

ТЕМПЕРАТУРА ПЕРЕХОДА В СВЕРХПРОВОДЯЩЕЕ СОСТОЯНИЕ РТУТНЫХ ВТСП-КУПРАТОВ ПОД ГИДРОСТАТИЧЕСКИМ ДАВЛЕНИЕМ

Е. С. Ицкевич

*Институт физики высоких давлений Российской академии наук
142092, Троицк, Московская обл., Россия*

Поступила в редакцию 20 марта 1997 г.

Рассматриваются свойства гомологического ряда ртутных ВТСП-купратов $\text{HgBa}_2\text{Ca}_{n-1}\text{Cu}_n\text{O}_{2n+2+\delta}$ с $n = 1-8$. Эксперименты под давлением проведены для образцов с $n = 1-5$. Фазы Hg-1223 и Hg-1234 синтезировались с использованием управляемой камеры высокого давления. Содержание кислорода в исходной смеси, соответствующей фазе Hg-1234, варьировалось изменением состава исходных окислов BaO/BaO₂. Зависимости температуры сверхпроводящего перехода T_c от постоянной решетки a (и, соответственно, от содержания кислорода) и T_c^{max} и dT_c^{max}/dp от величины n куполообразны до $n = 4, 5$. Максимальные величины всегда соответствовали фазе Hg-1223. Экспериментальные зависимости $T_c^{max}(n)$ для фаз с $n = 1-6$ и dT_c^{max}/dp для $n = 1-5$ сравниваются с данными теории Андерсона [1] (так называемая RVB-модель). Общее рассмотрение полученных результатов приводит к предположению, что ртутные купраты обладают «идеальной» структурой для ВТСП. Фаза Hg-1223 — «чемпион» в этой идеальной структуре, и критическая температура, соответствующая этой фазе ($T_c = 135$ К) — наиболее высокий результат при нормальном давлении.

1. ВВЕДЕНИЕ

Гомологический ряд слоистых ртутных ВТСП-купратов описывается общей формулой $\text{HgBa}_2\text{Ca}_{n-1}\text{Cu}_n\text{O}_{2n+2+\delta}$. Слои CuO_2 определяют сверхпроводимость.

В связи с появлением этого ряда тетрагональных купратов с высокими температурами перехода в сверхпроводящее состояние ($T_c = 135$ К, $n = 3$ [2]) и имеющимися теориями мы решили обсудить с единой точки зрения наш экспериментальный материал по изучению ртутных ВТСП. Сверхпроводящие фазы с $n = 1-5$ изучены под давлением до 2.5 ГПа. Фаза 1245 получается с содержанием 85% чистой фазы, фазы 1256 и 1267 — смеси, и из-за сильного перекрытия условий их синтеза под высоким давлением с ними нельзя работать.

Мы пытаемся понять наши экспериментальные результаты в рамках модели резонансных валентных связей, предложенной Андерсоном [1]. Все слои CuO_2 в элементарной ячейке считаются эквивалентными с однородным распределением зарядов, и рассматриваются только связи между соседними слоями CuO_2 [1, 3].

2. ЭКСПЕРИМЕНТ

Мы использовали хорошо отработанную методику измерений зависимости $T_c(p)$ по скачкам обеих магнитных восприимчивостей. Использовались камеры, в которых давление создавалось в жидкой среде и фиксировалось при комнатной температуре. Затем

камера охлаждалась до необходимых низких температур. Величина давления измерялась при комнатной температуре, и с помощью соответствующей градуировки определялось ее значение при конкретной низкой температуре. Наши многолетние эксперименты с этими камерами при исследовании квантовых эффектов в монокристаллах подтвердили сохранение гидростатичности и почти полной величины давления до гелиевых температур. Температура измерялась термопарой (Cu + 0.15%Fe)/Cu.

