

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

98-9

P14-98-9

А.М.Балагуров, А.И.Бескровный, В.Ю.Помякушин,
В.Г.Симкин, Б.Ш.Багаутдинов¹, В.Ш.Шехтман¹,
А.А.Захаров²

ТРАНСФОРМАЦИОННОЕ ДВОЙНИКОВАНИЕ
КРИСТАЛЛОВ La_2CuO_4

Направлено в журнал «Кристаллография»

¹Институт физики твердого тела РАН, 142432, Черноголовка

²РЦ «Курчатовский институт», 123182, Москва

1998

показывает, что в общем случае узел составной обратной решетки может содержать от двух до восьми компонент в зависимости от того, сколько элементов симметрии НС-фазы сохраняют свою ориентацию при фазовом переходе. Как правило, при потере поворотной оси 4-го порядка, решетка кристалла сохраняет это направление в пространстве и, следовательно, число компонент узла составной обратной решетки НС-фазы может быть 4 или 2. Именно такая ситуация реализуется в кристаллах KN_2PO_4 (переход $I42d \rightarrow Fdd2$) или $\text{YBa}_2\text{CuO}_{6.8}$ (переход $P4/mmm \rightarrow Rmmm$). Двойникование этих кристаллов изучалось во многих работах (см., например, [12,13] и [14,15]), и было показано, что реализуются обе ситуации, которые в терминах сдвиговых деформаций можно представить как двойникование по механизму "чистого" или "простого" сдвигов (рис.1). При двойниковании путем чистых сдвигов все узлы обратной решетки состоят из двух компонент. Очевидно, что конфигурацию, образующуюся в результате простых сдвигов, можно получить, рассматривая двухстадийный процесс - чистый сдвиг и последующие повороты ячеек по и против часовой стрелки на угол $\gamma/2$. При этом все узлы составной обратной решетки содержат четыре компоненты, кроме узлов типа $\{hh0\}$, состоящих из трех компонент.

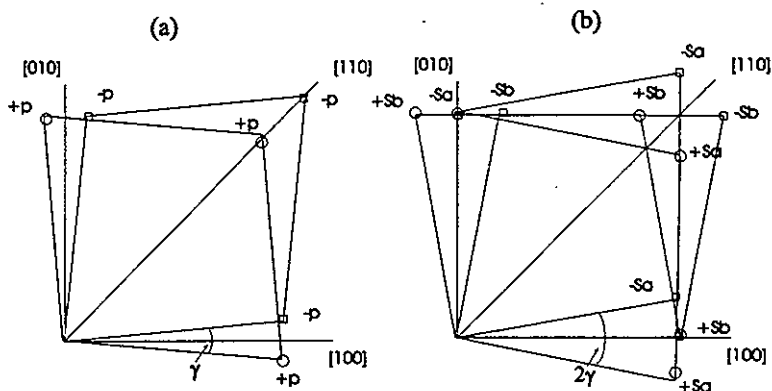


Рис.1. Схема расщепления узлов обратной решетки кристалла при фазовом переходе $4/m\bar{3}m \rightarrow m\bar{3}m$ в результате чистых сдвигов по $[110]$ и $[-110]$ направлениям (а) и простых сдвигов по $[100]$ и $[010]$ направлениям (б) тетрагональной решетки НС-фазы. При двойниковании по схеме (а) образуется один тип доменов с противоположными знаками сдвиговой деформации ($\pm P$), при двойниковании по схеме (б) образуются два типа, в каждый из которых входят домены с противоположными знаками сдвиговой деформации ($\pm S_a$, $\pm S_b$). Угол двойникования обозначен через γ

В литературе информация о доменах в La_2CuO_4 практически отсутствует. В [16] упоминается, что в отличие от Y-123, в La_2CuO_4 не наблюдались

некогерентные границы между двойниками. В работе [17] с помощью электронного микроскопа изучалась эволюция двойниковой структуры в La_2CuO_4 при изменении температуры. Подробный анализ микроструктуры кристаллов $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_{4+\delta}$, выращенных в потоке CuO с последующим отжигом в O_2 , сделан в работе [18]. Эксперименты были выполнены на нейтронном монокристалльном дифрактометре с $\lambda=0.833 \text{ \AA}$ в LLB, Сакле, на нескольких кристаллах, в том числе с $x=0$. С помощью ω -сканирования наблюдалось расщепление пиков, и было показано, что по крайней мере в некоторых кристаллах доменная структура соответствует ожидаемой, т.е. узлы составной решетки содержат четыре компонента.

