

Различный ход индуцированных давлением процессов кислородного упорядочения и разупорядочения в $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$ вблизи перехода металл–диэлектрик

© И.М. Фита, В.П. Дьяконов, Р. Пузняк*, Г. Шимчак*

Донецкий физико-технический институт Академии наук Украины,
340114 Донецк, Украина

* Institute of Physics, Polish Academy of Sciences,
02-668 Warsaw, Poland

E-mail: fita@host.dipt.donetsk.ua

(Поступила в Редакцию 29 апреля 1998 г.)

Исследована релаксация температуры сверхпроводящего перехода T_c в $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.38}$ при возрастании степени кислородного порядка в плоскости CuO_x под давлением 1 ГПа и уменьшении его после сброса давления. Установлено, что процесс разупорядочения кислорода проходит быстрее, чем процесс упорядочения под давлением: отношение времен релаксации T_c в этих процессах $\tau_{\text{ord}}/\tau_{\text{disord}} \approx 5$. Это поведение может быть связано с разными механизмами индуцированного давлением увеличения длины цепочки Cu–O и укорочения ее после сброса давления.

После эксперимента [1], показавшего прямую связь между сверхпроводящим порядком и локальным кислородным порядком в дефицитном по кислороду соединении $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$, выполнено большое количество работ, посвященных проблеме кислородного упорядочения в Y123. Главным образом это эксперименты по старению образцов, в которых при комнатной температуре T_{RT} в течение нескольких дней наблюдалась релаксация сверхпроводящих структурных, электронных и других физических свойств в неравновесных образцах $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$ с замороженным беспорядком при стремлении к равновесному состоянию путем увеличения кислородного порядка (длины цепочек Cu–O) в плоскостях CuO_x [2–8]. Обычно эти зависящие от времени явления трактуются в модели переноса заряда, согласно которой система Y123 представляется в виде проводящих слоев CuO_2 и диэлектрических слоев CuO_x , являющихся резервуаром дырок. Кислородное упорядочение, соответствующее увеличению длин цепочечных фрагментов Cu–O на первом этапе с последующим образованием двумерной сверхструктуры, реализуется путем диффузионных прыжков атомов кислорода из позиций O(5) в позиции O(1), вследствие чего часть трехкоординатных по кислороду атомов Cu(1) превращается в двукоординатные атомы с изменением своей валентности от +2 до +1. Это требует переноса электронного заряда из плоскости CuO_2 в плоскость CuO_x . Таким образом, при старении в процессе релаксации системы в равновесное состояние плоскости CuO_2 непрерывно допируются дырками.

Подобный механизм переноса заряда предлагается также для объяснения экспериментов фотоиндуцированной сверхпроводимости [9] и влияния электрического поля на свойства сверхпроводящих пленок [10].

Упорядочение цепочек Cu–O в системе Y123 можно индуцировать и внешним давлением, создавая неравновесность путем уменьшения объема элементарной

ячейки [11,12]. В подвергнутом сжатию образце степень порядка мобильной кислородной системы будет повышаться, стремясь к равновесному значению, соответствующему новому объему. Это происходит потому, что при трансформации $\text{Cu}^{2+} \rightarrow \text{Cu}^{1+}$ в плоскости CuO_x объем элементарной ячейки уменьшается. Эффект кислородного упорядочения при T_c максимален вблизи перехода металл–диэлектрик, где состояние системы наиболее резко зависит от концентрации носителей тока. Самые высокие значения $dT_c/dP \approx 30 \text{ K/GPa}$ наблюдались в монокристалле $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.4}$ [13] и в $\text{NdBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.67}$ [14].

Если в экспериментах по старению закаленных образцов можно наблюдать лишь прямой процесс увеличения кислородного порядка, то методика давления позволяет проследить и обратный процесс разупорядочения кислородных цепочек после сброса (или уменьшения) давления, а также регулировать изменение кислородного порядка величиной приложенного давления при фиксированном содержании кислорода в образце. В этом смысле метод давления является перспективным для изучения процессов кислородного упорядочения в Y123.