Образцы для измерений с $n = 1, 2$ синтезировались в закрытых ампулах на кафедре неорганической химии химического факультета МГУ, а при $n = 3-5$ — в камерах высокого квазигидростатического давления в ИФВД РАН. Мы использовали данные по $T_c(p)$ из нашей работы [4], кроме данных при $n = 1$. Данные по $T_c(p)$ фазы 1201 взяты из совпадающих совокупных данных из литературы. Использовались и новые эксперименты, включавшие образцы, синтезированные в управляемой камере квазигидростатического давления [5]. Все зависимости $T_c(p)$ в новых экспериментах получены для максимальных для данной фазы T_c монокристаллических образцов 1223, 1234 и 1245, сверхпроводящие характеристики которых приведены в таблице. Мы не использовали полученные нами величины барических производных dT_c/dp фазы 1201, отличающиеся от данных других авторов. Расхождение можно объяснить тем, что в наших камерах давление, создаваемое при комнатных температурах, перераспределяет избыточный кислород. Подобные соображения высказаны и доказаны в работе [6] для образцов Tl-2201, в которой получены малые величины барических производных, как и у нас в [4]. В определенной мере это согласуется с результатами работы [6], в которой обнаружено понижение T_c при переокислении в фазе Hg-1223 и, возможно, в фазе Hg-1234. Содержание кислорода варьировалось путем изменения соотношений BaO/BaO₂ в исходной смеси.

Параметры изученных ВТСП-образцов (экспериментальные данные)

	n				
	1	2	3	4	5
T_c^{max} , К	98	127	135	126	111
dT_c^{max}/dp , К/ГПа	2.4	3.2	4.6	2.2	4.3
$d \ln a/dp$, 1/ГПа	—	—	-0.003*	—	—
$d \ln c/dp$, 1/ГПа	—	—	-0.0067*	—	—
d_{out}^{**} , нм	—	—	0.94	—	—
d_{in}^{**} , нм	—	—	0.32	—	—
$d \ln d_{out}/dp$, 1/ГПа	—	—	-0.0098	—	—
$d \ln d_{in}/dp$, 1/ГПа	—	—	-0.0054	—	—
$d \ln A_{out}/dp$, 1/ГПа	0.0245	—	—	—	—
$d \ln A_{in}/dp$, 1/ГПа	—	0.025	—	—	—

Примечания. * Данные работы [15]: $d \ln a/dp = -0.003$, $d \ln c/dp = -0.006$; ** d_{out} — расстояние между слоями CuO₂ соседних элементарных ячеек, d_{in} — внутри элементарной ячейки.

Катионы двухвалентной ртути в структуре слоистых ВТСП-оксидов характеризуются гантелеобразной координацией с необходимым присутствием атомов кислорода только в соседних слоях и необязательным в ртутных слоях. Слабая связь с соседними катионами позволяет изменять заселенность δ анионной позиции в ртутном слое

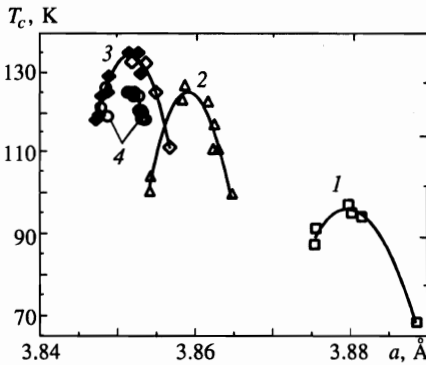


Рис. 1

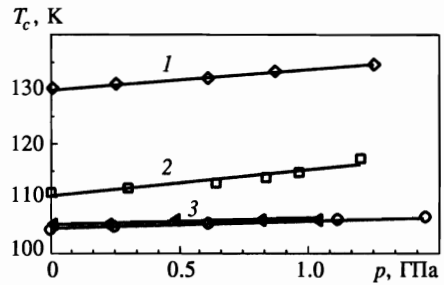


Рис. 2

Рис. 1. Зависимости T_c от параметра решетки a для ртутных ВТСП-купратов: 1 — Hg-1201; 2 — Hg-1212; 3 — Hg-1223; 4 — Hg-1234

Рис. 2. Зависимости $T_c(p)$ для различных фаз: 1 — Hg-1223 ($\delta_{opt} = 0.4$); 2 — Hg-1245; 3 — данные для недоокисленных образцов Hg-1223 ($\delta = 0.10$ и $\delta = 0.15$)

