Физика низких температур, 1995, т. 21, № 1, с. 86–96 УДК 539.3

Модули упругости в монокристаллах системы $La_{2-x}Sr_xCuO_4$. Анизотропия в ab-плоскости

Е. В. Безуглый, Н. Г. Бурма, И. Г. Колобов, В. Д. Филь

Физико-технический институт низких температур им. Б. И. Веркина НАН Украины, Украина, 310164, г. Харьков, пр. Ленина, 47

И. М. Витебский, А. Н. Книгавко, Н. М. Лавриненко

Институт монокристаллов НАН Украины, Украина, 310001, г. Харьков, пр. Ленина, 60

С. Н. Барило, Д. И. Жигунов, Л. Е. Сошников

Институт физики твердого тела и полупроводников АН Беларуси, 220726, г. Минск, ул. П. Бровки, 17

Статья поступила в редакцию 22 июля 1994 г.

Измерены модули упругости монокристаллов системы $La_{2-x}Sr_xCuO_4$. Для $x = 0$ в монодоменизированных образцах обнаружена значительная анизотропия упругих модулей. Для $x = 0{,}13$ определены скачки ряда модулей упругости при тетра — орто структурном превращении. Построена теория упругих свойств полидоменных образцов.

Вимірено модулі пружності монокристалів системи $La_{2-x}Sr_xCuO_4$. Для $x = 0$ у монодоменізованих кристалах виявлено значну анізотропію модулей пружності. Для $x = 0{,}13$ знайдено стрибки ряду модулей пружності при тетра — орто структурному перетворенні. Побудовано теорію пружніх властивостей полідоменних зразків.

1. Введение

Модули упругости (МУ) ВТСП монокристаллов и родственных им материалов в настоящее время в полном объеме практически не определены ни для одной из известных систем. В первую очередь причиной этого следует считать отсутствие совершенных монокристаллов достаточно больших размеров и склонность их к двойникованию. Однако имеются причины и более глубокого характера. Например, в NdCeCuO-системе, позволяющей вырастить объемные и достаточно совершенные монокристаллы, ряд особенностей указывает на существование в этих монокристаллах некой дополнительной колебательной моды с акустическим законом дисперсии [1]. В этом случае одних акустических измерений недостаточно для определения всех компонент тензора МУ.

Довольно парадоксальная ситуация сложилась в случае La_2CuO_4. Это соединение также может быть синтезировано в виде достаточно больших монокристаллов (≈ 1 см). Тем не менее в работах [2,3], в которых выполнены наиболее подробные измерения всех составляющих тензора МУ с точностью определения диагональных компонент не хуже 1%, расхождение в величинах некоторых модулей очень велико. Например, значения c_{11} различаются на величину $\approx 25\%$. Трудно рассчитывать, что такая разница может быть связана с какими-либо различиями в составе исследованных монокристаллов. Причины указанного расхождения до настоящего времени не были поняты.

Недостатком акустических исследований монокристаллов системы $La_{2-x}Sr_xCuO_4$ можно считать также отсутствие достаточно точных измерений изменений модулей упругости при тетра — орто (ТО) структурном превращении.

В настоящей работе, с одной стороны, проведены измерения изменений МУ, происходящих при ТО превращении. С другой стороны, найдены причины отмеченных выше расхождений в измерениях c_{11}, обусловленные, как оказалось, трансформацией доменной структуры изученных в [2] образцов.

Структура работы следующая: в разд. 2 описана экспериментальная техника, в разд. 3 приведены теоретические оценки величин скачков МУ при ТО превращении, полученные в рамках теории среднего поля, а также изложены результаты точного расчета МУ полидоменной структуры из значений компонент тензора МУ монодоменного монокристалла. В разд. 4 представлены экспериментальные результаты и проведено их обсуждение. Приведены результаты вычислений температуры

© Е. В. Безуглый, Н. Г. Бурма, И. Г. Колобов, В. Д. Филь, И. М. Витебский, А. Н. Книгавко, Н. М. Лавриненко, С. Н. Барило, Д. И. Жигунов, Л. Е. Сошников, 1995

Дебая и ожидаемых значений МУ для поликристаллических образцов.

2. Экспериментальная техника

2.1. Методика измерений скорости звука

За исключением время-пролетного метода измерений, не обеспечивающего, как правило, достаточную точность, в основе всех остальных методик лежит единственная идея: тем или иным способом должна быть измерена частота, при которой на известной длине акустического пути L^* в образце укладывается целое число длин волн n интересующей нас моды, возбуждаемой любым методом, чаще всего пьезопреобразователем.

Если n известно (например, в методе механического резонанса на основном тоне $n = 1$), то этих измерений уже достаточно, в противном случае следует определить разность частот, отвечающих изменению n на единицу. Интересный вариант метода механического резонанса реализован в [3], где в образце возбуждается максимально возможное число мод и по спектру механического резонанса в результате решения обратной задачи вычисляются все компоненты тензора МУ.

В любом варианте прирост фазы сигнала на длине акустического пути кратен 2π; по такому признаку может быть выявлена необходимая частота, поэтому эти методы часто называют фазовыми. Для исключения фазовых сдвигов, вносимых пьезопреобразователями и подводящими электрическими линиями, во всех вариантах фазового метода утвердился единый подход: сравниваются фазы двух сигналов, прошедших в образце различное расстояние. Например, в методе длинного импульса сравниваются фазы сигнала, прошедшего образец толщиной L один раз, и сигнала, претерпевшего двукратное отражение на границах и прошедшего утроенную длину образца. Таким образом определяются частоты, отвечающие кратному 2π изменению фазы сигнала на длине $2L$. Фактически в любом известном варианте фазового метода соотношение $L^* = 2L$ остается тем же самым. Отсюда же следуют и недостатки всех подобных методов:

а) они хорошо работают только в слабопоглощающих средах, поскольку амплитуды анализируемых сигналов должны быть сравнимы;

б) эти методы, безусловно, применимы только к достаточно однородным средам, поскольку наложение вторичных сигналов, возникающих, например, при рассеянии упругой волны на границах неоднородностей, может исказить периодичность интерференции и существенно нарушить эквидистантность частот, отвечающих 2π-кратному изменению фазы сигналов.