3. Проведение экспериментов

Экспериментальные данные, приведенные в настоящей работе, были получены на четырех кристаллах $\text{La}_2\text{CuO}_{4-\delta}$, которые в дальнейшем обозначаются как L1, L2, M4 и N1. Кристаллы L1, L2 и M4 выращивались в термодинамически равновесных условиях методом раствора-расплава и допировались кислородом в камере высокого давления до $\delta=0.02 - 0.04$. Кристалл N1 выращен методом зонной плавки под давлением кислорода 8 атм при скорости кристаллизации 0.6 мм/час. По данным низкотемпературных рентгеновских и нейтронных измерений два из них (L2 и N1) испытывали фазовое расслоение на обогащенные и обедненные кислородом области, два других (L1 и M4) - нет. Расслоение проявляло себя как дополнительное (кроме двойникового) расщепление дифракционных пиков с ненулевыми k и l индексами Миллера, что связано с разными параметрами b и c элементарных ячеек возникающих фаз (подробнее см. [3-6]).

Нейтроннографические эксперименты выполнены в ЛНФ ОИЯИ на импульсном реакторе ИБР-2 на дифрактометрах по времени пролета ФДВР и ДН-2. ФДВР является корреляционным нейтронным спектрометром высокого разрешения с использованием быстрого фурье-прерывателя для модуляции интенсивности нейтронного пучка. Относительное разрешение ФДВР по межплоскостному расстоянию d_{hkl} зависит от максимальной скорости вращения прерывателя и в экспериментах с La_2CuO_4 составляло от 0.0009 до 0.0015. В основном на ФДВР измерялись одномерные дифракционные спектры с разверткой вдоль некоторых направлений радиуса-вектора в обратном пространстве и с регистрацией всего отраженного пучка с помощью детектора с большой апертурой. Пример такого спектра дан на рис.2, на котором видны порядки отражения от плоскостей $(h00) / (0k0)$ со 2-го по 8-й, состоящие из двух пиков, соответствующих двум ориентациям доменов в объеме образца. Дополнительно на ФДВР были проведены измерения с хорошей угловой коллимацией падающего и рассеянного пучков (около 10 угл. мин.), что позволило разделить компоненты составной обратной решетки, развернутые по углу.

На дифрактометре ДН-2, оборудованном двухкоординатным позиционным детектором (ПЧД) с пространственным разрешением около 0.3 см, измерялись дву-

или трехмерные распределения интенсивности в узлах составной обратной решетки. Метод времени пролета в комбинации с ПЧД дает возможность непрерывного сканирования (причем без каких-либо поворотов образца или детектора) объема или сектора в обратном пространстве кристалла. Развертка по длине волны нейтрона соответствует сканированию вдоль радиуса-вектора \mathbf{H} обратного пространства, горизонтальная и вертикальная оси ПЧД обеспечивают сканирование в перпендикулярных \mathbf{H} направлениях, т.е. измеряется зависимость интенсивности рассеяния от трех координат в обратном пространстве. При суммировании (в некотором интервале) интенсивности по одной из осей детектора регистрируется ее двумерное распределение в некотором секторе обратного пространства.

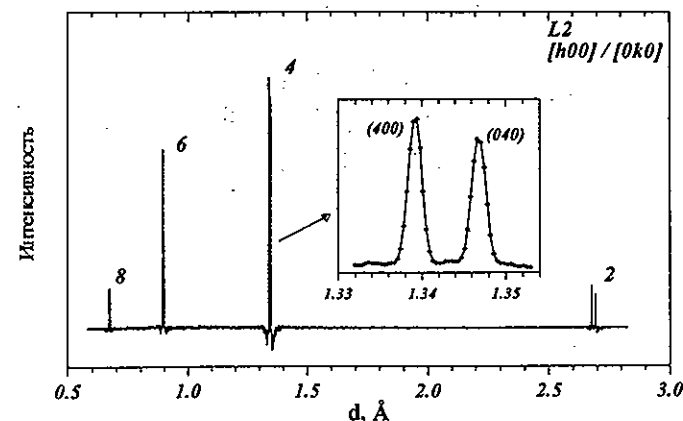


Рис.2. Нейтронная диаграмма, измеренная на ФДВР вдоль направления $[h00]/[0k0]$ составной обратной решетки кристалла L2 и представленная в шкале межплоскостных расстояний. Каждый из порядков отражения состоит из двух пиков, относящихся к доменам с противоположным знаком сдвиговой деформации

Одно из двумерных распределений показано на рис.3 в координатах времени пролета, соответствующего шкале межплоскостных расстояний, и угла рассеяния. Анализ дву- и трехмерных распределений интенсивности дифракционных пиков показал, что узлы состоят из двух или трех компонент, однако сравнительно низкое разрешение дифрактометра по d_{hkl} не позволило проанализировать детали. Эти эксперименты дали тем не менее важное доказательство объемности наблюдаемых эффектов и, кроме того, позволили получить относительные величины интенсивностей компонент в разных порядках отражения.