атомами кислорода и менять концентрацию дырок в зоне проводимости. Несоразмерность слоев отсутствует из-за этой слабой связи Hg–O в слое. Количество кислорода в слое (δ), меняя параметр решетки a , определяет величину T_c (куполаобразная зависимость $T_c(a)$ в [7]), рис. 1. В силу особенностей кристаллической структуры T_c зависит и от давления (рис. 2). Слои Ba–O и Hg–O образуют ионную решетку типа NaCl, которая чередуется с перовскитными блоками. Перовскитные слои Cu–O ответственны за сверхпроводимость. Для возникновения сверхпроводящего состояния степень окисления меди должна быть в пределах 2.05–2.25. Для делокализации носителей необходимо, чтобы расстояния Cu–O в слое были в пределах 0.190–0.197 нм. Длина связи Cu–O(3) составляет 0.27 нм, т. е. связь гораздо слабее. Для высоких T_c все эти структурные соотношения должны идеально соблюдаться. Например, неодинаковость размеров катионов с обеих сторон слоя Cu–O искажает структуру, и T_c понижается.

Блоки NaCl обеспечивают стабильность структуры и служат резервуарами дырок для слоя CuO₂. Расстояние катион–кислород в любом слое равно расстоянию в соседнем слое. Все параметры a тетрагональной структуры в слоях Cu–O, Hg–O и Ba–O одинаковы.

Кристаллическая структура (тетрагональная для всех фаз) определялась при синтезе для каждого образца и приведена в [2, 5]. Зависимость ее параметров от давления дана в таблице. Фазовый анализ проводился по рентгенограммам. Фазы 1223 и 1234 синтезировались при различном переокислении. При этом концентрация дырок в слоях CuO₂ варьировалась разным количеством x кислорода в слое Hg–O, что позволяет управлять величиной T_c [7], см. рис. 1. Барические производные определялись измерениями T_c при давлении 1 ГПа. Результаты даны в таблице и на рис. 3 и 4.

Отметим, что полученные нами данные для барических производных разных фаз (вплоть до фазы 1234) образуют ту же куполообразную зависимость, что и для $T_c^{max}(n)$,

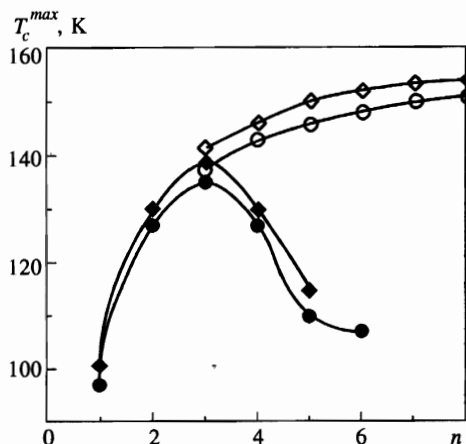


Рис. 3

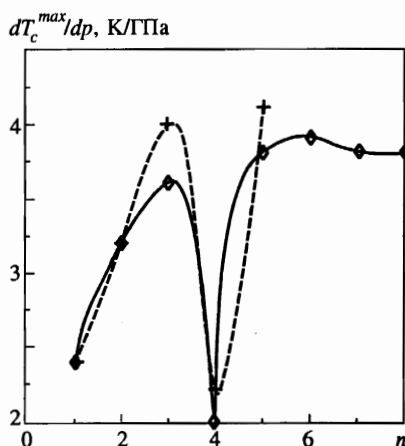


Рис. 4

Рис. 3. Экспериментальные и рассчитанные величины T_c^{max} как функции числа n субслоев CuO_2 . Зачерненные символы — эксперименты при начальном давлении (кружки) и под давлением 1 ГПа (ромбы), светлые символы — расчет соответственно при начальном давлении и давлении 1 ГПа

Рис. 4. Экспериментальные (кресты) и рассчитанные (ромбы) барические производные dT_c^{max}/dp как функции числа n субслоев

только гораздо ярче выраженную, с максимумом в фазе 1223. Разность T_c^{max} для различных n составляет около 40%, а для барических производных она двукратна (рис. 3, 4). Из куполообразной зависимости выпадает фаза 1245 (см. ниже).

3. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Мы рассмотрели наши результаты в рамках RVB-модели [1]. В [1] изложены основные положения модели и приводятся формулы для T_c разных фаз слоистых ВТСП-купратов, позволяющие проводить сравнение с экспериментом. Ответственность слоев CuO_2 за сверхпроводимость считается не вызывающей сомнений.

