НЕКОТОРЫЕ ОСОБЕННОСТИ БАРИЧЕСКИХ ЗАВИСИМОСТЕЙ КРИТИЧЕСКОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ СОЕДИНЕНИЙ YBaCuO И ДИСЕЛЕНИДА НИОБИЯ С РАЗЛИЧНОЙ СТЕПЕНЬЮ ОТКЛОНЕНИЯ ОТ СТЕХИОМЕТРИИ

Оболенский М.А., Вовк Р.В., Бондаренко А.В.

Харьковский национальный университет им. В.Н. Каразина

В работе представлены результаты исследований влияния высокого гидростатического давления до 14 кбар на электросопротивление и критическую температуру слоистых монокристаллов YBa2Cu3O7-d и Nb1-xSnxSe2 с различной степенью отклонения от стехиометрии. Изломы на барических зависимостях Tc(P) обсуждаются в терминах наличия сингулярностей в электронном спектре двумерных решеток

Одним из основных вопросов при исследовании физических свойств слоистых соединений является выяснение роли и влияния размерности на транспортные и сверхпроводящие свойства таких структур. Неоценимую роль при этом играет применение высокого давления, как инструмента, позволяющего не только проверить адекватность различных теоретических моделей, но и определить эмпирические пути улучшения критических параметров сверхпроводящих соединений, что особенно важно для их практического применения.

В настоящей работе представлены результаты исследований влияния отжига при комнатной температуре и высокого гидростатического давления до 14 кбар на электросопротивление и критическую температуру слоистых монокристаллов $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ с различной степенью дефицита кислорода ($0.1<\delta<0.5$) и $Nb_{1-x}Sn_xSe_2$ допированных оловом (x=0.1 и x=0.15). Методика выращивания монокристаллов и получения образцов с отклонением от стехиометрии подробно описана в [1,2].

Гидростатическое давление создавали в автономной камере типа поршень-цилиндр по методике описанной в [3]. Величину давления определяли с помощью манганинового манометра, температуру - медь-константановой термопарой, вмонтированной в наружную поверхность камеры. Электросопротивление в *ab*-плоскости измеряли по стандартной четырехконтактной схеме на постоянном токе 1-10 мА.

Как известно из литературных данных, при понижении содержания кислорода в соединениях $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ удельное сопротивление возрастает, а критическая температура T_c уменьшается. При этом T_c соединений нестехиометрического состава зависит от степени упорядочения кислорода (см. например [4,5]). Зависимость $T_c(\delta)$ характеризуется наличием двух плато при T_{c1} = 90 К и T_{c2} = 60 К. Согласно теоретической модели [6], образование двух плато на зависимости $T_c(\delta)$ может быть связано с реализацией двух возможных состояний бистабильной кислородной подрешётки апикальных атомов O(4). Удаление атомов кислорода из позиции O(1) изменяет координационное число атомов меди Cu(1) ($N_{Cu(1)}$ = 4 для δ = 0) и, как следствие, приводит к изменению рельефа двухъямного потенциала, в котором движутся апикальные атомы O(4). Как было показано в [6], критическая температура T_c может быть вычислена как математическое ожидание критической температуры, реализующейся в кристалле с подрешёткой атомов O(4) с потенциалом (q°_1, q°_1 , u°_1), при $\delta = 0$, или (q^t_1, q^t_2 , u^t_1) – при $\delta > 0$:

$$T_c = \{T^\circ_c[1-P^{(b)}(x)]+T^t_cP^{(b)}(x)\}\, P^{(b)}(x_4)\ , \qquad (1)$$

где x - относительная концентрация атомов меди Cu(1) с координационным числом $N_{Cu(1)}<4$, $T_c^{\circ,t}$-критическая температура сверхпроводящего перехода в кристалле с бистабильной подрешёткой O(4) и потенциалом ($q^{0,t}_1$, $q^{0,t}_2$, $u^{0,t}_1$), $P^{(b)}(x_4)$ определяет вероятность существования в кристалле непрерывной подрешётки атомов O(4), связанных с атомами меди Cu(1) с координационным числом $N_{Cu(1)}$=4. Тогда при случайном

распределении вакансий атомов кислорода по цепочкам Cu(1)-O(1) относительные концентрации атомов меди с координационными числами $N_{Cu(1)}$ =4, $N_{Cu(1)}$ = 3, $N_{Cu(1)}$ =2 составляют $x_4 = (1-\delta)^2$, $x_3 = 2\delta(1-\delta)$, $x_2 = \delta^2$. Так как $x = x_2 + x_3$, то $\delta_c = 1 - (1 - x_c)^{1/2} = 0.13$ (здесь x_c -пороговая концентрация, определяемая как нижняя граница относительной концентрации x атомов Cu(1) с координационным числом $N_{Cu(1)}$ <4, для которых вероятность $P^{(b)}(x)$ формирования в кристалле непрерывной подрешётки атомов O(4) отлична от нуля).