В связи с фактической невозможностью применения по указанным причинам общепринятых методов к исследованным в настоящей работе объектам был предложен новый вариант фазового метода [2], хотя и более трудоемкий, но практически свободный от отмеченных недостатков. Метод заключается в измерении среднего интервала Δf_2, отвечающего 2π-изменению фазы сигнала, прошедшего сэндвич линия задержки — образец — линия задержки, по отношению к фазе сигнала сравнения, подаваемого непосредственно на вход приемной системы, амплитуда которого регулируется переменным аттенюатором. Для исключения фазовых сдвигов, вносимых при изменении частоты как линиями задержки, так и пьезопреобразователями, измеряется при тех же условиях интервал Δf_1 в той же измерительной ячейке, но при удаленном образце. В предположении, что фазовый сдвиг, вносимый пьезодатчиками, меняется линейно с частотой, искомая скорость звука определяется выражением

$$v = L^*\left(\frac{1}{\Delta f_2} - \frac{1}{\Delta f_1}\right)^{-1}. \qquad (1)$$

Условие линейности по частоте всех фазовых сдвигов уверенно может быть выполнено, если рабочая частота либо находится в пределах полосы пропускания датчиков, либо расположена достаточно далеко от последней. В наших экспериментах при рабочих частотах ≈ 50 МГц использовались датчики с резонансной частотой ≈ 62 МГц.

В предлагаемой схеме измерений в принципе можно использовать для анализа любой сигнал, претерпевший многократные отражения в образце, т.е. $L^* = (2k - 1)L$, $k = 1, 2, \ldots$ Однако наиболее существенным преимуществом оказывается возможность работы с первым сигналом, прошедшим образец по кратчайшему пути ($L^* = L$). В этом случае, выбирая с помощью строб-импульса для анализа часть сигнала, близкую к переднему фронту, можно минимизировать погрешность, связанную со вторичными сигналами. Очевидно также, что данный метод не предъявляет особых требований к величине затухания.

При малых толщинах образцов (≈ 1 мм) фактически оказывается возможным использовать для измерений только передний фронт прошедшего сигнала. В этом случае Δf_2 и Δf_1 в принципе зависят от положения строб-импульса. При обработке результатов необходимо следить, чтобы расчетное время пробега L^*/v в точности было равно изменению положения строб-импульса при переходе от измерений Δf_1 к измерениям Δf_2. Поскольку зачастую перемещение строб-импульса возможно только дискретными шагами, приходится прибегать к несложной экстраполяционной процедуре. В результате для коротких образцов величина поправок может достигать нескольких процентов.

2.2. Образцы

Был исследован тот же монокристалл La_2CuO_4, что и обозначенный символом «образец А» в работе [2], на котором было сделано несколько дополнительных рабочих граней. Характерные размеры $L \approx 4{,}5$ мм.

В настоящей работе исследованы также монокристаллические образцы соединения $La_{1,87}Sr_{0,13}CuO_4$. Монокристаллы указанного состава получены методом разращивания ограниченного числа зародышей [4]. Температура ТО перехода $T_0 \approx 150$ K [5].

Ввиду того что исходные монокристаллы $La_{1,87}Sr_{0,13}CuO_4$ имели достаточно большое количество трещин, для исследований было отобрано несколько небольших образцов с характерными размерами $\approx 1{,}5$ мм.

2.3. Монодоменизация монокристалла La_2CuO_4

Еще при проведении исследований МУ в La_2CuO_4, описанных в [2], было замечено, что при измерении c_{11} при быстром захолаживании разброс результатов существенно превышал ошибки измерений и воспроизводимые результаты удавалось получить только при медленном охлаждении образца. Было ясно, что эти эффекты связаны с перестройкой доменной структуры; однако было сделано ошибочное заключение, что в результате все данные оказываются усредненными по полидоменной структуре. На самом деле выяснилось, что при принятом способе измерений [2], когда образец находился под действием небольшой силы одноосного сжатия между линиями задержки достаточно долгое время при температуре, близкой к комнатной, происходила частичная или даже практически полная монодоменизация образца. Таким образом, измеренный модуль упругости на самом деле оказывался близок к истинному модулю c_{11} (ось 1 отвечает более короткой оси a), а отмечавшаяся невоспроизводимость была обусловлена заметной упругой анизотропией в ab-плоскости.

В настоящей работе монодоменизация La_2CuO_4 осуществлялась довольно просто: образец зажимался между щечками микрометра под небольшим давлением ($\approx 2 \cdot 10^6$ Н/м^2) и помещался в струю воздуха, нагретого до 40–50 °С. При этом вначале происходило легко фиксируемое микрометром сокращение образца; в дальнейшем размер стабилизировался. В предельном случае, когда нагрузка прикладывалась вначале вдоль одного из направлений, отвечающего в полидоменном образце выходу осей a и b, а затем вдоль другого, эквивалентного первому и повернутому в плоскости ab на 90°, итоговое изменение размера образца вдоль любого из этих направлений было $\Delta L/L \approx 1\%$. Эта величина вполне согласуется с различием в параметрах решетки: $2(b-a)/(b+a) \approx 10^{-2}$. В соответствии с этой процедурой измеренные скорости также менялись от максимального значения, отвечающего более короткой оси a, до минимального для оси b. При измерениях на оси b, чтобы не допустить передоменизации за счет давления в измерительной ячейке, размер вдоль оси a фиксировался небольшой струбциной. Процедура монодоменизации могла повторяться многократно с взаимной сменой осей a и b по отношению к образцу, и полученные предельные скорости всегда соответствовали одному и тому же максимальному значению для более короткой оси и минимальному для более длинной оси.