Нами были вычислены зависимости от давления основных параметров модели, которые выражаются через межслоевые интегралы переноса $t_{\perp in}$ и $t_{\perp out}$ между слоями CuO_2 . Интеграл обмена внутри слоев $J = 4t_{\parallel}^2/U$, где U — внутриатомная энергия Хаббарда [3], считался независимым от давления [8].

Из наших расчетов по RVB-модели для первых двух членов гомологического ряда по данным эксперимента получены барические производные параметров спаривания A_{in} и A_{out} , где A_{in} — параметр спаривания между слоями CuO_2 в элементарной ячейке, а A_{out} — между слоями соседних ячеек. Оба параметра связаны с межслоевыми интегралами переноса $t_{\perp in}$ и $t_{\perp out}$: $A_{in,out} = t_{\perp in,out}^2/J$.

Для слоистой структуры с одним слоем CuO_2 получено следующее выражение:

$$T_c(1) = 2A_{out}R\delta, \tag{1}$$

где R — порядка единицы, а δ — величина допирования дырками, относящаяся к полузаполнению и определяемая как число дырок на атом Cu . Сверхпроводимость наблюдается экспериментально при $0.05 < \delta < 0.2$ [9, 10]. Исходя из данных для фазы 1201, оптимально допированной кислородом ($T_c^{max} = 98$ К), и данных для барических производных (2.4 К/ГПа) при таких значениях критической температуры, мы получили барические производные для A_{out} . Величину δ мы считаем равной оптимальному допированию плоскости Hg-O . Результаты приведены в таблице.

Для слоистой структуры с двумя слоями CuO_2 в элементарной ячейке [1] имеем

$$T_c(2) = (A_{out} + A_{in})R\delta. \tag{2}$$

Используя данные для $A_{out}(p)$, мы рассчитали по (2) барические производные и для параметра A_{in} . При расчете мы использовали критическую температуру $T_c^{max} = 127$ К, соответствующую оптимальному допированию фазы 1212. Для фаз 1223 и 1234 мы рассчитали T_c^{max} и барические производные как функции $A_{out}(p)$ и $A_{in}(p)$ по формулам из [1], приведенным к виду

$$T_c(3) = \frac{1}{2} \left(A_{out} + \sqrt{A_{out}^2 + 8A_{in}^2} \right) R\delta, \tag{3}$$

$$T_c(4) = \frac{1}{2} \left(A_{out} + A_{in} + \sqrt{A_{out}^2 + 5A_{in}^2 - 2A_{out}A_{in}} \right) R\delta. \tag{4}$$

Результаты расчетов влияния давления на T_c приведены в таблице и на рис. 3 и 4. Аналогично выражениям для фаз с $n = 3$ и 4 [1] нами были получены формулы для фаз с $n = 5-8$ и проведены вычисления T_c [11]:

$$T_c(5) = 146 \text{ К}, \quad T_c(6) = 148 \text{ К}, \quad T_c(7) = 150 \text{ К}, \quad T_c(8) = 151 \text{ К}.$$

Для $n = 5-8$ расчетные значения T_c почти не изменяются. Приведенные на рис. 3 экспериментальные величины (см., например, [12]) хотя и отличаются от расчетных, которые гораздо выше (отклонение возрастает при больших n до 40 К), при $n > 4$ проявляют общую тенденцию к независимости от величины n . Сравнение величин барических производных с экспериментом показало хорошее согласие для фаз 1223, 1234 и 1245 (рис. 4).

При $n \leq 5$ барические производные на рис. 4 практически совпадают, хотя происходит резкий переход от куполообразной зависимости к скачку при $n = 5$ и к последующему выходу на плато (расчет). Такое поведение барических производных встречается в исследованиях при высоких давлениях. Давление оказывается хорошим параметром для проверок теоретических моделей (см., например, [13]).