На рис.1 представлены зависимости $T_c(\delta)$, рассчитанные согласно [6] и экспериментальные данные для наших монокристаллических образцов. При этом кривая 1 соответствует случайному распределению вакансий по цепочкам Cu(l)-O(l), а кривая 2 рассчитана в предположении, что вакансии атомов кислорода перераспределяются так, что структура с $N_{Cu(1)}$ = 3 не реализуется, а возможны лишь структуры с $N_{Cu(1)} = 4$, $N_{Cu(1)} = 2$, соответствующие орто- и тетра-фазам. Точки Δ получены непосредственно после охлаждения образцов от температур ~ 650°C, точки ♦ - после отжига кристаллов при T_{300} течении 3-х суток.

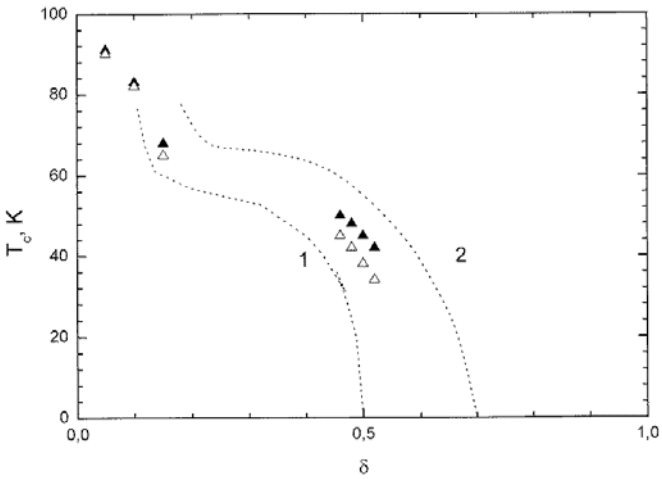

Рис.1. Зависимость $T_c(P)$ для соединений $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$. Кривая 1 соответствует случайному распределению вакансий по цепочкам Cu(1)-O(1), а кривая 2 рассчитана в предположении, что вакансии атомов кислорода перераспределяются так, что структура с $N_{Cu(1)}$ = 3 не реализуется, а возможны лишь структуры с $N_{Cu(1)}$ = 4, $N_{Cu(1)}$ = 2, соответствующие орто- и тетра-фазам Точки Δ получены непосредственно после охлаждения образцов от температур ~ 650°C, точки ♦ - после отжига кристаллов при T_{300} течении 3-х суток.

Как видно из представленных результатов, зависимость $T_c(\delta)$, полученная для образцов, быстро охлаждённых от высоких температур, смещается к теоретической кривой 1, описывающей случайное распределение вакансий, в то же время, зависимость $T_c(\delta)$, полученная для монокристаллов, отожжённых при комнатных температурах, смещается в сторону теоретической кривой 2, рассчитанной при отсутствии структуры с $N_{Cu(1)}$ = 3, что свидетельствует об упорядочении в системе кислород-вакансии. В области концентраций кислорода δ<0.15, отжиг при комнатных температурах практически не изменяет величину T_c. Однако, как было показано в [7], низкотемпературная закалка при температурах от 100 до 270 К может приводить к увеличению T_c до 5 К, что авторы объясняли переходом от одного преимущественного типа вакансионной сверхструктуры к другому, при неизменном значении средней концентрации вакансий. Это ещё раз подтверждает вывод о том, что значение T_c определяется не только абсолютным значением содержания кислорода, но и состоянием кислородной подсистемы, и её переходом (при определенных термодинамических условиях) от неупорядоченного состояния к упорядоченному.