Необходимо отметить, что дифрактометрический анализ поверхностей, подвергнутых описанной выше процедуре подготовки образца, не показал полной монодоменизации. Однако на поверхности условия равновесия доменов, а также и условия монодоменизации, совершенно другие. По-видимому, по той же причине монодоменизированное состояние образца не являлось абсолютно устойчивым, и при выдержке при комнатной температуре в свободном состоянии в течение нескольких суток образец релаксировал к полидоменному состоянию.

В $La_{1,87}Sr_{0,13}CuO_4$ указанные эффекты, по-видимому вследствие низкой температуры ТО перехода, не наблюдались, и при азотной температуре измеренные нами значения скоростей действительно представляют собой величины, усредненные по полидоменной структуре.

3. Теоретический анализ упругих свойств ферроэластиков системы $La_{2-x}Sr_xCuO_4$

В настоящем разделе в интересах дальнейшего обсуждения экспериментальных результатов сначала приведен ряд соотношений, описывающих изменения упругих модулей при ТО структурном превращении и полученных в рамках теории среднего поля. Основное же содержание раздела посвящено рассмотрению задачи об определении упругих модулей полидоменного ферроэластика.

Ферроэластики можно определить как кристаллы, претерпевающие при некоторой температуре T_0 такой структурный фазовый переход, что в низкосимметричной фазе появляются спонтанные неизоморфные деформации исходной кристаллической решетки. Рассматриваемые соединения системы $La_{2-x}Sr_xCuO_4$ являются несобственными ферроэластиками, так как соответствующий параметр порядка фазового перехода преобразуется по неприводимому представлению с $k \neq 0$ [6]. Ферроэластический переход — как собственный, так и

несобственный — сопровождается возникновением двойниковой доменной структуры. Отметим, что для анализа макроскопических упругих свойств образца существенным является лишь конкретный вид возникающей при переходе спонтанной деформации.

Наличие доменной структуры оказывает большое влияние на макроскопические свойства образца. Его симметрия в масштабе, намного превышающем характерные размеры доменов, может отличаться от кристаллографической симметрии доменов. В полидоменном состоянии упругие степени свободы кристалла складываются не только из макроскопических движений всей структуры как целого, но также и из «внутренних» перемещений доменов относительно друг друга. Наличие второй группы степеней свободы приводит к смягчению упругих модулей полидоменного образца по сравнению с монодоменными.

Для облегчения сравнения с экспериментом мы будем использовать две ортогональные системы координат. Первая, с осями x_d, y_d, z, является естественной для низкотемпературной фазы рассматриваемого соединения (будем называть ее d-системой). По этой причине ею удобно пользоваться при анализе результатов в La_2CuO_4, доступном для измерений только в ортофазе. Другую систему координат x_c, y_c, z будем называть c-системой. Ее оси x_c, y_c повернуты на угол $\pi/4$ относительно x_d, y_d соответственно; она более привычна при обсуждения ТО превращения.

3.1. Изменение модулей упругости при тетра — орто фазовом превращении

Симметрийный анализ изменений МУ монодоменного образца в случае структурного превращения $I4/mmm \to Cmca$ был дан в работах [6,7]. Авторы этих работ исходили из выражения для эффективной свободной энергии:

$$F_{\text{eff}} = \frac{1}{2} r \eta^2 + \frac{1}{4} p \eta^4 +$$

$$+ [a_1(e_1 + e_2) + a_3 e_3 \pm a_6 e_6]\eta^2 + F_{\text{elast}} \; ; \quad (2)$$

$$F_{\text{elast}} = \frac{1}{2} c_{11}^{(t)}(e_1^2 + e_2^2) + c_{12}^{(t)} e_1 e_2 + c_{13}^{(t)}(e_1 e_3 + e_2 e_3) +$$

$$+ \frac{1}{2} c_{33}^{(t)} e_3^2 + \frac{1}{2} c_{44}^{(t)}(e_4^2 + e_5^2) + \frac{1}{2} c_{66}^{(t)} e_6^2 \; , \quad (3)$$

где η — ненулевая компонента двумерного параметра порядка; e_i — спонтанные деформации; $c_{ik}^{(t)}$ — модули упругости тетрагональной фазы в c-системе; r, p, a_i — феноменологические коэффициенты. Знаки $\pm$ отвечают альтернативному выбору ненулевой компоненты η.

Для скачков МУ в [6] были получены следующие выражения:

$$\Delta c_{11} = \Delta c_{22} = \Delta c_{12} = 2a_1^2/p \; ,$$

$$\Delta c_{13} = \Delta c_{23} = 2a_1 a_3/p \; , \; \Delta c_{33} = 2a_3^2/p \; , \quad (4)$$

$$\Delta c_{66} = 2a_6^2/p, \quad \Delta c_{44} = \Delta c_{55} = 0$$

($\Delta c_{ij} = c_{ij}^{(t)} - c_{ij}$, где c_{ij} — упругие модули в низкотемпературной орторомбической фазе).

Кроме того, в связи с тем, что при структурном ТО превращении оси симметрии [100] и [010] не сохраняются, в используемой тетрагональной системе координат появляются новые модули [7]:

$$c_{16} = c_{26} = -2a_1 a_6/p \; ,$$

$$c_{36} = -2a_3 a_6/p \; . \quad (5)$$

Формулы (5) отвечают верхнему знаку в (2).