В предыдущей работе [14] мы реализовали переход в сверхпроводящее состояние в исходно несверхпроводящем образце $\text{NdBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.67}$ исключительно за счет индуцированного давлением кислородного упорядочения. Переход между сверхпроводящей и несверхпроводящей фазами был полностью обратим по давлению и хорошо воспроизводился. После сброса давления T_c релаксировала до нулевого значения, однако быстрее, чем возрастала под давлением. Эта асимметрия временной зависимости $T_c(T)$ под давлением и после сброса давления позволяет считать, что процессы упорядочения и разупорядочения кислорода проходят разными путями. Известно, что в Nd123 сверхструктура O-II не реализуется [15], так как ион Nd с большим радиусом активно влияет на кислородный порядок, изменяя взаимодействия между

соседними ионами $O(1)$ в плоскости CuO_x . В настоящей работе мы проверили, как проходит упорядочение и разупорядочение кислорода в О-II структуре Y123. Измерения временной зависимости $T_c(t)$ выполнены под давлением при $P = 1$ ГПа и после сброса давления (при $P = 0$) на образце $YBa_2Cu_3O_{6.38}$ с $T_c \approx 8$ К в равновесном состоянии при атмосферном давлении.

1. Методика эксперимента

Керамика $YBa_2Cu_3O_{6+x}$ была приготовлена стандартным методом. Для исследования выбран образец с кислородным индексом $x = 0.38$, полученный в результате быстрого закаливания в жидкий азот после соответствующей термообработки оптимально допированного образца с индексом $x = 0.95$, определенным с помощью иодометрического титрования. После длительной выдержки (несколько недель) при комнатной температуре в равновесном образце величина $T_c \approx 8$ К, что хорошо согласуется с данными [2], указывающими на появление сверхпроводимости в Y123 при $x \geq 0.35$.

Магнитные измерения под давлением проведены в Институте физики ПАН на вибрационном магнитометре PAR Model 450 в интервале температур 4.2–100 К. В этой методике использован миниатюрный контейнер типа пистон–цилиндр из негативной бериллиевой бронзы, в котором гидростатическое давление до 1 ГПа создавалось при комнатной температуре. В качестве передающей давление среды использовалась смесь трансформаторного масла и керосина в пропорции 1:1. Исследуемый образец ($m = 0.029$ г) имел цилиндрическую форму с диаметром $d = 1.1$ мм и длиной $l = 5$ мм. Величина давления определялась при низких температурах по известной зависимости $T_c(P)$ чистого олова, образец которого ($m \approx 0.01$ г) находился рядом с исследуемым образцом Y123.

В эксперименте измерялись температурные зависимости намагниченности образца $M(T)$ в поле 10 Ое при фиксированном давлении 1 ГПа. Перед каждым измерением контейнер с образцом охлаждался до 4.2 К в нулевом магнитном поле (ZFC). Между изменениями $M(T)$ отсчитывалось время пребывания образца при комнатной температуре $T_{RT} = 295$ К, время же нахождения образца в криостате не учитывалось, так как диффузия кислорода при $T < 240$ К практически не наблюдается [2]. Общая длительность эксперимента под давлением составляла около 5 суток. Из данных $M(T, t)$ определялись величина T_c при разном времени t пребывания под давлением 1 ГПа при T_{RT} и временная зависимость $T_c(t)$, отражающая характер изменения кислородного порядка при давлении 1 ГПа. Аналогичная последовательность измерений выполнена немедленно после сброса давления до нуля для определения обратной релаксации T_c к своему равновесному значению при $P = 0$.

2. Результаты обсуждения

На рис. 1, а показаны температурные зависимости ZFC намагниченности $M(T)$ образца $YBa_2Cu_3O_{6.38}$, измеренные в поле 1 мТ при атмосферном давлении в равновесном состоянии (кривая 0) и под давлением 1 ГПа через определенные времена выдержки при T_{RT} в течение ~ 5 суток (кривые 1–4). Видно, что сверхпроводящий переход сильно уширен, что вообще характерно для керамических образцов в связи с существующими напряжениями на границах зерен, которые ведут к градиентам кислородного порядка [2], а также в связи с большой величиной измерительного поля 1 мТ, необходимой для поддержания достаточной чувствительности.