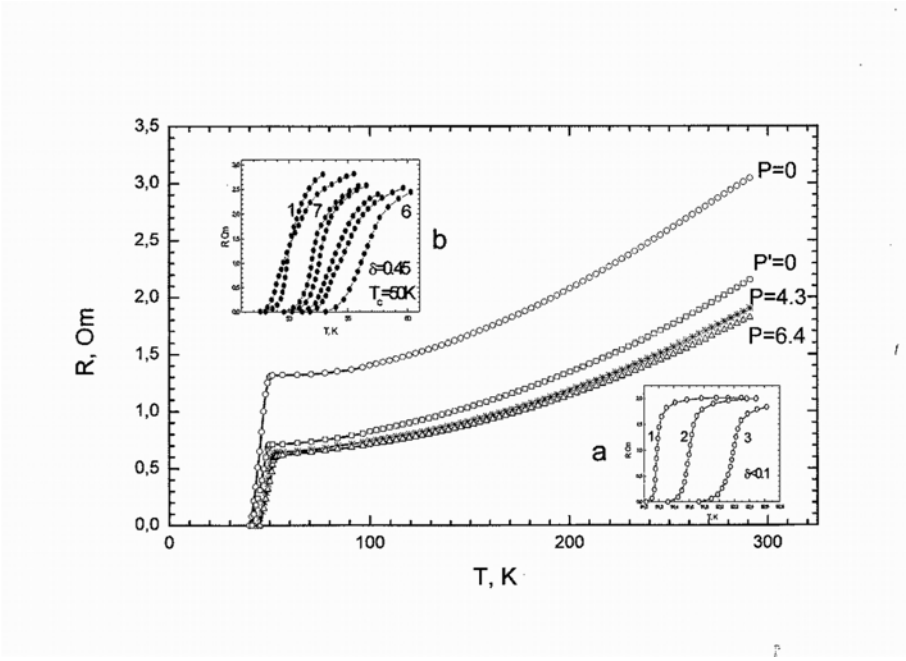

Рис.2. Температурные зависимости электросопротивления кристалла $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ с дефицитом кислорода $\delta\approx0.5$ при давлениях 0, 4.3 и 6.4 кбар и сразу после снятия давления. На вставке (a) представлены сверхпроводящие переходы монокристалла с $\delta<0.1$, кривым 1,2,3 соответствуют давления 0, 1.25 и 4 кбар. На вставке (b) показаны сверхпроводящие переходы монокристалла с $\delta\approx0.45$, кривым 1 – 6 соответствуют давления 0, 1.3, 2.5, 3.9, 5 и 8 кбар, кривая 7 измерена непосредственно после снятия давления

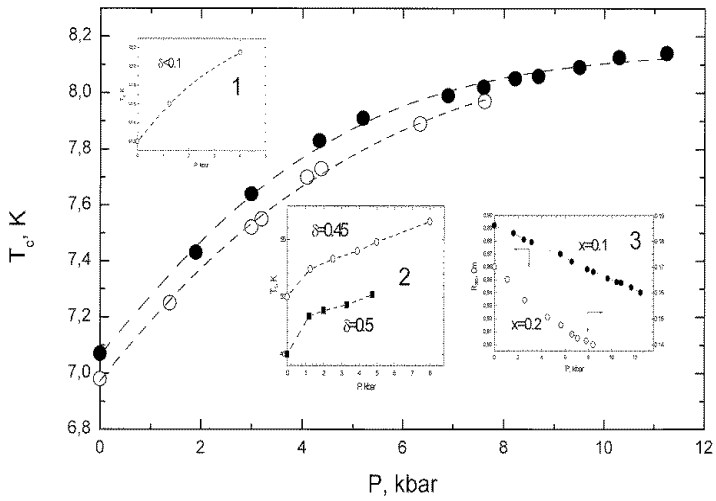

Рис.3. Барические зависимости критической температуры монокристаллов $Nb_{1-x}Sn_xSe_2$ при x=0.1 (•) и 0.15 (O). Вст.1: зависимость критической температуры от давления для кристалла $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ с $\delta<0.1$; вст.2: зависимости критической температуры от давления для кристаллов $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ с $\delta\approx0.5$ и $\delta\approx0.45$; вст.3: зависимости $R_{300}(P)$ монокристаллов $Nb_{1-x}Sn_xSe_2$ при x=0.1 (•) и 0.15 (O)

На рис.2,3 представлены результаты измерений температурных зависимостей электросопротивления (R(T)) при различных давлениях и барических зависимостей критической температуры $T_c(P)$. Видно, что приложение давления приводит к уменьшению