Нам хотелось бы обратить внимание читателей на изменения МУ в d-системе:

$$\Delta d_{11} = 2(a_1 - a_6)^2/p \; ,$$

$$\Delta d_{22} = 2(a_1 + a_6)^2/p \; , \; \Delta d_{33} = 2a_3^2/p \; ,$$

$$\Delta d_{12} = 2(a_1^2 - a_6^2)/p \; , \quad \Delta d_{13} = 2a_3(a_1 - a_6)/p \; ,$$

$$\Delta d_{23} = 2a_3(a_1 + a_6)/p \; , \; \Delta d_{44} = \Delta d_{55} = \Delta d_{66} = 0 \; . \quad (6)$$

Как показывает анализ [6], коэффициенты a_1, a_6 не малы, имеют одинаковый отрицательный знак и, кроме того, близки друг к другу по величине; поэтому в монодоменном образце следует ожидать значительной анизотропии некоторых d-модулей.

Из (6) следует, что $\Delta d_{22} > \Delta d_{11}$. Далее, с учетом сделанного при выводе (6) выбора знака (верхний) в исходном выражении (2) и направления осей x_d, y_d (см. рис. 1) находим, что равновесное значение спонтанной деформации $\bar{e}_6 > 0$ таково, что d_{11} соответствует более короткой орторомбической оси. Таким образом, приходим к естественному заключению, что рассматриваемая система жестче в том направлении, где атомы расположены ближе друг к другу. И наоборот, принимая последнее утверждение за аксиому, приходим к выводу о совпадении знаков констант a_1 и a_6 только на основании (6).

3.2. Геометрия доменной структуры

При ферроэластических фазовых переходах в низкосимметричной фазе возникает доменная

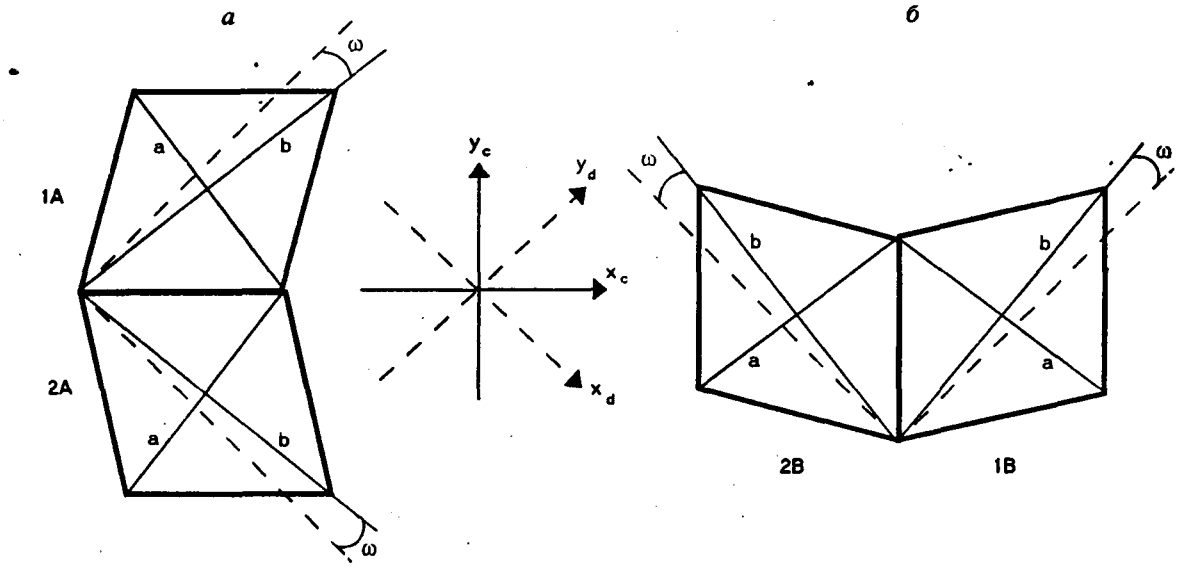

Рис. 1. Геометрические характеристики доменов в структурах *A* (*а*) и *B* (*б*).

структура, параметры которой определяются условием минимума свободной энергии системы [8]. Поскольку упругая энергия положительна, то идеальной с энергетической точки зрения будет такая доменная структура, в которой каждый из доменов находится в ненапряженном состоянии. Реально наблюдаемые доменные структуры ферроэластиков обычно близки к идеальным [9], поэтому рассмотрением таких структур мы и ограничимся. Отметим, что в этом случае свободные энергии монодоменного и полидоменного состояний совпадают (при условии отсутствия механических напряжений на поверхности образца).

При рассматриваемом ТО переходе в низкосимметричной фазе могут образоваться два типа доменов, которые в *c*-системе координат различаются знаком спонтанной деформации $\bar{e}_6$ *.

Направления доменных границ могут быть найдены из условий неразрывности среды при фазовом переходе, требующих, чтобы любой вектор, лежащий на границе до превращения, переходил в один и тот же вектор после превращения, независимо от того, принадлежащим какому из доменов он рассматривается. Таким образом, для идеальной доменной структуры в нашем случае оказываются возможными два типа границ — плоскости с нормалями n, задаваемыми соотношениями

$$\text{A)}\ \mathbf{n} \parallel [010]\ ,\quad \text{B)}\ \mathbf{n} \parallel [100]\ . \qquad (7)$$

На рис. 1 представлена геометрия доменов в обеих структурах. Домены 1*A* и 1*B* имеют положительную спонтанную деформацию $\bar{e}_6$, тем не менее при рассмотрении доменных структур мы их различаем из-за наличия разных поворотов, сопутствующих чистой деформации в силу условий неразрывности среды и идеальности доменной структуры. Аналогично различаются домены 2*A* и 2*B*, имеющие $\bar{e}_6 < 0$. Оси симметрии доменов отклоняются от x_d и y_d на угол $\omega = 1/2|\bar{e}_6| \sim 10^{-2}$.