Температура T_c определялась путем экстраполяции линии максимального наклона на кривой $M(H)$ к нулевой

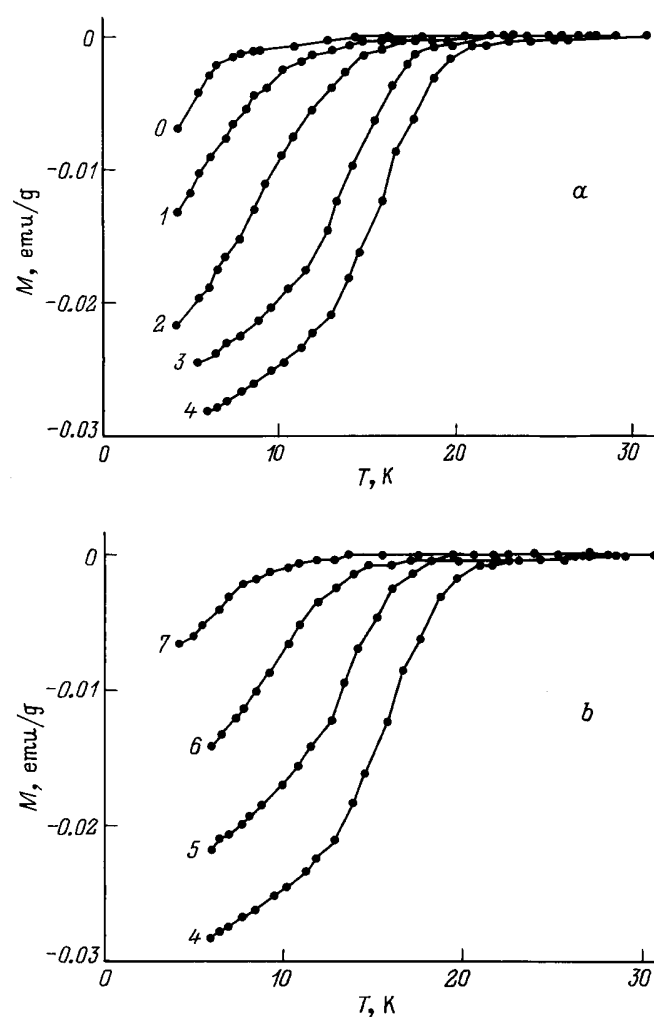


Рис. 1. Температурная зависимость намагниченности образца $YBa_2Cu_3O_{6.38}$, измеренная при 1 мТ (ZFC). а) при $P = 0$ в равновесном состоянии (кривая 0); под давлением $P = 1$ ГПа при различных временах выдержки t при T_{RT} . t (h): 1 — 0.25, 2 — 7.7, 3 — 39, 4 — 81; б) после сброса давления при временах выдержки при T_{RT} . t (h): 5 — 0.15, 6 — 21, 7 — 52.8, кривая 4 — та же, что 4 на рис. 1, а.

намагниченности. В течение эксперимента величина T_c асимптотически приближалась к равновесному при 1 GPa значению ≈ 21 К. При этом сверхпроводящий переход сужался. Величина первого критического поля H_{c1} , грубо оцененная по отклонению от линейности зависимости $M(H)$ при 4.2 К и приведенная к значению при $T = 0$, согласно $H_{c1}(T) = H_{c1}(0)[1 - (T/T_c)^2]$, изменялась от ≈ 4 Ое ($T_c \approx 8$ К) при $P = 0$ до ≈ 18 Ое ($T_c \approx 21$ К) при $P = 1$ GPa. После выдержки при 1 GPa более 100 ч изменение T_c и H_{c1} уже неразличимо в пределах погрешности определения. В момент времени $t = 118$ ч давление на образец было снято, после чего система релаксировала при $P = 0$ в равновесное состояние. На рис. 1, *b* показано, как изменяется во времени температурная зависимость намагниченности после сброса давления (кривые 5–7) относительно состояния при $P = 1$ GPa с максимальным в эксперименте временем выдержки (кривая 4).