электросопротивления и увеличению T_c для всех образцов. При этом следует отметить, что у соединений $Nb_{1-x}Sn_xSe_2$ не наблюдались особенности поведения R(T), связанные с электронным переходом в состояние волны зарядовой плотности (ВЗП) характерные для слоистых дихалькогенидов переходных металлов и обусловленные электронными неустойчивостями, связанными с наличием совмещенных участков поверхности Ферми. Таким образом ВЗП-переход в исследованных образцах либо полностью отсутствует, либо в значительной степени подавлен и его влияние на T_c не должно сказываться.

В то же время, как видно из рис.3, при P=0 увеличение дефицита кислорода для монокристаллов $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ и увеличение концентрации олова для $Nb_{1-x}Sn_xSe_2$ приводит к понижению T_c для обоих соединений. При этом обращает на себя внимание качественно подобный характер кривых $T_c(P)$, отмеченный наличием характерного излома в интервале давлений 2-3 кбар. В указанной области давлений происходит уменьшение барических производных dT_c/dP 2.5-3 раза для обоих видов соединений (от 0.22 до 0.06 К/кбар для $Nb_{1-x}Sn_xSe_2$ и от 1.44 до 0.53-0.56 К/кбар у $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$). Принимая во внимание тот факт, что оба соединения имеют близкий параметр анизотропии и слоистую структуру, можно предположить, что изменение величины dT_c/dP является результатом наличия особенностей плотности состояний в спектре носителей заряда. Действительно, как известно из литературных данных, в низкоразмерных системах всегда существуют значительные плоские участки на Ферми-поверхности, приводящие к появлению сингулярностей в функции состояний. В частности, для $NbSe_2$ в [1] было получено выражение для трехмерной плотности состояний:

$$N(E) \sim 1/2\pi a\sqrt{4t^2-(E-\varepsilon_0)^2}\ , \qquad (2)$$

в котором было учтено, что закон дисперсии электронов вдоль оси **c** в $NbSe_2$ соответствует взаимодействию лишь соседних слоев:

$$\varepsilon(p_z) = 2t\cos(ap_z)\,. \qquad (3)$$

Из (2) видно, что в плотности состояний образуется «двуглавый» пик, ширина которого 4t определяется интегралом межслоевого перекрытия волновых функций t. В то же время, численные расчеты электронной плотности состояний N(E), проведенные в [8], показали, что уровень Ферми в $NbSe_2$ расположен вблизи острого пика. Следовательно, при увеличении интеграла перекрытия слоев, обусловленного давлением, плотность состояний на уровне Ферми может проходить через максимум.

Необходимо отметить, что при исследованиях высокотемпературных соединений важность роли сингулярностей в электронном спектре подчеркивалась еще на ранних этапах исследования [9] и в дальнейшем неоднократно подтверждалась экспериментально (см., например [10]). Из теоретических работ следует отметить модель, рассмотренную в [11], в которой было показано, что для кристаллов с $T_c \approx 90$К уровень Ферми лежит в долине между двумя пиками плотности состояний и плотность состояний на уровне Ферми $N(E_F)$ существенным образом зависит от разности (a-b)/a. Увеличение отношения (a-b)/a приводит к увеличению расстояния между пиками плотности состояний и, соответственно, к уменьшению $N(E_F)$ и T_c. Уменьшение же отношения (a-b)/a приводит к сближению пиков плотности состояний, что приводит к росту $N(E_F)$ и T_c. Такая закономерность изменения T_c наблюдалась при исследовании влияния одноосного сжатия вдоль осей **a** и **b** на критическую температуру монокристаллов с $T_c \approx 90$К [12]: при приложении нагрузки вдоль оси **a** критическая температура повышалась, а при приложении нагрузки вдоль оси **b** она уменьшалась. При воздействии гидростатического давления величина отношения (a-b)/a изменяется слабо, поскольку она определяется только различием модулей сжатия вдоль осей **a** и **b**. Поэтому изменение критической температуры стехиометрических образцов с

$T_c \approx 90K$ при воздействии гидростатического давления относительно мало. Для кристаллов нестехиометрического состава с $T_c \approx 60K$ уровень Ферми сдвинут с середины зоны и расположен в стороне от сингулярности Ван Хова. Поэтому, если величина критической температуры, в первую очередь, определяется плотностью электронных состояний, то при воздействии гидростатического давления уровень Ферми должен смещаться в сторону пика плотности состояний.