Мы не учитывали зависимость $\delta(p)$. Вклад от переноса заряда у ртутных купратов гораздо меньше, чем у ВТСП типа Y-123, и на величину T_c в основном влияет само давление [14]. Наши результаты это подтверждают (см. ниже). В работе [14] авторы указывают, что ртутные купраты — лучшие кандидаты на изучение влияния давления на свойства ВТСП. Увеличение до 135 К величины T_c в фазе 1223 и уменьшение по

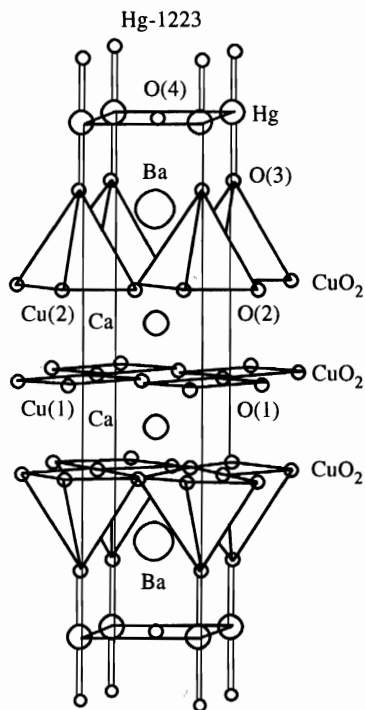


Рис. 5. Фаза $\text{HgBa}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{8+\delta}$ ($n = 3$). Атомы в структуре промаркированы. O(4) — сверхстехиометрический кислород в количестве δ

сравнению с теорией в фазе 1234 и при больших n , как нам кажется, связано с возможными нарушениями идеального порядка. Например, нестехиометрический кислород в слое HgO_δ увеличивает окружение кислородом части атомов Ba (увеличивает координационное число), и возникающее дополнительное взаимодействие смещает атомы Ba и нарушает идеальность структуры даже в фазе 1223. Возможно, что $T_c(p = 0) = 135 \text{ K}$ — высший предел для слоистых ВТСП, так как при $n = 3$ осуществляется максимально возможная «идеальность». Ниже мы обсудим конкретнее, что мы понимаем под этим словом.

Измерения сжимаемости под давлением до 4.5 ГПа показали примерно двухкратную анизотропию ($dc/c)(da/a)$, что является не очень большой величиной. Наши данные по сжимаемости подтверждаются работой [15] в области до 6.0 ГПа.

Следует отметить обнаруженное в [15] резкое различие влияния давления на расстояния в элементарной ячейке фазы 1223 (рис. 5) вдоль оси c : расстояние $d(\text{Cu}(2)\text{--O}(3)) = 0.2727 \text{ нм}$ сильно сокращается под давлением 8 ГПа (до 0.244 нм, т. е. на 10%). В то же время расстояние $\text{Hg--O}(3)$ изменяется мало: от 0.198 до 0.196 нм при том же давлении. По оси a такая же малая и одинаковая сжимаемость наблюдалась и для расстояний $\text{Cu}(1)\text{--O}(1)$, $\text{Cu}(2)\text{--O}(2)$ и $\text{Hg--O}(4)$.

Авторы работы [15] указывают, что в литературе широко дискутируется связь структурного параметра $\text{Cu}(2)\text{--O}(3)$ с ролью электронного уровня иона O(3), контролирующего электронную структуру плоскости CuO_2 и, следовательно, T_c . С другой стороны, наблюдавшаяся нами особенность барических производных при $n = 4$ может быть связана с изменением сжимаемости структурного параметра $d(\text{Cu}(2)\text{--O}(3))$ при переходе от

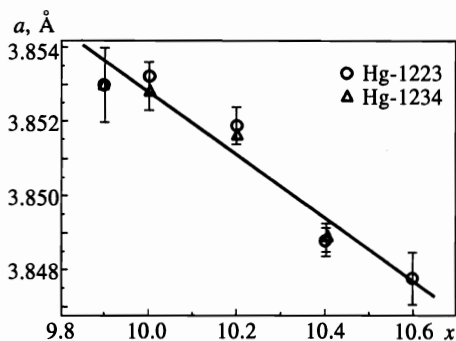


Рис. 6

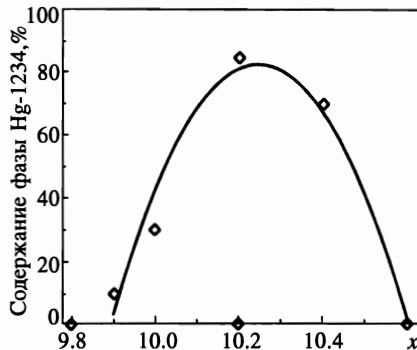


Рис. 7

Рис. 6. Зависимость параметра решетки a для фаз 1223 и 1234 от количества исходного кислорода x

Рис. 7. Процентное содержание фазы 1234 в синтезированных образцах в зависимости от количества исходного кислорода x (условия синтеза: $T_s = 900^\circ\text{C}$, $t_s = 2$ ч, $p_s = 2$ ГПа)

одного внутреннего слоя CuO_2 к двум. Дальнейший же рост числа внутренних слоев приводит к монотонному незначительному росту T_c и выходу барических производных на насыщение.

