightarrow \text{Cu}$ [13].

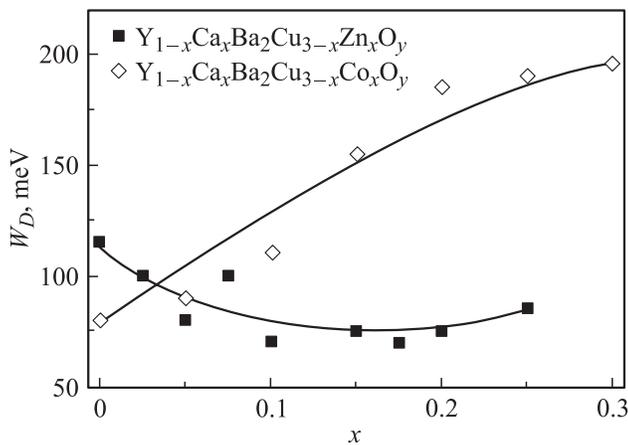


Рис. 4. Концентрационные зависимости полной эффективной ширины проводящей зоны, W_D , совместно с данными для одновременного двойного легирования $\text{Ca} \rightarrow \text{Y}$, $\text{Co} \rightarrow \text{Cu}$ [13].

модельных параметров для каждого из исследованных составов и, следовательно, проследить за модификацией зонного спектра и системы носителей заряда с ростом уровня легирования.

На рис. 3 и 4 представлены концентрационные зависимости степени заполнения зоны электронами и полной эффективной ширины проводящей зоны соответственно, рассчитанные для всех исследованных образцов системы $\text{Y}_{1-x}\text{Ca}_x\text{Ba}_2\text{Cu}_{3-x}\text{Zn}_x\text{O}_y$, совместно с данными для исследованной ранее системы $\text{Y}_{1-x}\text{Ca}_x\text{Ba}_2\text{Cu}_{3-x}\text{Co}_x\text{O}_y$ [13]. Для системы $\text{Y}_{1-x}\text{Ca}_x\text{Ba}_2\text{Cu}_{3-x}\text{Zn}_x\text{O}_y$ значения F и W_D изменяются крайне незначительно с ростом x , что особенно ярко видно при сравнении с результатами, полученными для $\text{Y}_{1-x}\text{Ca}_x\text{Ba}_2\text{Cu}_{3-x}\text{Co}_x\text{O}_y$. При этом эффективная ширина зоны демонстрирует слабую тенденцию к уменьшению (рис. 4). Согласно нашим предыдущим результатам, падение степени заполнения зоны элек-

тронами с ростом x в $\text{Y}_{1-x}\text{Ca}_x\text{Ba}_2\text{Cu}_{3-x}\text{Co}_x\text{O}_y$ может быть объяснено в рамках предположения о внесении кальцием дополнительных состояний в зону, ответственную за проводимость, происходящим на фоне эффекта зарядовой компенсации примесями их взаимного влияния ($\text{Co}^{3+} \rightarrow \text{Cu}^{2+}$ и $\text{Ca}^{2+} \rightarrow \text{Y}^{3+}$) [13]. В то же время расширение проводящей зоны в системе $\text{Y}_{1-x}\text{Ca}_x\text{Ba}_2\text{Cu}_{3-x}\text{Co}_x\text{O}_y$ связано только с постепенным разупорядочением, вносимым непосредственно примесными катионами (поскольку за счет эффекта зарядовой компенсации состояние кислородной подсистемы остается неизменным с ростом x) [7,13,14], в соответствии с моделью локализации Андерсона. Обнаруженное в $\text{Y}_{1-x}\text{Ca}_x\text{Ba}_2\text{Cu}_{3-x}\text{Zn}_x\text{O}_y$ постоянство F в случае одновременного изовалентного ($\text{Zn}^{2+} \rightarrow \text{Cu}^{2+}$) и неизо-валентного ($\text{Ca}^{2+} \rightarrow \text{Y}^{3+}$) замещений, а также слабое уменьшение ширины проводящей зоны на фоне разупорядочения, вносимого как примесными ионами, так и возникающим беспорядком в кислородной подсистеме, требует дополнительного обсуждения. Очевидно, что в системе $\text{Y}_{1-x}\text{Ca}_x\text{Ba}_2\text{Cu}_{3-x}\text{Zn}_x\text{O}_y$ должен реализовываться некий механизм, который, во-первых, противодействует росту числа зонных состояний вследствие увеличения концентрации кальция (что должно приводить к падению степени заполнения) и, во-вторых, вызывает относительное сужение зоны, ответственной за проводимость. Этот механизм может быть обусловлен только наличием воздействия замещения цинком позиций плоскостной меди на структуру зонного спектра в нормальной фазе.