Для получения более детальной информации о составной обратной решетки измерения в отдельных ее узлах были проведены на рентгеновском дифрактометре SIEMENS D-500, модернизированном для проведения измерений с монокристаллами, на $\text{CuK}_{\alpha 1,2}$ или на монохроматизированном $\text{CuK}_{\alpha 1}$ излучении для

кристаллов L1, M4 и N1. Сканирование окрестности узлов обратной решетки в

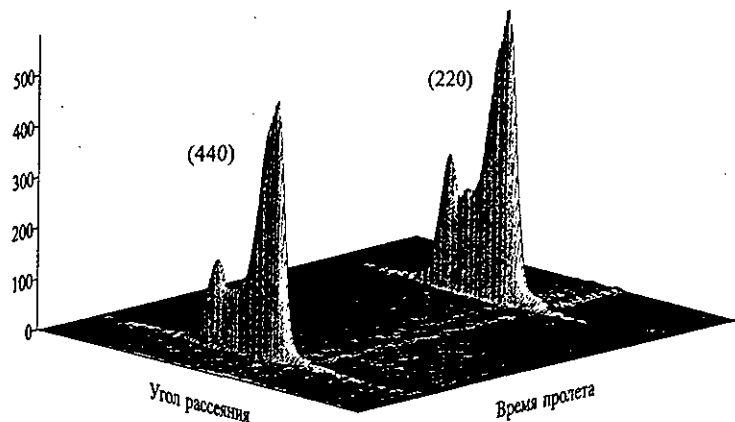


Рис.3. Двумерное распределение интенсивностей, измеренное на дифрактометре ДН-2 в интервале углов рассеяния $\pm 5^\circ$ вдоль направления $(h\bar{h}0)$ кристалла M4. Видны два порядка отражения (220) и (440), развертка спектра по времени пролета и по углу рассеяния соответствует сканированию вдоль и поперек радиуса-вектора обратной решетки

плоскости рассеяния осуществлялось отдельными движениями детектора (по 2θ) и образца (по ω), что позволяло получить неискаженное отображение заданного сектора в сечении (a^*, b^*) (рис.4). Кристалл L2 оказался состоящим из нескольких блоков, поэтому для него рентгеновские двумерные распределения не измерялись.

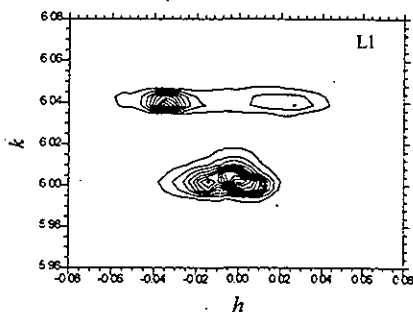


Рис.4. Двумерное распределение интенсивности, измеренное на $\text{Cu}(K\alpha_1)$ излучении в окрестности узла (060) кристалла L1. Видны три основные компоненты, две из которых соединены непрерывным распределением интенсивности

4. Результаты экспериментов

4.1. Параметры элементарных ячеек

Параметры и степень ромбичности элементарных ячеек кристаллов, определялись из спектров высокого разрешения, измеренных на ФДВР (таблица 1). Дифракционные пики от двойников являлись хорошо определенными, с шириной близкой к ширине функции разрешения дифрактометра. На одномерных спектрах, измеренных вдоль радиуса-вектора в обратном пространстве, интенсивность между пиками двойников соответствовала фоновой (что видно на вставке рис.2). Это означает, что кристаллы состоят из доменов, имеющих одинаковые параметры элементарных ячеек, а переходные области по межплоскостному расстоянию, наблюдавшиеся, например, в Y123 в работе [16], в $\text{La}_2\text{CuO}_{4.5}$ отсутствуют. Ромбичность исследованных кристаллов, определяемая как $r=200(b-a)/(b+a)$, варьируется от 0.58 до 0.83, что соответствует углам двойникования γ на схеме рис.1 от 20 до 28 угл. мин.