Отметим, что как недоокисление, так и переокисление вызывают уменьшение T_c . Увеличение δ недоокисленного образца связано с уменьшением постоянной решетки a [6] за счет окисления меди и усиления связи медь–кислород в слое и происходит параллельно действию давления, которое вызывает рост T_c^{max} . Но увеличение переокисления приводит к уменьшению T_c и параметра a [7], т. е. обратное действию давления на T_c . В куполообразных зависимостях T_c от величины окисления (параметра a) положение δ_{opt} (значение δ , соответствующее T_c^{max}) зависит только от количества слоев CuO_2 в структуре при $n \leq 3$. Наши исследования переокисленных образцов фаз 1223 и 1224 (см. рис. 1 и 6) показали, что при росте числа слоев CuO_2 сдвиг зависимостей по оси a уменьшается.

Исходя из полученных данных можно разделить зависимость $T_c(n)$ на две области по n . В первой (до $n = 3$ включительно) фундаментальную роль играет энергетический уровень апикального кислорода $\text{O}(3)$. Это доказано во многих работах, см., например, [16], в которой указано, что эффект Холла подтверждает неизменность концентрации дырок при приложении давления. Гидростатическое давление, изменяя объем, не перераспределяет заряды. В то же время давление сильно изменяет длину связи $\text{Cu}-\text{O}(3)$ [15]. Приложение давления к ВТСП-материалам, содержащим $\text{O}(3)$, дает более высокие барические производные, чем при отсутствии $\text{O}(3)$. При $n = 1, 2$ параметр δ не зависит от давления, так как при этом не может измениться характер распределения дырок между слоями CuO_2 . Формулы (1) и (2) применимы при $\delta = \text{const}$. Критическая температура T_c^{max} целиком определяется параметрами A_{out} и A_{in} . В то же время давление влияет на T_c^{max} , особенно в фазе 1223. Количественный анализ (сопоставление) величин сжимаемости при начальном давлении по оси a и зависимостей $T_c^{max}(p)$ и $T_c(a)$

(рис. 1, б) показывает наличие различных механизмов влияния давления на T_c и δ . Из наших экспериментов (см. рис. 1) следует, что T_c понижается при уменьшении a . При $\Delta a = 0.0007$ нм происходит переход в другую фазу с изменением параметра $\Delta c = 0.3$ нм, изменением числа слоев CuO_2 и другим значением T_c^{max} (рис. 1, б, 7). Это следует из способа окисления, предложенного в работе [7], в которой изменялось количество исходного кислорода при синтезе фазы 1234 и добавлялись новые фазы. При малых n происходит то же самое, но сильнее изменяется параметр a (до 0.002 нм). Можно считать, что δ сохраняет определенное постоянство при изменении соотношения фаз. Главную роль при приложении давления играют изменение параметра решетки c , т. е. длин связей вдоль него, а также изменение A_{out} и A_{in} . Это сочетается с выводами работ [15] и [16] для фазы 1223 и предположением о малости влияния давления на δ_{opt} .

Эффективность влияния числа слоев на T_c уменьшается с их увеличением. Это коррелирует с полученными нами результатами — ни в RVB-теории, ни в эксперименте критическая температура и барические производные не меняются при больших n . Возможно, это еще связано с тем, что наличие сверхстехиометрического кислорода не вызывает переокисления слоев в фазах с большим n . Скорее всего, при $n = 3, 4$ начинается другой мотив — исчезает куполообразность зависимостей, T_c и барические производные становятся постоянными из-за малой роли внутренних слоев CuO_2 . Изменение влияния давления, т. е. постоянство барических производных, возможно, связано со значительным увеличением расстояния между $\text{O}(3)$ и слоями CuO_2 с большим n . Кроме того, это еще может быть обусловлено тем, что наличие сверхстехиометрического кислорода не вызывает переокисления слоев в фазах с большим n , не меняется общая концентрация дырок во всех сверхпроводящих слоях. В фазах с $n < 3$ происходит сильное уменьшение расстояния $\text{Cu}-\text{O}$ в слоях при увеличении степени окисления, о чем свидетельствует величина параметра a . Этот эффект уменьшается с ростом числа слоев от $n = 1$ и при $n = 3$ исчезает (см. рис. 1 и [12]).