Результаты измерений T_c в описанном цикле изменения давления $0 \rightarrow 1$ GPa $\rightarrow 0$ представлены на рис. 2. Релаксационный характер изменения T_c под давлением и после сброса давления хорошо описывается простой экспоненциальной зависимостью, которая достаточно надежно проверена на релаксации T_c , структурных свойств, проводимости в экспериментах по старению образцов Y123 [1–5,8] и под давлением [11–14],

$$T_c(t) = T_c(\infty) - [T_c(\infty) - T_c(0)] \exp[-(t/\tau)^{0.5}], \quad (1)$$

где t — время выдержки при T_{RT} , $T_c(0)$ — величина T_c в начале неравновесного процесса упорядочения (или

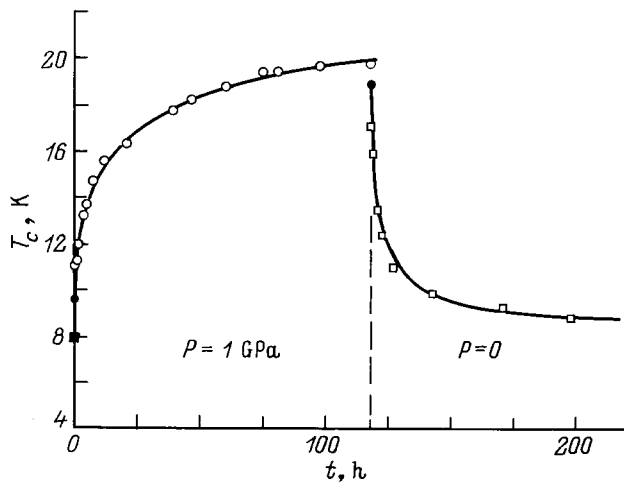


Рис. 2. Временная зависимость T_c в процессе структурной перестройки кислородной подсистемы CuO_x в $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.38}$. Светлые кружки — под давлением 1 GPa, светлые квадраты — после сброса давления ($P = 0$), темный квадрат — равновесное значение T_c при $P = 0$. Сплошные линии рассчитаны по формуле (1) с параметрами, приведенными в таблице, темными кружками отмечены расчетные значения T_c при $t = 0$ (в начале процесса кислородного упорядочения при 1 GPa) и при $t = 118$ ч (в начале кислородного разупорядочения после сброса давления).

Параметры $T_c(0)$, $T_c(\infty)$ и τ , которые наилучшим образом описывают по закону (1) релаксацию $T_c(t)$ под давлением 1 GPa и после сброса давления (см. линии на рис. 2)

P , GPa	$T_c(0)$, К	$T_c(\infty)$, К	τ , h
1	9.56	21.5	27.7
0	18.8	8.55	5.4

разупорядочения) кислорода, $T_c(\infty)$ — равновесное значение T_c , τ — время релаксации. Параметры $T_c(0)$, $T_c(\infty)$ и τ , которые наилучшим образом описывают поведение $T_c(t)$ при 1 GPa и после сброса давления (сплошные линии на рис. 2), приведены в таблице. Заметим, что $T_c(0)$ является подгоночным параметром, так как в нашей методике мы не могли определять T_c немедленно после создания (или сброса) давления; обычно до охлаждения образец находился при T_{RT} около 0.2 h. На рис. 2 темными кружками отмечены расчетные значения $T_c(0)$. Равновесные значения $T_c(\infty)$ тоже рассчитывались, поскольку время эксперимента было ограничено.

Изменение T_c , обратимое по давлению в пределах погрешности определения T_c , происходит главным образом за счет изменения кислородного порядка. Как впервые показали Метцгер и др. [11], сложное влияние давления на T_c в дефицитном по кислороду Y123 можно представить суммой двух вкладов различной природы: индуцированного давлением эффекта кислородного упорядочения $(dT_c/dP)_0$ и "истинного" (intrinsic) эффекта давления $(dT_c/dP)_i$. Второй член, $(dT_c/dP)_i$, связан с изменениями взаимодействий (между плоскостями CuO_2 , электрон-фононного взаимодействия и др.), непосредственно ответственных за сверхпроводимость, а также с перераспределением заряда в результате уменьшения параметров решетки под давлением. Заметим, что эти вклады не вполне независимы, если учесть структурную релаксацию при кислородном упорядочении. Величина $(dT_c/dP)_i$, оцененная нами при наборе и сбросе давления, составляет 1.7 и 1.2 К/GPa соответственно. Полученные значения близки к величине $(dT_c/dP)_i = 1.8$ К/GPa, измеренной на монокристалле $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.4}$ [13].