Таблица 1. Параметры (a, b, c) элементарной ячейки кристаллов $\text{La}_2\text{CuO}_{4.5}$ ромбичность r и угол двойникования γ ($T=293$ К, пр. гр. Bmab)

Кристалл	L1, $\delta \approx 0.03$	L2, $\delta \approx 0.04$	M4, $\delta \approx 0.02$	N1, $\delta \approx 0.018$
$a, \text{Å}$	5.3618(2)	5.3597(1)	5.3525(2)	5.3473(1)
$b, \text{Å}$	5.4001(2)	5.3907(2)	5.3959(2)	5.3919(2)
$c, \text{Å}$	13.1688(3)	13.1823(2)	13.1519(2)	13.1332(2)
$r=200(a-b)/(a+b)$	0.712(5)	0.577(5)	0.808(5)	0.830(5)
γ , угл. мин.	24.5	19.8	27.8	28.5

Наблюдавшиеся погасания не противоречили общепринятой для $\text{La}_2\text{CuO}_{4.5}$ пространственной группе Bmab, а именно, разрешенными являлись пики с $h+1=2n$ для рефлексов типа (hkl) , $h=2n$ для рефлексов $(h0l)$ и $k=2n$ для рефлексов $(hk0)$. Дифракционный спектр, демонстрирующий одно из этих правил, приведен на рис.5, на котором видны порядки отражения от плоскостей $(h02h) / (0k2k)$, причем четные порядки отражения состоят из двух пиков, соответствующих двум ориентациям доменов в объеме образца, а для нечетных порядков пик $(h02h)$ запрещен вследствие Bmab симметрии.

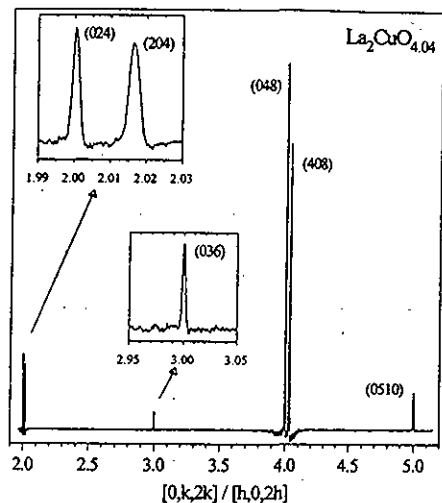


Рис.5. Нейтронограмма, измеренная на ФДВР вдоль направления $[h02h]/[0k2k]$ составной обратной решетки кристалла L2. Четные порядки отражения состоят из двух пиков, относящихся к доменам с противоположным знаком сдвиговой деформации, в нечетных порядках пики с $(h02h)$ запрещены в соответствии с C_{2v} симметрией кристалла

4.2. Нейтронные двумерные сечения

Двумерные распределения интенсивности в узлах обратной решетки (одно из них показано на рис.3), измеренные на дифрактометре ДН-2 в сечении $[hk0]$ кристаллов, заведомо не укладываются в классические схемы, приведенные на рис.1. Более четко отличия видны на рис.6, где показаны сечения двумерных распределений вдоль компоненты вектора H , перпендикулярной радиусу-вектору узла. Если руководствоваться обычно встречающимся вариантом простых сдвигов по направлениям $[100]$ и $[010]$ исходной тетрагональной решетки, то на рис.6а должны быть видны два пика, а на рис.6б - три. Расстояние между крайними компонентами пиков $(400)/(040)$ кристалла М4 составляет 37 угл. мин., что в ~ 1.5 раза больше, чем можно было ожидать из данных по ромбичности. С другой стороны, для узла (440) расстояние между крайними компонентами составляет около 39 угл. мин., что в ~ 1.3 раза меньше, чем дает схема простых сдвигов.

4.3. Угловое сканирование на ФДВР

Эти измерения были проведены для кристалла М4. Они подтвердили в общих чертах детали распределения интенсивности компонент в узлах обратной решетки, определённые на ДН-2, и позволили получить дополнительную информацию о параметрах элементарных ячеек для отдельных двойников. Для направлений $[100]$ и $[010]$ относительный разброс в значениях параметров a и b не превышал 0.05%. Столь же хорошо определенными оказались межплоскостные расстояния порядков отражения от плоскости $[110]$, например d_{220} для разных

компонент варьировалось не более чем на $\pm 0.001 \text{ \AA}$. Это означает, что компоненты узлов типа $(hh0)$ развернуты строго перпендикулярно радиусу-вектору обратной решетки.