Доменные структуры *A*- и *B*-типов представлены на рис. 2. Штриховкой схематически указаны направления деформации в доменах. Мы будем считать, что домены *1* и *2* имеют отличающиеся толщины l_1 и l_2 соответственно. Такая ситуация отвечает наиболее общему случаю, поскольку эти величины определяются не только термодинамическими условиями, а во многом зависят от наличия разного рода дефектов в кристалле, а также от условий, при которых протекал ферроэластический фазовый переход.

Макроскопическая симметрия образца, а именно она существенна в наших экспериментах, выясняется после усреднения по области с линейными размерами, намного превышающими толщины доменов. На этом уровне описания структуры *A* и *B* следует рассматривать как однородные (однородно деформированные) состояния. Хотя каждый из доменов имеет ромбическую симметрию, весь образец будет обладать моноклинными упругими свойствами. В этом легко убедиться из рис. 2, определяя наличие элементов симметрии, которые совмещают рассматриваемую структуру саму с собой (с учетом направления штриховки, изображающей спонтанные деформации различных доме-

* Имеются также антифазные домены, отвечающие $+\eta$ или $-\eta$, которые, однако, неразличимы с точки зрения макроскопических свойств, так как являются чисто трансляционными.

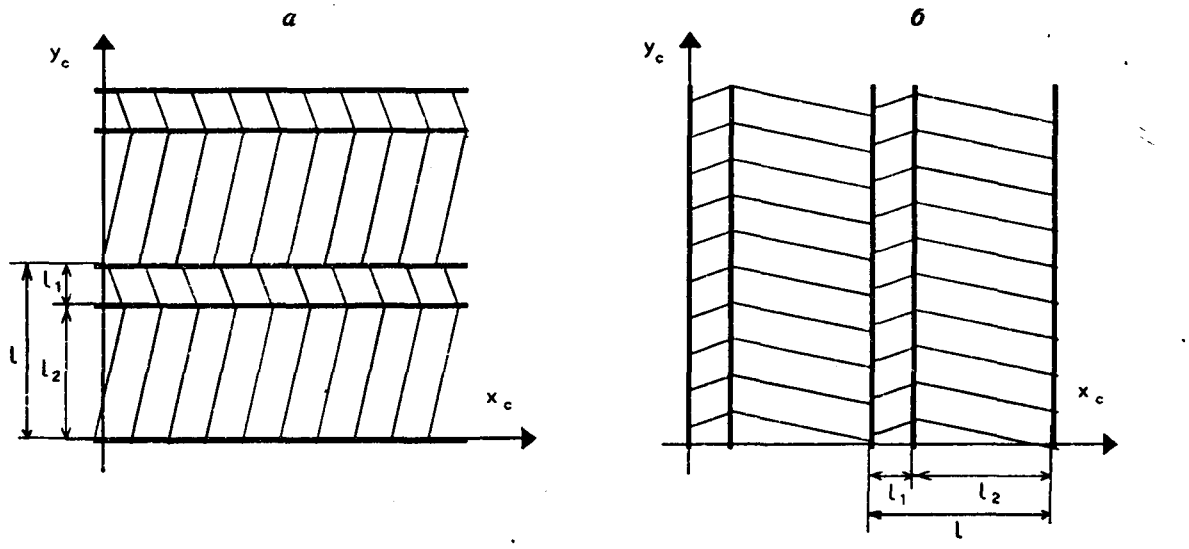

Рис. 2. Доменные структуры ферроэластика двух типов: *A* (*а*) и *B* (*б*).

нов). Имеются только инверсия, ось симметрии, перпендикулярная плоскости рисунка, и плоскость симметрии, параллельная плоскости рисунка. Ромбическая симметрия образца сохранится лишь при равной толщине доменов, однако ромбическими осями такой доменной структуры будут оси x_c и y_c, которые не совпадают с ромбическими осями доменов.

Далее подробно рассмотрим лишь структуру *A*, поскольку результаты для структуры *B* получатся из первых перестановкой индексов $x \rightleftarrows y$.

3.3. Вычисление упругих модулей полидоменного образца

Для решения поставленной задачи рассмотрим упругую энергию полидоменного кристалла. Подчеркнем, что в приводимых ниже формулах упругие деформации $u_{\alpha\beta}$ (греческими буквами обозначены декартовы индексы) есть малые возмущения на фоне равновесной конфигурации, в определение которой входили спонтанные деформации $\bar{e}_6$. Сами же $\bar{e}_6$ нигде больше фигурировать не будут.

Плотность упругой энергии отдельного слабо деформированного домена, как 1*A*, так и 2*A*, относительно его собственных ромбических осей a, b, z имеет вид [10]

$$w_{\text{dom}} = \frac{1}{2} d_{aa,aa} u_{aa}^2 + \frac{1}{2} d_{bb,bb} u_{bb}^2 + \frac{1}{2} d_{zz,zz} u_{zz}^2 + d_{aa,bb} u_{aa} u_{bb} + d_{aa,zz} u_{aa} u_{zz} + d_{bb,zz} u_{bb} u_{zz} + 2d_{ab,ab} u_{ab}^2 + 2d_{az,az} u_{az}^2 + 2d_{bz,bz} u_{bz}^2 . \quad (8)$$

Упругие модули отдельного домена обозначены буквой *d*. Используются четырехиндексные обозначения, чтобы не путать эти модули с модулями в *d*-системе координат, в которой так же, как и в *c*-системе координат, упругие модули записаны в индексах Фойгта.