Напротив, эффект кислородного упорядочения при 1 GPa, $(dT_c/dP)_0$, составляет ≈ 12 К/GPa, что в 2 раза меньше величины, полученной в [13] при $P = 0.43$ GPa. Различие может быть связано с влиянием границ зерен и других микроструктурных дефектов в керамике на изменение кислородного порядка под давлением. Другая причина наблюдаемого различия, возможно, состоит в том, что величина dT_c/dP не является постоянной, а всегда уменьшается с давлением и максимальна при $P \rightarrow 0$. Это недавно хорошо обосновали Гупта и др. [16], принимая во внимание характерную для ВТСП параболическую зависимость $T_c \sim (n_{\text{opt}} - n)^2$ (где n — концентрация дырок в CuO_2 -плоскости, $n_{\text{opt}} = 0.25$ hole/ CuO_2 — оптимальная концентрация при $T_c = T_{c,\text{max}}$) [17,18].

Действительно, $dT_c/dP = (dT_c/dn)(dn/dP) \sim (n_{\text{opt}} - n)$, так как $dn/dP \approx \text{const}$ (что справедливо при не очень высоких значениях P), поэтому dT_c/dP уменьшается под давлением, тем быстрее, чем больше величина индуцированного давлением перераспределения заряда dn/dP . Этот эффект, т.е., в сущности, нелинейная зависимость $T_c(P)$, должен быть хорошо заметен именно вблизи перехода металл–диэлектрик, где обусловленная кислородным упорядочением величина dn/dP максимальна, а также максимальна и сжимаемость (при $x \sim 0.3$ Y123 — наиболее “мягкий” материал) [19]. Так, в $\text{NdBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.67}$ при индуцированном давлении переходе металл–диэлектрик мы наблюдали, что величина $(dT_c/dP)_0$ отличается примерно в 1.5 раза при 1 GPa (≈ 30 K/GPa) и при 0.55 GPa (≈ 43 K/GPa) [20]. В действительности это различие еще больше, так как величины $(dT_c/dP)_0$ определялись усреднением на указанных интервалах давления, т.е. как $\Delta T_c/\Delta P$. Учитывая эти соображения и экспериментальные результаты [20], мы предполагаем нелинейную зависимость $T_c(P)$ в $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.4}$ и происходящее отсюда отличие наблюдаемого нами эффекта dT_c/dP при 1 GPa от измеренного при 0.43 GPa в [13].

Время релаксации τ в процессе кислородного упорядочения в первом приближении часто связывают с энергией активации $O(5) \rightarrow O(1)$ -перехода, $E \approx 1$ eV, по закону Аррениуса $\tau = \tau_0 \exp(E/kT)$, где $\tau_0 \approx 1.4 \cdot 10^{-12}$ s [2]. Однако Монте-Карло-моделирование процессов кислородного упорядочения в экспериментах старения [21] предсказывает более сложный процесс, проходящий в два этапа: относительно быстрый процесс упорядочения $O(1)/O(5)$ -подрешетки, где осуществляются лишь переходы между соседними позициями $O(1)$ и $O(5)$, и более медленный процесс формирования сверхструктуры $O-II$, при котором удлиняются цепочки $\text{Cu}-\text{O}$, чтобы минимизировать число энергетически невыгодных концов цепочек. Большой разброс наблюдаемых значений τ в разных экспериментах на Y123 не позволяет точно определить, какой же процесс наблюдается в реальности. Оценки методом Монте-Карло [21] показывают, что величина τ в экспериментах по старению образцов соответствует процессу формирования сверхструктуры $O-II$ с длинным временем релаксации, но из эксперимента [4] следует, что такой процесс при T_{RT} проходит слишком медленно (несколько недель). Разброс экспериментальных значений τ связан с влиянием микроструктурных дефектов, примесей атомов Al, Au в исследуемых образцах на диффузию кислорода, а также с различным уровнем дефицита кислорода. Недавно в [13] обнаружена сильная зависимость $\tau(x)$ в монокристалле $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$: с увеличением содержания кислорода величина τ быстро уменьшалась от значения $\tau \approx 10$ h при $x = 0.4$ до $\tau \approx 0.5$ h при $x = 0.7$. Максимум τ , обусловленный большими флуктуациями вблизи $T-O$ -перехода (между тетра- и ортофазами при $x \sim 0.35$), предсказывают также расчеты Монте-Карло [22].