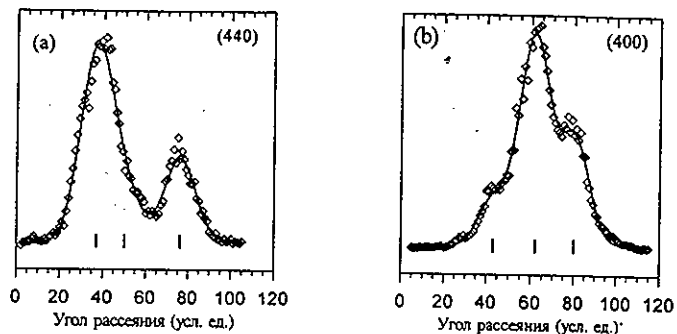


Рис.6. Развертка распределений интенсивности в кристалле М4 в узлах (440) (а) и (400) (б) по углу расcеяния, т.е. в направлении, перпендикулярном радиусу-вектору узла. Стандартное двойникование по схеме простых сдвигов должно было бы привести к двум наблюдаемым компонентам для (400) и трем эквидистантным компонентам для (440) . Сплошная линия - результат описания тремя гауссианами, положения которых показаны штрихами

4.4. Рентгеновские двумерные сечения

Рентгеновское двумерное сканирование отдельных узлов обратной решетки было проведено для кристаллов L1, N1 и М4. Наиболее подробно исследованы кристаллы L1 и N1, на которых были измерены распределения $(600)/(060)$ и (0014) на базисных a , b , c - направлениях и (440) на диагональных $[110]$ и $[-110]$ - направлениях. Эти распределения имели как общие, так и отличительные особенности.

Узел (0014) у обоих кристаллов был одиночным с шириной, соответствующей функции разрешения дифрактометра. Для неиспытывающего фазового расслоения кристалла L1 узлы на направлениях a и b состояли из трех главных компонент, расположенных в виде треугольника, как показано на рис. 4. Сечения распределения $(600)/(060)$ на уровнях $k=6.00$ и $k=6.04$ показаны на рис.7, где хорошо видны одиночный пик (слегка неправильной формы) при $(0.00, 6.00, 0)$ и два пика при $(\pm 0.035, 6.04, 0)$. На рис.4 и 7 видно также, что вдоль радиуса-вектора интенсивность расcеяния между компонентами практически отсутствует, в то время как между компонентами, развернутыми по углу, имеется интенсивная перетяжка. Относительное расщепление компонент вдоль H составляет около 0.007, что хорошо соответствует измеренному значению ромбичности для этого кристалла. Относительное расстояние между крайними компонентами узла $(600)/(060)$ в

поперечном направлении близко к 0.011–0.012, что эквивалентно углу разворота между ними ~40 угл. мин.

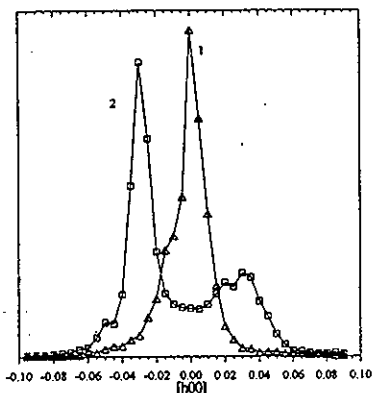


Рис.7. Сечения двумерного распределения интенсивности, измеренного на $\text{Cu}(\text{K}\alpha_1)$ излучении в окрестности узла (060) кристалла L1 (рис.4); построенные на уровнях $k=6.00$ и $k=6.04$ (кривые 1 и 2 соответственно). На кривой 2 хорошо видно непрерывное распределение интенсивности, соединяющее дифракционные пики

Узлы обратной решетки кристалла N1 (испытывающего фазовое расслоение при охлаждении) имели более регулярную форму, чем в случае кристалла L1. На направлениях типа $(h00)$ интенсивными были только две компоненты из трех (рис.8), расположенные так, что на отдельных направлениях $(hh0)$ они сливались в один дифракционный пик. В количественном отношении расщепление узлов на компоненты было близко к величинам, измеренным на кристалле L1.

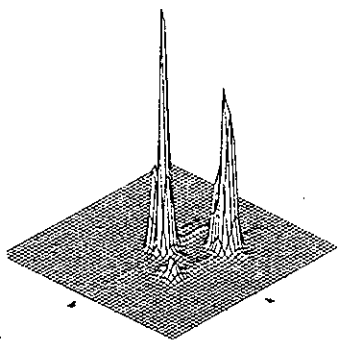


Рис.8. Двумерное распределение интенсивности в окрестности узла (060) кристалла N1. Видны три основные компоненты, одна из которых очень слаба

Распределения интенсивности, измеренные на кристалле M4, в общих чертах соответствовали ситуации, зарегистрированной для L1: три главные компоненты на направлениях типа $(h00)$, расположенные в виде треугольника, форма пиков менее правильная, чем у кристалла N1, с большой шириной поперек радиуса-вектора.