В пользу последнего предположения свидетельствуют данные показанные на рис.4, на котором представлена диаграмма $T_c \sim dlnT_c/dlnV$ кристаллов с дефицитом кислорода $\delta \approx 0.5$ и $\delta \approx 0.45$ (1,2), а также образца состава близкого к стехиометрическому $\delta \leq 0.1$ (3), рассчитанная с учетом объемных модулей (100 ГПа при $\delta<0.1$ и 115 ГПа при $\delta>0.1$ [13]). На зависимостях $dlnT_c/dlnV(T_c)$ для образцов нестехиометрического состава наблюдается излом, который может свидетельствовать о переходе из 60-градусной фазы в 90-градусную фазу, различающихся величиной dT_c/dP.

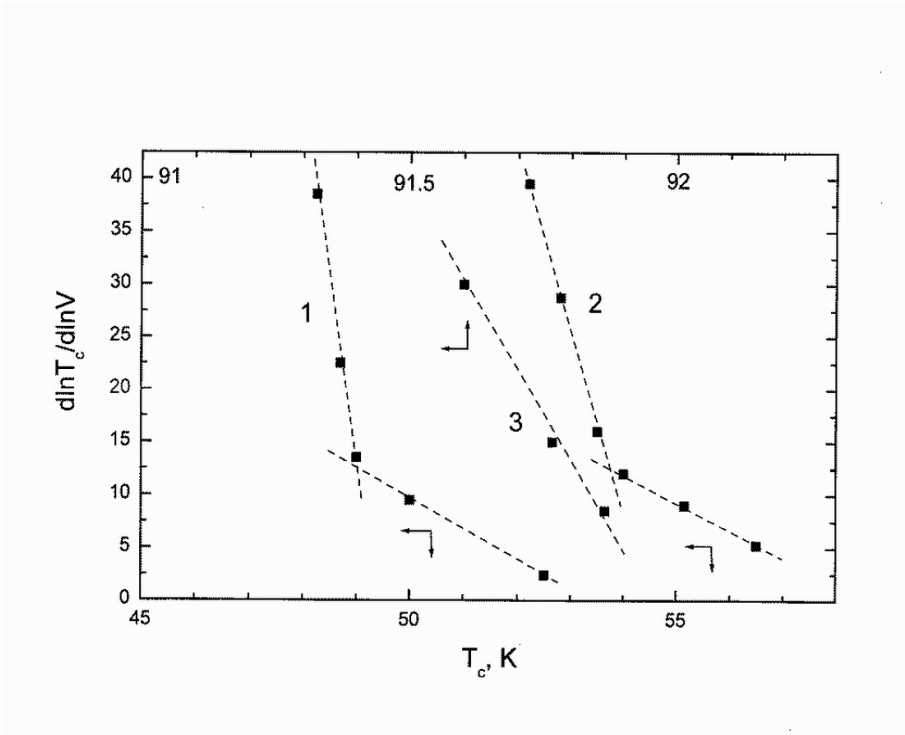

Рис.4. Диаграмма $T_c \sim dlnT_c/dlnV$ кристаллов $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ с дефицитом кислорода $\delta \approx 0.5$ и $\delta \approx 0.45$ (1,2), а также образца состава близкого к стехиометрическому $\delta \leq 0.1$ (3), рассчитанная с учетом объемных модулей (100 ГПа при $x<0.1$ и 115 ГПа при $x>0.1$ [13]).

Наблюдаемая линейная связь $dlnT_c/dlnV$ и $dlnT_c$ может быть получена в рамках теоретической модели Лаббе-Бока [14], учитывающей вклад логарифмической особенности в плотность состояний наполовину заполненной зоны. В этой модели T_c дается выражением:

$$T_c = D\exp(-1/\lambda^{0.5}), \qquad (4)$$

где D-"ширина" сингулярности. Тогда для объемной зависимости T_c имеем

$$dlnT_c/dlnV = dlnD/dlnV + 1/2\lambda^{0.5}\, dln\lambda/dlnV$$

Отсюда

$$dlnT_c/dlnV = a_1\, lnT_c + a_2, \qquad (5)$$
$$a_1 = -1/2 dln\lambda/dlnV;\ a_2 = dlnD/dlnV - a_1 lnD.$$

Таким образом, сопоставление результатов исследования влияния гидростатического давления на T_c слоистых соединений $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ и $Nb_{1-x}Sn_xSe_2$ дает основание

предположить, что особенности на зависимостях $T_c(P)$ являются следствием изменений в энергетическом спектре носителей. Это может быть обусловлено либо другой валентностью замещающего элемента, изменяющего плотность носителей, либо изменением параметров кристаллической решетки в результате понижения содержания кислорода, что, в свою очередь, влияет на электронный энергетический спектр.