Из анализа зависимости $T_c(t)$ на рис. 2 мы определили время релаксации в процессе кислородного упорядочения при $P = 1$ GPa, $\tau_{\text{ord}} = 27.7$ h (см. таблицу). Это значение τ выше, чем в монокристалле $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.4}$ [13], возможно, по обсуждаемым выше причинам (из-за влияния дефектов: границ, примесей и т.д. в керамике), а также из-за того, что в нашем эксперименте величина давления более чем в 2 раза выше, чем в [13]. Последнее предположение согласуется с результатами расчетов Монте-Карло [22], что в районе $T-O$ -перехода τ сильно возрастает с увеличением температуры отжига T_a , которая задает степень кислородного беспорядка в начале процесса старения. В нашем случае степень беспорядка задается величиной давления P .

В обратном процессе разупорядочения кислородной подсистемы после сброса давления до нуля мы вычислили $\tau_{\text{disord}} = 5.4$ h, т.е. процесс разупорядочения проходит значительно быстрее, $\tau_{\text{ord}}/\tau_{\text{disord}} \approx 5$. Расхождение по временной зависимости $T_c(t)$ при $P = 1$ GPa и $P = 0$ заметно даже визуально (рис. 2). Мы проверили также скорость протекания обратного процесса по релаксации величины первого критического поля H_{c1} , определяемой из зависимости $M(H)$ при 4.2 K в различных неравновесных состояниях. Рис. 3 показывает изменения параметра H_{c1} при кислородном разупорядочении после сброса давления 1 GPa, начиная с момента времени $t = 118$ h (значения H_{c1} приведены к $T = 0$, согласно $H_{c1}(T) = H_{c1}(0)[1 - (T/T_c)^2]$). Сплошная линия на рис. 3 рассчитана по формуле (1) с заменой $H_{c1} \rightarrow T_c$ и $t \rightarrow t - 118$ h и параметрами $H_{c1}(t = 0) = 15$ Oe, $H_{c1}(\infty) = 3.55$ Oe, $\tau = 7.8$ h, т.е. мы получили, что

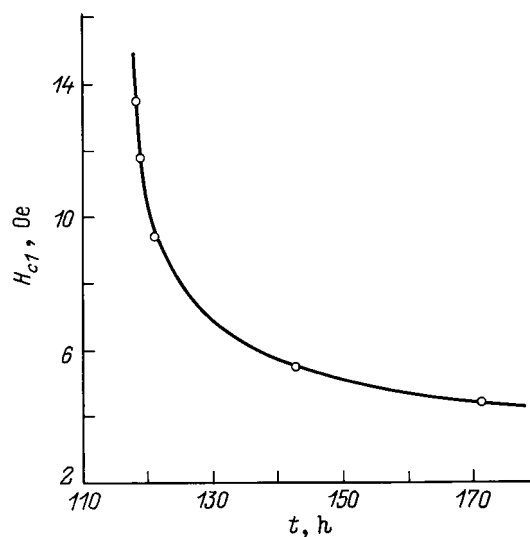


Рис. 3. Релаксация величины первого критического поля H_{c1} в течение кислородного разупорядочения после сброса давления 1 GPa до нуля. Кружки — экспериментальные значения H_{c1} , приведенные к значениям при $T = 0$, сплошная линия рассчитана по (1) с параметрами $H_{c1}(t = 0) = 15$ Oe, $H_{c1}(\infty) = 3.55$ Oe, $\tau = 7.8$ h.