5. Обсуждение результатов

Одним из результатов проведенных экспериментов являются данные по симметрии и параметрам элементарных ячеек исследованных кристаллов. Мы не обнаружили каких-либо признаков нарушения $B_{\text{таб}}$ симметрии ни у одного из кристаллов. Величины параметров закономерным образом меняются при изменении содержания сверхстехиометрического кислорода (рис.9) вне зависимости от того, к какому типу в отношении низкотемпературного расслоения относится кристалл, и в целом хорошо соответствуют известным из литературы данным. В то же время, как уже отмечалось, измеренные двумерные распределения интенсивности (как нейтронные, так и рентгеновские) в узлах составной обратной решетки не укладываются в классические схемы рис.1.

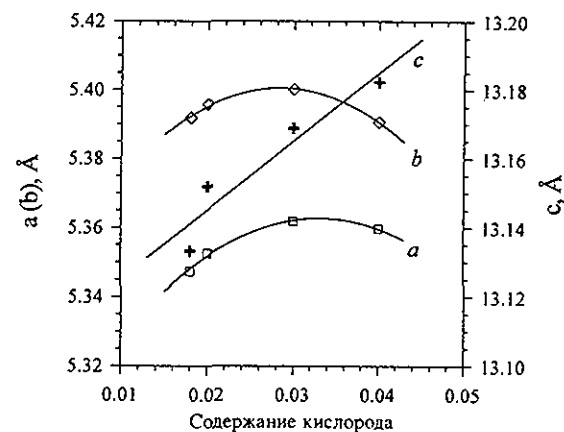


Рис.9. Зависимости параметров элементарных ячеек исследованных четырех кристаллов от содержания в них сверхстехиометрического кислорода. Линии проведены для удобства восприятия

Для анализа упаковок доменов, возникающих при фазовом переходе $\text{La}_2\text{CuO}_{4.5}$ в НС-фазу, и условий их сопряжения друг с другом, необходимо от измеренных распределений интенсивности перейти к размерам и ориентации элементарных ячеек доменов. Ниже приведены формулы, связывающие вектора обратной решетки, соответствующие конкретным компонентам расщепленных узлов, с векторами, определяющими элементарную ячейку в том или ином домене. Они справедливы для случая двойникования в плоскости, перпендикулярной тетрагональной оси ВС-фазы.

Предполагая, что фазовый переход сопровождается только дилатацией и разворотом осей, легко показать, что вектора обратных решеток НС-фазы (\mathbf{B}_1) и ВС-фазы (\mathbf{b}_1) связаны друг с другом следующими формулами:

$$\mathbf{b}_1 = (1 + p_1)\mathbf{B}_1 + \varphi_1\mathbf{B}_2, \quad \mathbf{b}_2 = \varphi_2\mathbf{B}_1 + (1 + p_2)\mathbf{B}_2, \quad \mathbf{b}_3 = \mathbf{B}_3, \quad (1)$$

где p_i - относительные изменения длины векторов b_i , $\varphi_1 = -\varphi_2 = \varphi$ - малое вращение ячейки как целого вокруг b_3 . Формулы (1) определяют матрицу перехода α_{ij} между базисами $\{B_i\}$ и $\{b_i\}$ обратных решеток кристалла и в соответствии с правилами перехода в сопряженных системах координат для векторов элементарных ячеек НС-фазы (A_i) и ВС-фазы (a_i) справедливо $A_j = \alpha_{ij} \cdot a_i$ (суммирование по строкам), т.е.

$$A_1 = (1 + p_1)a_1 + \varphi_2 a_2, \quad A_2 = \varphi_1 a_1 + (1 + p_2)a_2, \quad A_3 = a_3. \quad (2)$$

Тройка векторов $\{A_i\}$ является векторами элементарной ячейки в одном из доменов и определяется набором параметров (p_1, p_2, φ) для одного из компонентов расщепленного узла обратной решетки на базисном направлении. Естественно, что компонентам с другим набором параметров (p_1, p_2, φ) будут соответствовать другие системы координат $\{A_i\}$.