Как следует из нашего анализа, наилучшее согласие расчетной и экспериментальной зависимостей $S(T)$ для образцов $\text{Y}_{1-x}\text{Ca}_x\text{Ba}_2\text{Cu}_{3-x}\text{Zn}_x\text{O}_y$ может быть достигнуто в отсутствии асимметрии проводящей зоны ($b = 0$) для составов с $x = 0-0.075$, 0.2 и при степени асимметрии, не превышающей 0.5% , положительного и отрицательного знаков для образцов с $x = 0.10-0.175$ и 0.25 соответственно. Таким образом, в целом можно считать, что в системе $\text{Y}_{1-x}\text{Ca}_x\text{Ba}_2\text{Cu}_{3-x}\text{Zn}_x\text{O}_y$ увеличение уровня легирования не приводит к возникновению асимметрии проводящей зоны того или иного знака. Что касается степени локализации состояний, то она с ростом x демонстрирует незначительные колебания без какой-либо направленной тенденции.

С точки зрения интерпретации полученных нами результатов представляются интересными результаты расчетов, проделанных в [2]. По мнению авторов [2], легирование цинком в медь-кислородных плоскостях приводит к тому, что состояния окружающих примесью атомов кислорода, участвующие в формировании проводящей зоны, переносятся из зоны в область более низких энергий. Это означает, что одиночная примесь цинка может вызывать появление асимметрии проводящей зоны, что в свою очередь должно приводить к появлению дополнительных особенностей на температурных зависимостях коэффициента термоэдс. Экспериментальные данные ряда авторов [1,16,17] свидетельствуют, что

замещение атомами цинка позиций плоскостной меди действительно приводит к трансформации вида зависимостей $S(T)$ — уменьшению амплитуды максимума и его смещению в область более низких температур. С другой стороны, примесь кальция также приводит к появлению специфических особенностей на зависимостях $S(T)$ как в случае одиночного замещения кальцием иттрия, так и в комбинации с другими примесями [7,8,11–13]. Для сильно легированных кальцием образцов наблюдается протяженный линейный участок на зависимости $S(T)$ и, что особенно важно, рост содержания кальция приводит к последовательному увеличению наклона зависимостей $S(T)$. Согласно нашим предыдущим результатам [13,14], эта трансформация вида температурных зависимостей коэффициента термоэдс обусловлена возникновением асимметрии проводящей зоны вследствие внесения кальцием в зону дополнительных состояний, т.е. возникновением в проводящей зоне дополнительного пика функции плотности состояний. В этой связи представляется интересным тот факт, что двойное легирование кальцием и цинком в системе $Y_{1-x}Ca_xBa_2Cu_{3-x}Zn_xO_y$ не приводит к той или иной специфической трансформации вида зависимостей $S(T)$. Как указывалось выше, степень асимметрии зоны, ответственной за проводимость, остается практически нулевой во всем диапазоне x . Это означает, что замещение цинком позиций плоскостной меди приводит к компенсации асимметрии зоны, возникающей под влиянием примеси кальция. Это возможно только в том случае, если происходящая под влиянием цинка перестройка зонных состояний также приводит к возникновению асимметрии зоны, знак которой противоположен знаку „кальциевой“ асимметрии. Таким образом, в системе $Y_{1-x}Ca_xBa_2Cu_{3-x}Zn_xO_y$ происходит не только модификация формы проводящей зоны, но и ее перестройка с точки зрения формирующих ее состояний. По нашему мнению, имеет место контрбаланс влияния примесей на степень асимметрии, т.е. с одной стороны, внесение состояний в верхнюю половину зоны под действием кальция, а с другой — перенос состояний из зоны в область более низких энергий под действием цинка.

Предположение о переносе состояний из зоны под действием цинка позволяет также объяснить практически неизменные значения W_D и F с ростом уровня легирования. Рост уровня легирования в системе $Y_{1-x}Ca_xBa_2Cu_{3-x}Zn_xO_y$ приводит к расширению пика плотности состояний за счет растущего разупорядочения в соответствии с механизмом локализации Андерсона, с одной стороны, и уменьшению этого пика, а следовательно, его сужению за счет переноса из него состояний в область более низких энергий — с другой. Одновременная реализация этих двух механизмов и обуславливает то, что в целом полная эффективная ширина зоны остается неизменной. Отметим, что, как было показано в [13], на основе анализа корреляции между полной эффективной шириной проводящей зоны и величиной критической температуры для целого

ряда замещений в иттриевой системе пик кальциевых состояний является небольшой особенностью полной функции плотности зонных состояний, т.е. появление дополнительных состояний в окрестности уровня Ферми не приводит к эффективному расширению проводящей зоны в рамках прямоугольной аппроксимации функции $D(\epsilon)$. Таким образом, при одновременном двойном легировании в $Y_{1-x}Ca_xBa_2Cu_{3-x}Zn_xO_y$ происходит компенсация примесями их взаимного влияния на степень асимметрии проводящей зоны, тогда как изменение ее эффективной ширины определяется контрбалансом двух механизмов: уменьшения числа состояний в зоне под действием цинка и расширением зоны по Андерсону вследствие разупорядочения кислородной подсистемы под действием кальция.