в обратном процессе параметры T_c и H_{c1} релаксируют к равновесным значениям с близкой по величине скоростью.

Таким образом, релаксационные процессы индуцированного давлением кислородного упорядочения и обратного разупорядочения после снятия давления проходят по-разному, что следует из сильного различия времени релаксации T_c в прямом и обратном процессах. Подобное поведение под давлением (т. е. более быстрый спад T_c после сброса давления) наблюдалось при переходе металл-диэлектрик в $\text{NdBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.67}$ [14], имеющем другой тип кислородного порядка, отличный от сверхструктуры О-II, обусловленный сильным влиянием иона Nd с большим радиусом [15]. Добавим, что в пленке $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.5}$ разупорядочение цепочек Cu-O после снятия фотооблучения тоже происходит быстрее, чем кислородное упорядочение под воздействием облучения [9], т. е. существует аналогия с поведением под давлением. Наблюдалась также асимметрия индуцированного электрическим полем эффекта кислородного упорядочения и разупорядочения в Y123 [10].

В рамках картины кислородного упорядочения, показанной в [21], можно сделать простое предположение о природе несимметричной зависимости $T_c(t)$ в прямом и обратном процессах кислородного упорядочения. При удлинении цепочечных фрагментов Cu-O путем присоединения атома кислорода к концам цепочки средняя диффузионная длина перехода $\text{O}(5) \rightarrow \text{O}(1)$ должна быть больше, чем в случае укорочения цепочек Cu-O, поскольку в первом случае атом кислорода вынужден преодолевать большее расстояние, чтобы найти вакантное место в позициях $\text{O}(1)$. В обратном же процессе укорочения цепочек переходы $\text{O}(1) \rightarrow \text{O}(5)$ могут легко осуществляться между соседними атомами кислорода, поэтому процесс перераспределения заряда между плоскостями CuO_2 и CuO_x будет идти быстрее. Релаксация еще ускорится, если учесть возможность разрушения цепочки Cu-O путем ее разрыва, при котором эффективно уменьшаются длина цепочки и соответственно концентрация дырок в плоскости CuO_2 . Эта простая схема, однако, требует детального рассмотрения.

В заключение отметим исследованные здесь особенности перестройки кислородной подрешетки, индуцированной давлением в $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$ вблизи перехода металл-диэлектрик. Изменение T_c , связанное с изменением степени кислородного порядка в плоскости CuO_x , полностью обратимо по давлению, что свидетельствует об обратимом перемещении электронного заряда между плоскостями CuO_2 и CuO_x . Однако процесс разупорядочения кислородной подсистемы проходит значительно быстрее, чем прямой процесс упорядочения, отношение времен релаксации в этих процессах $\tau_{\text{ord}}/\tau_{\text{disord}} \approx 5$. Асимметрия временного хода индуцированных давлением процессов кислородного упорядочения и разупорядочения, возможно, определяется различными механизмами увеличения длины цепочки Cu-O (путем присоединения атома кислорода к концам цепочки) и более

быстрого укорочения ее (путем ухода кислорода из конца цепочки на соседнюю позицию $\text{O}(5)$ или разрыва длинного фрагмента Cu-O).

Подобное поведение, видимо, характерно для системы 1-2-3, так как различие в скорости протекания прямого и обратного процессов упорядочения кислорода наблюдалось ранее при воздействии фотооблучения в пленках $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$ [9] и при возникновении сверхпроводимости под давлением в $\text{NdBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.67}$ [14] со структурой О-I.

Отметим также, что обсуждение результатов здесь проводилось с позиций модели переноса заряда между проводящими CuO_2 и диэлектрическими CuO_x -плоскостями, хотя недавно появились утверждения о проводимости цепочек Cu-O и существовании сверхпроводящей плотности в слоях CuO_x [23,24]. В любом случае изучение характера кислородного упорядочения в системе Y123 является актуальным.

Авторы благодарны Н.А. Дорошенко за приготовление образцов.

Эта работа частично поддержана Государственным комитетом по науке (КВН) Польши (грант N 2 P 03 B 095 14).