Из приведенных в предыдущем разделе результатов, следует, что на базисных направлениях исследованных кристаллов присутствуют три основных компонента с наборами параметров расщепления:

$$(A) p_1 = -\Delta, p_2 = +\Delta, \varphi = 0; \quad (B) p_1 = +\Delta, p_2 = -\Delta, \varphi = +2\Delta; \quad (C) p_1 = +\Delta, p_2 = -\Delta, \varphi = -2\Delta, \quad (3)$$

с величиной Δ для всех трех исследованных кристаллов близкой к 0.002. Легко видеть, что в этой модели двойникования $p = \gamma/2$, а $\varphi = \gamma$ (в отличие от стандартной модели, в которой $\varphi = \gamma/2$), где γ - ромбичность кристалла, γ - угол двойникования. Все узлы составной обратной решетки состоят при этом из трех компонент, расположенных в виде треугольника, кроме узлов на направлениях типа $[110]$, состоящих из двух компонент (одна из которых образована пиками от двух систем доменов). Образование при фазовом переходе в НС-фазу доменов, соответствующих этим трем наборам параметров, можно представить как двухстадийный процесс, на первом этапе которого происходит чистый сдвиг тетрагональной $I4/mmm$ ячейки НС-фазы (что эквивалентно дилатации $F4/mmm$ ячейки, построенной на векторах $a' = a+b$, $b' = a-b$, $c' = c$ исходной $I4/mmm$ ячейки). В результате возникают две системы доменов с развернутыми на 90° осями координат. На втором этапе, происходят повороты одной из систем доменов на угол $\pm\gamma$ так, что образуются когерентные границы вдоль направлений типа $[110]$ (рис.10).

В кристалле N1 указанный сценарий реализуется почти идеально, причем на втором этапе поворот идет преимущественно в одну сторону, так что реально возникают только две системы доменов с когерентной границей между ними. Фактически конечное состояние может быть представлено как возникшее в результате только простых сдвигов в направлениях $[100]$ и $[-100]$ $I4/mmm$ ячейки НС-фазы. Вероятность сдвигов в перпендикулярных направлениях при этом мала.

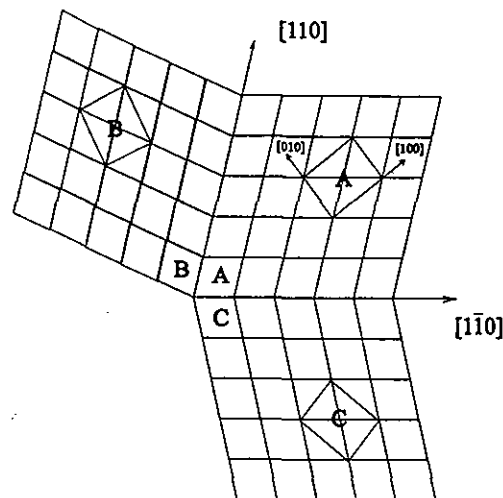


Рис.10. Система из трех доменов, соединенных когерентными границами. Показаны моноклинно искаженные в результате чистого сдвига элементарные ячейки, образовавшиеся из $I4/mmm$ ячеек тетрагональной фазы, и ромбические ячейки НС-фазы. Когерентные границы идут по направлениям типа $[110]$ ячеек НС-фазы. Буквы А, В, С означают соответствующий вариант в соотношениях (3)

В кристаллах L1 и M4 ситуация близка к наблюдаемой в N1, но в некоторых частях кристалла повороты одной из систем доменов реализуются в обоих направлениях, и, что наиболее хорошо заметно, они не являются дискретными, т.е. с заметной вероятностью угол поворота принимает любые значения из интервала $\pm\gamma$. В результате пики имеют неправильную форму и между основными компонентами, развернутыми поперек радиуса-вектора, наблюдается интенсивная перетяжка. Именно ее наличие позволяет сделать вывод о том, что процесс образования доменов в кристаллах L1 и M4 включал дилатацию решетки с последующими поворотами доменов вокруг оси с элементарной ячейки. В некоторых случаях небольшая часть доменов оставалась неподвижной, что проявлялось наличием слабоинтенсивного дифракционного пика между расщепленными по углу пиками на базисных направлениях или в виде центральной компоненты на направлениях $[110]$.

6. Заключение

Результаты проведенного нейтронографического и рентгеновского исследования доменов в монокристаллах La_2CuO_{4+x} позволяют сделать следующие выводы.

В процессе образования доменов в кристалле при переходе из высокотемпературной тетрагональной фазы в ромбическую фазу можно выделить две стадии. На первой стадии происходит дилатация (сокращение и удлинение параметров a и b) исходной "большой" $F4/mmm$ тетрагональной ячейки и образуются две системы доменов с осями элементарных ячеек, развернутыми на 90° . Параметры a и b являются хорошо определенными, с разбросом по величине, не

превышающим 0.05%. На второй стадии происходит разворот одной из доменных систем на угол двойникования γ по или против часовой стрелки до совпадения направлений типа [110] ромбических элементарных ячеек, возникших на первой стадии. В результате, в отличие от других хорошо изученных кристаллов, в которых двойникование также происходит при переходе из тетрагональной фазы в ромбическую, таких как KDP или Y-123, в $\text{La}_2\text{CuO}_{4+x}$ практически не образуется некогерентных границ между доменами.