В свою очередь практически неизменные значения степени заполнения зоны электронами, равной отношению полного числа электронов в зоне к полному числу состояний в ней, могут быть объяснены следующим образом. Легирование акцепторной примесью кальция (не полностью компенсируемое ростом кислородного дефицита [8]) приводит к уменьшению числа электронов в зоне. Обнаруженная неизменность параметра F в системе $Y_{1-x}Ca_xBa_2Cu_{3-x}Zn_xO_y$ свидетельствует об уменьшении числа состояний в зоне с ростом x и указывает на более существенное влияние примеси цинка на число зонных состояний по сравнению с кальцием. При этом расчеты не показывают появления преобладающей „цинковой“ асимметрии, а только компенсацию „кальциевой“, что может быть связано с ограничениями модели, не позволяющей учитывать мелкие особенности строения зоны, а также с упрощенным способом моделирования асимметрии.

Используя полученные данные о трансформации зонного спектра, обсудим изменение сверхпроводящих свойств в исследованной системе. Как отмечалось выше, рост x в $Y_{1-x}Ca_xBa_2Cu_{3-x}Zn_xO_y$ приводит к необычной динамике величины критической температуры (рис. 1). Можно выделить два диапазона концентраций примесей, характеризующихся различной модификацией сверхпроводящих свойств. В первом диапазоне ($x = 0.0–0.10$) наблюдается падение значения T_c , причем более сильное, чем в случае одиночного легирования кальцием или цинком. По нашему мнению, в данном случае суммируются два механизма подавления сверхпроводимости. Во-первых, введение цинка в позиции плоскостной меди, непосредственно ответственной за сверхпроводящие свойства, приводит к разрушению сверхпроводящих пар и соответственно уменьшению значения критической температуры. Во-вторых, дополнительной причиной падения T_c является уменьшение значения функции плотности состояний на уровне Ферми, $D(\epsilon_F)$, вследствие сильной модификации зонного спектра. Причиной данной модификации являются, во-первых, общее разупорядочение решетки, которое вызывает в соответствии с механизмом локализации Андерсона уменьшение значения функции плотности состояний в зоне в целом,

и, во-вторых, перенос состояний из проводящей зоны в область более низких энергий, который происходит под влиянием цинка и приводит к общему уменьшению пика плотности состояний.

Во втором диапазоне ($x = 0.15-0.25$) величина T_c остается практически неизменной. Отметим, что все тенденции в изменении зонных параметров с ростом x в данном диапазоне концентраций сохраняются. Следовательно, обнаруженное изменение характера зависимости $T_c(x)$ при $x > 0.1$ не может быть обусловлено существенной перестройкой зонной структуры. Возможной причиной улучшения сверхпроводящих свойств (относительно общей тенденции падения T_c с ростом x) может являться увеличение значения функции плотности состояний на уровне Ферми. По нашему мнению, рост $D(\epsilon_F)$ может быть вызван тем, что при существенной перестройке зонной структуры под действием цинка, с одной стороны, и кальция с другой уровень Ферми попадает в локальный пик функции $D(\epsilon)$, сформированный в его окрестности состояниями кальция, и пиннингуются в нем. В таком случае рост $D(\epsilon_F)$ может частично компенсировать разрушение сверхпроводящих пар под влиянием цинка и обеспечить относительное восстановление сверхпроводящих свойств. Отметим, что аналогичный экспериментальный результат — постоянство величины критической температуры в системе $Y_{1-x}Ca_xBa_2Cu_{3-x}Zn_xO_y$ при $x > 0.10$ — был также получен в [18], однако, не нашел адекватного объяснения. Этот экспериментальный факт, несомненно, требует дополнительного изучения.

В заключение отметим, что представленные результаты показывают, что, несмотря на большое количество работ, посвященных влиянию примеси цинка в позициях плоскостной меди на свойства иттриевых ВТСП, данное замещение по-прежнему представляет собой интересный объект для дальнейших исследований как в случае одиночного легирования, так и особенно в комбинации с другими примесями.