Оси b доменов 1*A* и 2*A* образуют относительно с осью y_c углы φ_1 и φ_2 соответственно (рис. 1,*a*):

$$\varphi_1 = -\frac{\pi}{4} - \omega \ , \quad \varphi_2 = -\frac{3\pi}{4} + \omega = -\pi - \varphi_1 \ . \quad (9)$$

Записывая w_{dom} для доменов 1*A* и 2*A* в осях x_c, y_c, z, получаем

$$w^{(1,2)} = \frac{1}{2} c_{11} u_{xx}^2 + \frac{1}{2} c_{22} u_{yy}^2 + \frac{1}{2} c_{33} u_{zz}^2 + c_{12} u_{xx} u_{yy} + c_{13} u_{xx} u_{zz} + c_{23} u_{yy} u_{zz} + 2c_{66} u_{xy}^2 + 2c_{55} u_{xz}^2 + 2c_{44} u_{yz}^2 + 2c_{16} u_{xx} u_{xy} + 2c_{26} u_{yy} u_{xy} + 2c_{36} u_{zz} u_{xy} + 4c_{45} u_{yz} u_{xz} , \quad (10)$$

где

$$c_{11} = \frac{1}{4} d_{aa,aa}(1 - \sin 2\omega)^2 + \frac{1}{4} d_{bb,bb}(1 + \sin 2\omega)^2 + (d_{ab,ab} + \frac{1}{2} d_{aa,bb}) \cos^2 2\omega \ ,$$

$$c_{22} = \frac{1}{4} d_{aa,aa}(1 + \sin 2\omega)^2 + \frac{1}{4} d_{bb,bb}(1 - \sin 2\omega)^2 + (d_{ab,ab} + \frac{1}{2} d_{aa,bb}) \cos^2 2\omega \ ,$$

$$c_{12} = \frac{1}{2} d_{aa,bb}(1 + \sin^2 2\omega) + \frac{1}{4} (d_{aa,aa} + d_{bb,bb} - 4d_{ab,ab}) \cos^2 2\omega \ ,$$

$$c_{33} = d_{zz,zz} ,$$

$$c_{13} = \frac{1}{2} d_{aa,zz}(1 - \sin 2\omega) + \frac{1}{2} d_{bb,zz}(1 + \sin 2\omega) ,$$

$$c_{23} = \frac{1}{2} d_{aa,zz}(1 + \sin 2\omega) + \frac{1}{2} d_{bb,zz}(1 - \sin 2\omega) ,$$

$$c_{66} = \frac{1}{4}(d_{aa,aa} + d_{bb,bb} - 2d_{aa,bb}) \cos^2 2\omega + d_{ab,ab} \sin^2 2\omega ,$$

$$c_{55} = \frac{1}{2} d_{az,az}(1 - \sin 2\omega) + \frac{1}{2} d_{bz,bz}(1 + \sin 2\omega) ,$$

$$c_{44} = \frac{1}{2} d_{az,az}(1 + \sin 2\omega) + \frac{1}{2} d_{bz,bz}(1 - \sin 2\omega) ,$$

$$c_{16} = \pm \frac{1}{4} \cos 2\omega \, [d_{bb,bb}(1 + \sin 2\omega) -$$

$$- d_{aa,aa}(1 - \sin 2\omega) - 2(d_{aa,bb} + 2d_{ab,ab}) \sin 2\omega] ,$$

$$c_{26} = \pm \frac{1}{4} \cos 2\omega \, [d_{bb,bb}(1 - \sin 2\omega) -$$

$$- d_{aa,aa}(1 + \sin 2\omega) + 2(d_{aa,bb} + 2d_{ab,ab}) \sin 2\omega] ,$$

$$c_{36} = \pm \frac{1}{2}(d_{bb,zz} - d_{aa,zz}) \cos 2\omega ,$$

$$c_{45} = \pm \frac{1}{2}(d_{bz,bz} - d_{az,az}) \cos 2\omega . \qquad (11)$$

Знаки + и − в (11) относятся к доменам $1A$ и $2A$ соответственно. Подразумевается, что величины c_{ik} и $u_{\alpha\beta}$ в (10), (11) снабжены верхними индексами, показывающими принадлежность к определенному домену. Эти индексы опущены для простоты записи.

Для плотности упругой энергии рассматриваемого образца, содержащего домены $1A$ толщиной l_1 и домены $2A$ толщиной l_2, имеем

$$w = \frac{l_1 w^{(1)} + l_2 w^{(2)}}{l} = \frac{1}{2}(w^{(1)} + w^{(2)}) + \nu(w^{(1)} - w^{(2)}) , \qquad (12)$$

где $l = l_1 + l_2$; $l_1 = l(1/2 + \nu)$; $l_2 = l(1/2 - \nu)$; безразмерная величина ν изменяется от $-1/2$ до $1/2$ и характеризует относительный объем, занимаемый в образце доменом одного типа. При $\nu = \pm 1/2$ образец является монодоменным, $\nu = 0$ отвечает полидоменному состоянию с равной толщиной доменов.