Действительно, согласно рентгенографическим исследованиям, проведенным в [15], насыщение кислородом приводит к изменению параметров кристаллической решетки от a=3.872Å, b=3.879Å, c=11.809Å до a=3.833Å, b=3.898Å, c=11.700Å, то есть к увеличению орторомбического искажения. Это, в свою очередь, приводит к увеличению степени расщепления критической точки Ван Хова. Интересно отметить, что аналогичные особенности поведения барических производных dT_c/dP в зависимости от изменения состава наблюдались в монокристаллах $NbSe_2$ интеркалированных дейтерием до 2 ат.%, что приводило к росту dT_c/dP в 2-3 раза по сравнению с чистым образцом [16].

Принимая во внимание указанные аналогии, а также учитывая результаты работ [1,11], в которых были рассмотрены модели, предполагающие наличие сингулярностей в электронном спектре двумерных решеток, можно предположить, что, по-видимому, изменение состава в таких соединениях может приводить к сдвигу уровня Ферми относительно особенностей плотности состояний.

Необходимо отметить, что все вышесказанное относится, к так называемому "истинному" эффекту давления, обусловленному непосредственным сжатием образца. В работах [17,18] по исследованию влияния давления на транспортные свойства беспримесных образцов, а также серии работ по изучению влияния давления на кислородное упорядочение в керамических соединениях с добавками Ca, Sr и различных редкоземельных элементов [19-23] было показано, что при определении dT_c/dP следует разделять два эффекта, связанных с уменьшением объема элементарной ячейки и перераспределением кислорода. С целью максимального уменьшения влияния перераспределения кислорода, непосредственно после приложения давления, проводилось быстрое (15-20мин.) охлаждение камеры с образцом до температур, при которых отсутствуют релаксационные эффекты. Затем, на отогреве, производилось измерение R(T) до комнатных температур, после чего нами производились измерения временных зависимостей, результаты которых представлены на рис.5. После этого производились повторные измерения R(T) в цикле охлаждение-нагревание. Результаты измерений $T_c(P)$ и $\Delta T_c(P)$ приведены в таблице 1. Величину T_c определяли по середине резистивного перехода в сверхпроводящее состояние на уровне $R=R_N/2$, где R_N - остаточное электросопротивление в нормальном состоянии. Ширину сверхпроводящих переходов ΔT_c определяли как разность температур T_{co} и T_{cf} (начала и конца сверхпроводящего перехода) соответствующим значениям электросопротивления $0.95R_N$ и $0.05R_N$.

Результаты измерений $T_c(P)$ и $\Delta T_c(P)$

	до выдержки при T 300K		после выдержки при T 300K	
P,кбар	T_c,K	ΔT_c ,K	T_c ,K	ΔT_c ,K
0	50.6	2.4	50.6	2.4
1.26	52.4	2.4	52.5	2.7
2.53	53.0	2.8	53.0	2.9
3.90	54.0	2.9	54.1	3.2
5.00	54.8	3.2	54.8	3.4
8.00	56.6	3.5	56.7	4.1
После снятия давления	50.6	3.5	50.6	2.8
Трое суток после снятия давления	50.6	3.5	50.5	2.4

Как видно из результатов представленных в таблице 1, критическая температура, определяемая по средине сверхпроводящего перехода, практически не зависит от времени