При $n > 3$ нарушается структурная балансированность, так как требуется все больше нестехиометрического кислорода при росте n [6]. В результате уменьшается расстояние $\text{Ba}-\text{O}(\text{Hg})$ и увеличивается расстояние $\text{Ba}-\text{O}(\text{Cu})$, взаимодействие между атомами Ba и $\text{O}(\text{Cu})$ уменьшается. Это также приводит к некоторому уменьшению расстояния $\text{Cu}-\text{O}$ в слое CuO_2 . Таким образом, увеличение толщины перовскитного блока и упомянутой разбалансированности понижает T_c^{max} .

Главной причиной уменьшения T_c^{max} и изменения барических производных в фазах с $n = 4$ и 5 надо считать уменьшение среднего окисления меди из-за ослабления взаимодействия, т. е. уменьшения параметров A_{out} и A_{in} , которые определяют T_c^{max} для идеальной фазы 1223.

Мы уже указывали на неизменность распределения дырок в слоях. Это тем более применимо к фазам с $n > 4$. При переокислении предварительные результаты показывают в фазах с $n > 3$ неизменность области изменения параметра a , т. е. расстояния $\text{Cu}-\text{O}$ в слое. Это все подтверждается при рассмотрении корреляций величин барических производных и расстояний в решетке вдоль параметра c (упрощение идей работы [16]). Под давлением 1 ГПа в фазе 1223 расстояния $d(\text{Hg}-\text{O}(3))$, $d(\text{Cu}(2)-\text{O}(3))$ и между слоями CuO_2 уменьшаются по-разному. Согласно [16], уровень энергии атома $\text{O}(3)$ определяет электронные состояния в слое CuO_2 . Это и дает максимальную барическую производную для фазы 1223. Величины T_c обуславливаются и большим окислением (высокой δ), зависящим слабо от давления, но сильно от количества $\text{O}(4)$. Но не следует пренебрегать влиянием расстояний $d(\text{Hg}-\text{O}(3))$ и $d(\text{Cu}-\text{O}(3))$, см. рис. 8, на

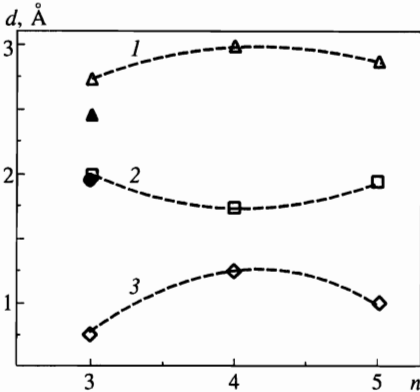


Рис. 8. Расстояния Cu-O(3) (1), Hg-O(3) (2) и их разность Δd (3) в зависимости от числа слоев n . Для фазы 1223 приведены данные, полученные под давлением 8.5 ГПа [15, 17]:
 • — $d(\text{Hg-O}(3))$; ▲ — $d(\text{Cu-O}(3))$

котором показаны значения d для фаз Hg-1223, 1234 и 1245 [15, 17] и их разности Δd . Величины, обратные Δd , определяют взаимодействие, и они очень похожи на барические производные T_c^{max} при разных n . Давление сильно уменьшает $d(\text{Cu} - \text{O}(3))$ в фазе 1223, т. е. дает большую барическую производную. Увеличение числа слоев уменьшает влияние связей Hg-O(3) и Cu-O(3) на взаимодействие. Эта корреляция приводит к уменьшению T_c^{max} и росту барических производных до величин, соответствующих фазе 1223. Все изменения T_c^{max} определяют внешние слои CuO_2 . На это и указывают расчеты [11] на основе модели [1].