При однородной деформации образца с плоскопараллельной доменной структурой деформации в каждом из доменов также будут однородными. Из условий неразрывности среды следует, что

$$u_{xx}^{(1)} = u_{xx}^{(2)} , \quad u_{zz}^{(1)} = u_{zz}^{(2)} , \quad u_{xz}^{(1)} = u_{xz}^{(2)} . \qquad (13)$$

Введем новые переменные $U_{\alpha\beta}$ и $V_{\alpha\beta}$:

$$U_{\alpha\beta} = \frac{l_1 u_{\alpha\beta}^{(1)} + l_2 u_{\alpha\beta}^{(2)}}{l} = \frac{1}{2}(u_{\alpha\beta}^{(1)} + u_{\alpha\beta}^{(2)}) + \nu(u_{\alpha\beta}^{(1)} - u_{\alpha\beta}^{(2)}) ,$$

$$V_{\alpha\beta} = \frac{1}{2}(u_{\alpha\beta}^{(1)} - u_{\alpha\beta}^{(2)}) , \qquad (14)$$

$$u_{\alpha\beta}^{(1)} = U_{\alpha\beta} + (1 - 2\nu) V_{\alpha\beta} ,$$

$$u_{\alpha\beta}^{(2)} = U_{\alpha\beta} - (1 + 2\nu) V_{\alpha\beta} .$$

Условия (13) принимают вид

$$V_{xx} = 0 , \quad V_{zz} = 0 , \quad V_{xz} = 0 . \qquad (15)$$

Переменные $U_{\alpha\beta}$ описывают деформацию образца как целого, а переменные $V_{\alpha\beta}$, с точки зрения макроскопического описания, связаны с внутренними степенями свободы — движением доменов относительно друг друга. Чтобы определить упругие модули полидоменного образца, сначала выразим w из (12) через $U_{\alpha\beta}$, $V_{\alpha\beta}$, принимая во внимание условия (15). Затем минимизируем w по оставшимся $V_{\alpha\beta}$.

Окончательно для w получаем выражение, аналогичное (10), в котором величины c_{ik} необходимо заменить на C_{ik}, задаваемые формулами

$$C_{11} = c_{11} - \psi_1(\nu) c_{16}^2 / c_{66} ,$$

$$C_{22} = c_{22} - \psi_1(\nu) c_{26}^2 / c_{66} ,$$

$$C_{33} = c_{33} - \psi_1(\nu) c_{36}^2 / c_{66} ,$$

$$C_{12} = c_{12} - \psi_1(\nu) c_{16} c_{26} / c_{66} ,$$

$$C_{13} = c_{13} - \psi_1(\nu) c_{16} c_{36} / c_{66} ,$$

$$C_{23} = c_{23} - \psi_1(\nu) c_{26} c_{36} / c_{66} ,$$

$$C_{66} = c_{66} - \psi_1(\nu) c_{26}^2 / c_{22} ,$$

$$C_{55} = c_{55} - (1 - 4\nu^2) c_{45}^2 / c_{44} ,$$

$$C_{44} = c_{44} ,$$

$$C_{16} = \psi_2(\nu) c_{16} ,$$

$$C_{26} = \psi_2(\nu) c_{26} ,$$

$$C_{36} = \psi_2(\nu)c_{36} ,$$

$$C_{45} = 2\nu c_{45} , \qquad (16)$$

где

$$\psi_1 = \frac{1 - 4\nu^2}{1 - 4\nu^2 c_{26}^2/c_{22}c_{66}} ,$$

$$\psi_2 = \left(1 - \frac{c_{26}^2}{c_{22}\,c_{66}}\right) \frac{2\nu}{1 - 4\nu^2 c_{26}^2/c_{22}c_{66}} . \qquad (17)$$

В формулах (16) и (17) знак величин c_{ik} соответствует домену 1*A*.

Формулы (11), (16) и (17) решают поставленную задачу, определяя упругие модули C_{ik} полидоменного образца через упругие модули $d_{\alpha\beta,\gamma\delta}$ отдельного домена, величину спонтанных деформаций ω при ферроэластическом фазовом переходе и параметр ν, характеризующий геометрию доменной структуры. Эти выражения являются точными в предположении, что при деформации доменные границы не смещаются относительно кристалла. Для обсуждаемой системы ввиду малости $|\bar{e}_6| \sim 10^{-2}$ поправками, связанными с ω, можно пренебречь, что приводит к значительному упрощению окончательных результатов (при этом $d_{\alpha\beta,\gamma\delta}$ не следует отличать от d_{ik}).

Таким образом, мы видим, что произвольный полидоменный образец с доменными границами рассмотренного типа с большой вероятностью должен демонстрировать упругие свойства, характерные для моноклинной решетки, несмотря на то что каждый отдельный домен имеет ромбическую симметрию. И только в случае равной толщины доменов образец будет иметь ромбическую симметрию. Формулы (16) при этом совпадают с результатами работы [11].

На рис. 2 изображена структура с чередующимися доменами типа *1* и *2* толщиной $l_1 = l(1/2 + \nu)$ и $l_2 = l(1/2 - \nu)$. Параметр ν в этом случае характеризует геометрические свойства этой структуры. Однако более существенным является то, что параметр ν определяет, насколько бóльший объем в образце занимают домены одного типа по сравнению с доменами другого типа. Таким образом, по величинам моноклинных МУ (при знании упругих модулей отдельного домена) можно судить об относительном содержании доменов определенного типа в образце. Более простой и естественный путь определения ν состоит в прямом измерении модуля D_{11} (или D_{22}), который меняется от d_{11} до d_{22} при изменении ν от 1/2 до −1/2. Функциональную зависимость $D_{11}(\nu)$ легко получить, используя (11), (16) и (17). Конечно, проведение подобных измерений оправданно только при значительном отличии d_{11} от d_{22}.