выдержки образца при комнатной температуре, а определяется только величиной приложенного давления. В то же время, ширина сверхпроводящего перехода возрастает при таких условиях и практически не меняется при измерениях проведенных непосредственно после приложения-снятия давления, что, по-видимому, вызвано влиянием перераспределения кислорода. В пользу такого предположения, свидетельствуют и результаты, полученные в [24,25], где было показано, что приложение гидростатического давления приводит к изменению ширины и формы (высоты ступенек) сверхпроводящего перехода кислороддефицитных образцов YBaCuO при фиксированной T_c, что может быть обусловлено перераспределением кислорода между фазами, характеризующимися различным содержанием кислорода и типом его упорядочения. Например, при увеличении давления часть кислорода из фазы с меньшей T_c, мигрирует в фазу с большей критической температурой, а при уменьшении давления происходит обратное перераспределение. При этом, оценка размеров кластеров $L_o=(Dt)^{1/2}$ дает величину 30 – 300Å, которая сопоставима с расстоянием 50 – 400 Å, полученным из нейтронографических [26] и оптических [27] исследований, на котором реализуется упорядочение кислорода в монокристаллах с $\delta\approx0.5$ при комнатной температуре.

В пользу этого предположения свидетельствуют и результаты измерений изотермической релаксации электросопротивления под действием гидростатического давления представленные на рис.5. Как видно из рис.5, время релаксации электросопротивления к равновесному значению составляет около 50 часов при температуре 293К. Необходимо отметить, что релаксация электросопротивления после приложения (снятия) давления наблюдалась и при низких температурах. Однако скорость релаксации резко уменьшалась при снижении температуры, а при температуре жидкого азота никаких изменений не наблюдалось на протяжении семи суток, что свидетельствует о термоактивационном механизме релаксации электросопротивления.

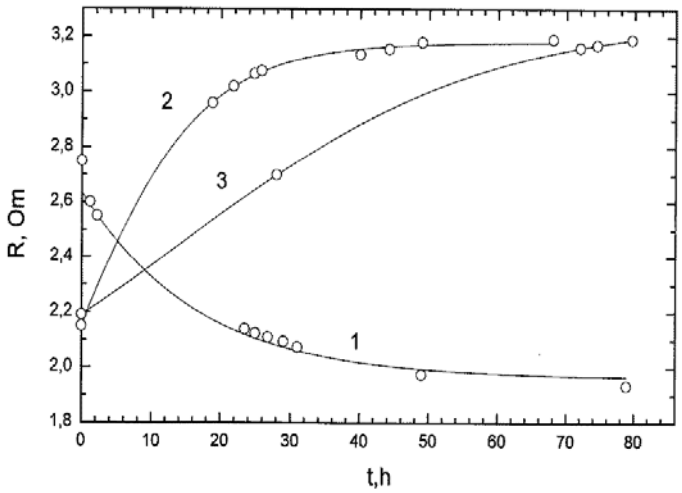

Рис.5. Временные зависимости электросопротивления монокристалла $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ $\delta\approx0.5$ при приложении давления 6.4 кбар (кривая 1) и уменьшении давления до атмосферного от 6.4 и 4.3 кбар (кривые 2 и 3)

Учитывая этот факт и сопоставляя временные зависимости релаксации электросопротивления в процессе отжига при комнатных температурах и приложении гидростатического давления, мы получили, что изменение давления на 1 кбар эквивалентно изменению температуры на 17 К. Используя метод изменения наклона кривых и метод разрезов была определена энергия активации процесса в обоих случаях. Из измерений была получена энергия активации $3\cdot10^4$ К. При этом следует отметить, что после выдержки образцов на протяжении 20 часов при комнатной температуре величина энергии активации в первом случае увеличилась до $12\cdot10^4$К. Такая зависимость энергии активации от времени

выдержки образца при фиксированной температуре свидетельствует о том, что энергия активации является функцией распределения кислорода.

В заключение необходимо еще раз отметить важность разделения эффекта непосредственного уменьшения объема элементарной ячейки и перераспределения кислорода в процессе приложения давления к образцам YBaCuO нестехиометрического состава. При этом барические зависимости критической температуры, определяемой по средине сверхпроводящего перехода испытывают качественно схожее поведение с аналогичными зависимостями полученными для монокристаллов диселенида ниобия с примесью олова. Учитывая слоистую структуру и близкий параметр анизотропии обоих соединений, а также принимая во внимание результаты работ по приложению одноосного давления [1,12] и теоретической модели [11], логично предположить, что характерные изломы в области малых давлений на зависимостях $T_c(P)$ обоих соединений могут быть обусловлены смещением уровеня Ферми в сторону особенностей плотности состояний при воздействии гидростатического давления. Эволюция зависимости $T_c(\delta)$ в процессе отжига при комнатной температуре удовлетворительно согласуется с теоретической моделью Сайко – Гусакова [6]. При этом увеличение в несколько раз энергии активации процесса релаксации электросопротивления в случае отжига при комнатных температурах и выдержки под гидростатическим давлением может свидетельствовать о переходе к другому механизму упорядочения лабильной компоненты.