Желательно провести эксперименты по влиянию давления на куполообразную зависимость $T_c(a)$ для фаз с $n > 3$. Для фаз с $n > 5$ это невозможно из-за трудностей с получением нужных образцов.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Измерены зависимости $T_c^{max}(p)$ под гидростатическим давлением до 2.5 ГПа для фаз Hg-1223, 1234 и 1245. Для первых четырех фаз (1201, 1212, 1223, 1234) зависимости барических производных и T_c^{max} от номера фазы имеют куполообразный характер. Все наши измерения дают величины барических производных равные 4 К/ГПа для фазы 1223 при T_c вблизи T_c^{max} и 2 К/ГПа для фазы 1234. При переходе к фазе 1245 барическая производная снова увеличивается до 4 К/ГПа.

Использование модели Андерсона [1] для описания результатов позволило подтвердить не только экспериментальные данные по T_c^{max} для фаз 1223 и 1234 и полученные барические производные для фаз 1223, 1234 и 1245, но и показало независимость T_c^{max} при $n > 4$ от числа слоев, что качественно согласуется с экспериментом.

Рассмотрение длин связей по оси c в фазах 1223, 1234 и 1245 показывает немонотонность, коррелирующую с полученной зависимостью барических производных T_c^{max} от числа слоев.

Давление доминирует над другими воздействиями. Основные изменения T_c^{max} определяются внешними слоями CuO_2 . Значение $T_c^{max} = 135 \text{ K}$ — высший предел для слоистых ВТСП-материалов.

Автор благодарен К. А. Локшину и Е. В. Антипову за помощь и обсуждение, а также сотрудникам ИФВД Т. И. Дюжевой и Л. М. Литягиной за измерения сжимаемости, И. Г. Куземской и Л. Ф. Куликовой за синтез образцов, А. Е. Луппову и И. В. Морозову за измерения под давлением и Е. В. Жасинасу за помощь в расчетах.

Работа выполнена при поддержке Государственной программы по ВТСП (грант № 96045).

Литература

1. J. W. Wheatley, T. C. Hsu, and P. W. Anderson, *Nature* **333**, 121 (1988).
2. С. М. Казаков, Е. С. Ицкевич, Л. Н. Богачева, *Письма в ЖЭТФ* **58**, 340 (1993).
3. N. F. Mott, *Metal-insulator transition*, Taylor and Francis Ltd, London (1974).
4. А. Е. Луппов, Е. С. Ицкевич, А. Г. Гапогченко, С. М. Казаков, *ЖЭТФ* **105**, 1785 (1994).
5. Е. С. Ицкевич, Т. И. Дюжева, И. Г. Куземская, К. А. Локшин, *Письма в ЖЭТФ* **62**, 1191 (1995).
6. J. S. Schilling and A.-K. Klehe, *Proc. High Pres. Conf.*, Warsaw (1995), pp. 673, 679.
7. К. А. Lokshin, I. G. Kuzemskaya, L. F. Kulikova, E. V. Antipov, and E. S. Itskevich, *Physica C* **279**, 11 (1997).
8. D. T. Jover, *Academisch Proefschrift (PhD Thesis)*, Vrije Universiteit, Amsterdam (1996).
9. M. W. Shafer and T. Penney, *Eur. J. Sol. St. Inorg. Chem.* **27**, 191 (1990).
10. J. L. Tallon and J. R. Cooper, in: *Advances in Superconductivity*, Vol. 5, Springer Verlag, Tokyo (1993), p. 339.
11. E. S. Itskevich and E. V. Zhasinas, submitted to *Physica C*.
12. Е. В. Антипов, Дисс. на соискание степени доктора физ.-мат. наук, МГУ, Москва (1997).
13. Н. В. Заварицкий, Е. С. Ицкевич, А. Н. Вороновский, *ЖЭТФ* **60**, 1408 (1971).
14. W. Struzkin, Yu. A. Timofeev, R. T. Downs, R. J. Hemley, and H. K. Mao, *Papers from Geophys. Lab.*, № 2568, Carnedge Inst. of Washington, USA.
15. A. R. Armstrong, W. I. F. David, I. Gameson et al., *Phys. Rev. B* **52**, 15551 (1995).
16. Y. Ohta, Y. Tohyama, and T. Maekawa, *Phys. Rev. B* **43**, 2968 (1991).
17. S. M. Loreiro, E. V. Antipov, E. M. Kopnin et al., *Physica C* **257**, 117 (1996).