Список литературы

- [1] J.D. Jorgensen, S. Pei, P. Lightfoot, Hao Shi, A.P. Paulikas, B.W. Veal. *Physica* **C167**, 571 (1990).
- [2] B.W. Veal, A.P. Paulikas, Hoydoo You, Hao Shi, Y. Fang, J.W. Downey. *Phys. Rev.* **B42**, 6305 (1990).
- [3] H. Claus, S. Yang, A.P. Paulikas, J.W. Downey, B.M. Veal. *Physica* **C171**, 205 (1990).
- [4] S. Yang, H. Claus, B.W. Veal, R. Wheeler, A.P. Paulikas, J.W. Downey. *Physica* **C193**, 243 (1992).
- [5] H. Shaked, J.D. Jorgensen, B.A. Hunter, R.L. Hitterman, A.P. Paulikas, B.W. Veal. *Phys. Rev.* **B51**, 547 (1995).
- [6] A.N. Lavrov, L.P. Kozeeva. *Physica* **C253**, 313 (1995).
- [7] J. Kircher, M. Cardona, A. Zibold, K. Widder, H.P. Geserich. *Phys. Rev.* **B48**, 9684 (1993).
- [8] S. Libbrecht, E. Osquiguil, B. Wuyts, M. Maenhoudt, Z.X. Gao, V. Bruynseraede. *Physica* **C206**, 51 (1993).
- [9] V.V. Eremenko, E.S. Kachur, V.G. Piryatinskaya, A.M. Ratner, V.V. Shapiro. *Physica* **C262**, 54 (1996).
- [10] N. Chandrasekhar, Oriol T. Walls, A.M. Goldman. *Phys. Rev. Lett.* **71**, 1079 (1993).
- [11] J. Metzger, T. Weber, W.H. Fietz, K. Grube, H.A. Ludwig, T. Wolf, H. Wühl. *Physica* **C214**, 371 (1993).
- [12] W.H. Fietz, R. Quenzel, K. Grube, J. Metzger, T. Weber, H.A. Ludwig. *Physica* **C235-240**, 1785 (1994).
- [13] W.H. Fietz, R. Quenzel, H.A. Ludwig, K. Grube, S.I. Schlachter, F.W. Hornung, T. Wolf, A. Erb, M. Kläser, G. Müller-Vogt. *Physica* **C270**, 258 (1996).
- [14] В.П. Дьяконов, И.М. Фита, Н.А. Дорошенко, М. Баран, Г. Шимчак. *Письма в ЖЭТФ* **63**, 10, 784 (1996); *Physica* **C276**, 245 (1997).
- [15] H. Lütgemeier, S. Schmenn, P. Meuffels, O. Storz, R. Schöhlhorn, Ch. Niedermayer, I. Heinmaa, Yu. Baikov. *Physica* **C267**, 191 (1996).

- [16] R.P. Gupta, M. Gupta. Phys. Rev. **B51**, 11 760 (1995).
- [17] J.L. Tallon, C. Berbhard, H. Shaked, R.L. Hitterman, J.D. Jorgensen. Phys. Rev. **B51**, 12 911 (1995); M.R. Presland, J.L. Tallon, R.G. Buckley, R.S. Liu, N.D. Frower. Physica **C176**, 95 (1991).
- [18] B.W. Veal, A.P. Paulikas. Physica **C184**, 321 (1991).
- [19] K. Suenaga, G. Oomi. J. Phys. Soc. Jap. **60**, 1189 (1991).
- [20] И.М. Фита, В.П. Дьяконов, М. Баран, Г. Шимчак. ФТТ **39**, 8, 1328 (1997).
- [21] C. Ceder, R. McCormack, D. de Fontaine. Phys. Rev. **B44**, 2377 (1991).
- [22] E.E. Tornau, P.J. Kundrotas, A. Rosengren. Physica **C269**, 198 (1996).
- [23] D.N. Basov, R. Liang, D.A. Bonn, W.N. Hardy, B. Dabrowski, M. Quijada, D.B. Tanner, J.P. Rice, D.M. Ginsberg, T. Timusk. Phys. Rev. Lett. **74**, 598 (1995).
- [24] G.V.M. Willians, J.L. Tallon. Physica **C258**, 41 (1996).