Доменные системы кристаллов $\text{La}_2\text{CuO}_{4+x}$, относящихся к двум разным в отношении низкотемпературной диффузии кислорода типам, заметно отличаются друг от друга по распределению значений углов поворота ϕ . В кристалле N1, испытывающем фазовое расслоение при охлаждении, ϕ изменяется дискретно ($\phi=\pm\gamma$), причем поворот идет преимущественно только в одну сторону, так что реально возникают две системы доменов с когерентной границей между ними. В кристаллах L1 и M4, остающихся однофазными при охлаждении, угол поворота ϕ не является строго определенной величиной, наблюдается непрерывный ряд его значений с основными максимумами вероятности при $\phi=\pm\gamma$ и небольшим при $\phi=0$. Следовательно, в этих кристаллах существуют два типа когерентных границ между доменами и, кроме того, заметный объем кристалла занят переходными по значению угла ϕ областями.

Возникновение фазового расслоения в $\text{La}_2\text{CuO}_{4+x}$ связывается в настоящее время с высокой мобильностью сверхстехиометрического кислорода, причем предполагается, что его диффузия происходит по границам (или вблизи них) между доменами [19]. Из наших наблюдений следует, что можно сделать противоположный вывод: диффузия в основном идет по когерентным доменным границам между двойниками и наоборот, если заметный объем кристалла занят переходными областями или некогерентными границами, диффузия затрудняется настолько, что расслоения кристалла на макроскопические по размерам области не происходит.

Авторы благодарны С.С.Хасанову и Д.В.Шептякову за полезные обсуждения, А.В.Поле за помощь в проведении нейтронных экспериментов.

Работа выполнена при поддержке программы РФФИ (проекты 96-02-17431 и 96-02-17823), программы "Нейтронные исследования конденсированных сред", Научного совета по направлению "Сверхпроводимость" (проект 96013) и фонда SNSF (проект 7SUPJ048473).

Литература

1. A.R.Ubellode, I.Woodward, Proc. Roy. Soc. (London), 1947, v.188, p.358
2. G.S.Parry, Acta Cryst., 1962, v.15, p.596
3. A.A.Zakharov, A.A.Nikonov, O.E.Parfenov et al, Physica C, 1994, v.223, p.157
4. A.M.Balagurov, V.Yu.Pomjakushin, V.G.Simkin, A.A.Zakharov, Physica C, 1996, v.272, p.277
5. P.G.Radaelli, J.D.Jorgensen, R.Kleb et al, Phys. Rev., 1994, v.B49, p.6239
6. J.D.Jorgensen, B.Dabrowski, S.Pei et al, Phys. Rev. B, 1988, v.38, p.11337
7. C.Chailout, J.Chenavas, S.W.Cheong et al, Physica C, 1990, v.170, p.87
8. D.Vaknin, J.L.Zarestky, D.C.Johnston et al, Phys. Rev. B, 1994, v.49, p.9057
9. B.O.Wells, R.J.Birgeneau, F.C.Chou et al, Z. Phys. B, 1996, v.100, p.535
10. L.A.Shuvalov, J.Phys.Soc.Japan, 1969, v.28 (Suppl.), p.38
11. A.M.Balagurov, N.Попа, B.N.Savenko, phys. stat. sol. (b), 1986, v.134, p.457
12. С.Х.Акназаров, Л.Г.Шабельников, В.Ш.Шехтман, ФТТ, 1975, т.17, с.30
13. А.М.Балагуров, И.Д.Датт, Б.Н.Савенко, Л.А.Шувалов, ФТТ, 1980, т.22, с.2735
14. G.J.McIntyre, A.Renault, G.Collin, Phys. Rev. B, 1988; v.37, p.5148
15. Ю.А.Осипьян, Н.С.Афоникова, Т.К.Парсамян и др., Письма в ЖЭТФ, 1988, т.47, с.501
16. I.M.Shmyt'ko, V.Sh.Shekhtman, in "The real structure of High- T_c Superconductors", Ed. V.Sh.Shekhtman, Springer-Verlag, Berlin, 1993, p.23
17. В.А.Гончаров и др., Известия РАН, сер. физическая, 1995, т.59, с.133
18. M.Braden, G.Heger, P.Schweiss et al, Physica C, 1992, v.191, p.455
19. F.C.Chou, D.C.Jonston, Phys. Rev. B, 1996, v.54, p.572

Рукопись поступила в издательский отдел
27 января 1998 года.