Литература

1. *Оболенский М.А., Чашка Х.Б., Белецкий В.И., Гводиков В.М.*, ФНТ, т.15, № 9, 984 (1989).
2. *Оболенский М.А., Бодаренко А.В., Зубарева М.О.*, ФНТ, т.15, №11, 1152 (1989).
3. *Ицкевич Е.С.*, ПТЭ 4, 148 (1963).
4. *Obolenskii M. A., Balla D.D., Bondarenko A. V., Vovk R.V., Prodan A.A.* // The materials of the second international conference “Physical phenomena in solids”.- Kharkov - 1995.-p.30
5. *Obolenskii M.A., Bondarenko A.V., Vovk R.V., Prodan A.A.*, Low Temp. Phys. 23(11), 882 (1997).
6. *Сайко А.П., Гусаков В.Е.*, ФНТ, 21, 821 (1995).
7. *Мамалуй А.А., Палатник Л.С., Беднов К В., Оболенский М.А., Бондаренко А.В.*, ФНТ, 19, 1180 (1993).
8. *Dorant N.J., Ricco B., Titterton D.J., Wexler G.*, J.Phys.C,-v.11,N6, 685 (1978).
9. *Lee P.A.and Reed N.*, Phys. Rev. Lett. 58, 2691 (1987)
10. *Tsuei C.C., Chi C.C., Newns D.M., Pattnaik P.C., and Daumling M.*, Phys. Rev. Lett. 69, 2134 (1992)
11. *Gvozdicov V.M.*, Physica C, 235-240, 2127 (1994).
12. *Welp U., Grimsditch M., Flesher S., Nessler W., Downey J., Crabtree G.W., and Guimpel J.*, Phys. Rev. Lett. 69, 2130 (1992).
13. *Александров И.В., Гончаров А.Ф., Стишов С.М.*, Письма в ЖЭТФ 47, 357 (1988).
14. *Labbe J. and Bok J.*, Europhys. Lett. 3, 1225 (1987).
15. *Бондаренко А.В., Веркин Б.И., Зубарева М.О., Оболенский М.А.* Препринт ФТИНТ, Харьков, -1988.
16. *Балла Д.Д., Бодаренко А.В., Оболенский М.А., Чашка Х.Б.* //Тез.докл. II-го Всесоюзного симпозиума “Неоднородные электронные состояния”, Новосибирск,-1987-, с.68.
17. *Metzler J., Weber T., Fietz W.H., Grube K., Ludwig H.A., Wolf T., Wuhl H.* Physica C 214, 371 (1993).
18. *Fietz W.H., Quenzel R., Grube K., Metzler J., Weber T., Ludwig H.A.* Physica C 235, 1786 (1994).

19. *Маркович В. И., Дьяконов В. П., Бойко Ф. А., Левченко Г. Г.*, Фита И.М. ФТТ 36, 6, 1672 (1994).
20. *Дьяконов В.П., Левченко Г.Г., Маркович В.И., Фита И.М., Дорошенко Н.А*. ФТТ 37, 9, 2826 (1995).
21. *Baran M., Dyakonov V.P., Gladczuk L., Levchenko G.G., Piechota S., Szymczak H*. Physica C 241, 383 (1995).
22. *Баран М., Гладчук Л.* и др., ФНТ 22, 1360 (1996).
23. *Дьяконов В.П., Гладчук Л.* и др., ФТТ 38, 3283 (1996).
24. *Obolenskii M. A., Bondarenko A. V., Vovk R.V., Prodan A.A., Balla D.D.* // The materials of the second international conference " Materials science of hightemperature superconductivity".- Kharkov -1995. p.205.
25. *Balla D.D., Bondarenko A.V., Vovk R.V., Obolenskii M.A., and Prodan A.A*., Low Temp. Phys. 23(10), 777 (1997).
26. *Heinmaa F., Lutgenemejer H*. et.al., Appl. Magn. Reson. 3, 689 (1992).
27. *Widder K., Zibold A*. et. al., Physica C 232, 82 (1994).