Таким образом, экспериментально исследованы и проанализированы в рамках модели узкой зоны температурные зависимости коэффициента термоэдс в системе $Y_{1-x}Ca_xBa_2Cu_{3-x}Zn_xO_y$. Получены следующие основные результаты и выводы.

1) Концентрационная зависимость критической температуры в $Y_{1-x}Ca_xBa_2Cu_{3-x}Zn_xO_y$ демонстрирует два участка с различной динамикой T_c — при $x < 0.125$ происходит последовательное подавление сверхпроводимости, а с дальнейшим ростом x величина T_c остается практически неизменной. Значения коэффициента термоэдс слабо изменяются при увеличении уровня легирования, при этом на его температурных зависимостях не наблюдается характерный для примеси кальция в $YBa_2Cu_3O_y$ протяженный линейный участок.

2) В отличие от других легированных кальцием систем степень заполнения зоны, ответственной за проводимость, а также степень ее асимметрии в $Y_{1-x}Ca_xBa_2Cu_{3-x}Zn_xO_y$ остаются неизменными во всем

диапазоне x . Замещение цинком позиций плоскостной меди помимо непосредственного подавления сверхпроводимости оказывает существенное воздействие и на структуру зонного спектра в нормальной фазе. Введение цинка в решетку $YBa_2Cu_3O_y$ приводит к переносу состояний из проводящей зоны в область более низких энергий, что практически полностью компенсирует асимметрию зоны, возникающую под влиянием примеси кальция.

3) Слабое изменение значения критической температуры в $Y_{1-x}Ca_xBa_2Cu_{3-x}Zn_xO_y$ при $x > 0.10$ может быть связано с происходящим при этих уровнях легирования относительным возрастанием значения функции плотности состояний на уровне Ферми вследствие пиннинга уровня Ферми в области локального пика кальциевых состояний.

Список литературы

- [1] V. Radhakrishnan, C.K. Subramaniam, V. Sankaranarayanan, G.V.S. Rao, R. Shrivastan. *Phys. Rev. B* **40**, 10, 6850 (1989).
- [2] R. Gupta, M. Gupta. *Phys. Rev. B* **59**, 5, 3381 (1999).
- [3] Y. Xu, W. Guan, S.S. Ata-Allah, Ch. Heiden. *Physica C* **235-240**, 823 (1994).
- [4] R. Liang, T. Nakamura, H. Kawaji, M. Itoh, T. Nakamura. *Physica C* **170**, 3&4, 307 (1990).
- [5] C. Bernhard, J.L. Tallon, C. Bucci, R.De. Renzi, G. Guidi, G.V.M. Williams, Ch. Niedermayer. *Phys. Rev. Lett.* **77**, 11, 2304 (1996).
- [6] J.L. Tallon, C. Bernhard, G.V.M. Williams, J.W. Loram. *Phys. Rev. Lett.* **79**, 26, 5294 (1997).
- [7] V.E. Gasumyants. In: *Advances in Condensed Matter and Materials Research*. Vol. 1 / Ed. F. Gerard. Nova Science Publishers. N.Y. (2001). P. 135.
- [8] V.E. Gasumyants, M.V. Elizarova, E.V. Vladimirkaya, I.B. Patrina. *Physica C* **341-348**, 585 (2000).
- [9] A. Gupta, A. Sedky, A.V. Narlikar, D.P. Singh. *J. Mat. Sci.* **37**, 8, 1557 (2002).
- [10] A. Sedky, A. Gupta, V.P.S. Awana, A.V. Narlikar. *Phys. Rev. B* **58**, 18, 12 495 (1998).
- [11] J.L. Tallons, G.V.M. Williams. *Phys. Rev. B* **61**, 14, 9820 (2000).
- [12] V.E. Gasumyants, M.V. Elizarova, I.B. Patrina. *Phys. Rev. B* **59**, 9, 6550 (1999).
- [13] М.В. Елизарова, В.Э. Гасумянц. *ФТТ* **41**, 8, 1363 (1999).
- [14] V.E. Gasumyants, M.V. Elizarova, I.B. Patrina. *Supercond. Sci. Technol.* **13**, 12, 16 000 (2000).
- [15] S. Zagoulaev, P. Monod, J. Jegoudez. *Phys. Rev. B* **52**, 14, 10 474 (1995).
- [16] J.L. Tallon, J.R. Cooper, P.S.I.P.N. de Silva, G.V.M. Williams, J.W. Loram. *Phys. Rev. Lett.* **75**, 22, 4114 (1995).
- [17] M. Sera, T. Nishikava, M. Sato. *J. Phys. Soc. Jap.* **62**, 1, 281 (1993).
- [18] R.A. Gunasekaran, R. Ganduly, J.V. Yakhmi. *Physica C* **234**, 1&2, 160 (1995).