Приведем также упругие модули полидоменного образца с доменами равной толщины в *d*-системе координат, пренебрегая поправками, связанными с учетом ω:

$$D_{11} = \frac{d_{11} + d_{22}}{2} - \frac{(d_{11} - d_{22})^2}{4(d_{11} + d_{22} - 2d_{12})} -$$

$$- \frac{(d_{11} - d_{22})^2}{4(d_{11} + d_{22} + 2d_{12} + 4d_{66})} ,$$

$$D_{22} = D_{11} ,$$

$$D_{33} = d_{33} - \frac{(d_{13} - d_{23})^2}{d_{11} + d_{22} - 2d_{12}} ,$$

$$D_{44} = D_{55} = \frac{d_{44} + d_{55}}{2} - \frac{(d_{44} - d_{55})^2}{4(d_{44} + d_{55})} ,$$

$$D_{66} = d_{66} ,$$

$$D_{12} = d_{12} - \frac{(d_{11} - d_{22})^2}{4(d_{11} + d_{22} - 2d_{12})} +$$

$$+ \frac{(d_{11} - d_{22})^2}{4(d_{11} + d_{22} + 2d_{12} + 4d_{66})} ,$$

$$D_{13} = D_{23} = \frac{d_{13} + d_{23}}{2} - \frac{(d_{13} - d_{23})(d_{11} - d_{22})}{2(d_{11} + d_{22} - 2d_{12})} ,$$

$$D_{45} = - \frac{(d_{44} - d_{55})^2}{4(d_{44} + d_{55})} ,$$

$$D_{16} = D_{26} = D_{36} = 0 . \qquad (18)$$

4. Экспериментальные результаты и их обсуждение

Измеренные значения скоростей звука в монокристаллах $La_{1,87}Sr_{0,13}CuO_4$ представлены в табл. 1. (Обозначения осей приведены в *d*-системе.) Рассчитанные МУ представлены в табл. 2 как для *c*-, так и для *d*-систем координат. Напомним, что для легированных монокристаллов представленные в табл. 1, 2 данные (77 K) являются величинами, усредненными по полидоменной структуре. Измерения не выявили какой-либо значимой анизотропии в ab-плоскости, т.е. глобальная сим-

метрия наших LaSrCuO образцов близка к тетрагональной.

Таблица 1

Скорости звука в $La_{1,87}Sr_{0,13}CuO_4$ (ρ = 6,993 г/см^3)

Направление q	Поляризация	Скорость звука, 10^5 см/с	
		300 K	77 K
∥ [100]	∥ [100]	5,58	4,92
	∥ [010]	3,68	3,70
	∥ [001]	3,01	3,10
∥ [110]	QL	6,09	2,74
	QT	5,88	1,90
∥ [001]	∥ [001]	5,92	6,00
$\vartheta = 21°, \varphi = 45°$	QL	5,88	5,92
	QT	3,19	3,21

Примечание: Обозначение направлений приведено относительно d-системы координат, ϑ, φ — сферические углы, QL — квазипродольная мода, QT — квазипоперечная мода.

Изменение МУ с температурой складывается из плавных изменений, отражающих температурную зависимость силовых констант, и скачкообразных изменений при ТО переходе. Как правило, эти два вклада противоположны по знаку. Кроме того, если первый вклад не превышает 2–3%, то изменение некоторых МУ при структурных превращениях может быть значительным. В случае $La_{1,87}Sr_{0,13}CuO_4$ изменение модулей C_{11}, C_{12}, C_{66}, D_{11}, очевидно, обусловлено в первую очередь ТО превращением. Следует отметить, что приведенные в табл. 2 значения МУ (как C, так и D) получены из измеренных скоростей звука вдоль соответствующих направлений. С другой стороны, D-модули могут быть получены из C-модулей и наоборот по стандартным формулам преобразования компонент тензора МУ при повороте системы координат. Нетрудно убедиться, что полученные таким образом D-модули близки к измеренным. Из табл. 2 нетрудно видеть, что $\Delta C_{11} \approx \Delta C_{12} \approx 20 \cdot 10^{10}$ дин/см^2, $\Delta C_{66} \approx 27 \cdot 10^{10}$ дин/см^2 и выполняется соотношение $\Delta D_{11} \approx \Delta C_{11} + \Delta C_{66}$. Из анализа приведенных в табл. 2 результатов сказать что-либо о скачках модулей C_{33} и C_{13} не представляется возможным. Мы оцениваем ошибку в измерении скорости звука $\delta v/v \approx \pm 0{,}5\%$. Отсюда погрешности в определении диагональных компонент тензора МУ составляют $\approx 1\%$; для величин C_{12}, C_{13} и т.п., определяемых из более сложных соотношений, ошибки возрастают ($\delta C_{12}/C_{12} \approx \approx \pm 3\%, \delta C_{13}/C_{13} \approx \pm 9\%$).

Отметим также, что следующее из наших данных соотношение между величинами a_1 и a_6 ($|a_6/a_1| \approx 1{,}2$) несколько отличается от оценки, сделанной в работе [6] ($a_6/a_1 \approx 0{,}9$). Сравнение наших результатов с данными работы [3] выявляет их удовлетворительное согласие, а имеющиеся отличия вполне могут иметь технологическое происхождение.

Измеренные значения скоростей звука в монокристалле La_2CuO_4 приведены в табл. 3 (использована d-система), а соответствующие модули упругости — в табл. 4. Гигантская анизотропия в ab-плоскости, в частности отличие модулей d_{11} и d_{22}, вполне согласуется как со сделанной выше оценкой, что $a_1 \approx a_6$, так и с заключением о совпадении знаков этих констант. Из формул (4) и (6) следует, что

$$d_{11} - d_{22} = \Delta d_{22} - \Delta d_{11} = 8a_1a_6/p = 4\sqrt{\Delta c_{11}\Delta c_{66}}\,. \qquad (19)$$

Полагая, что чистый La_2CuO_4 по своему поведению при ТО превращении (величины скачков МУ) близок к $La_{1,87}Sr_{0,13}CuO_4$, убеждаемся в примерном выполнении соотношения (19). Из приведенных данных можно также оценить величины скачков при ТО переходе для модулей c_{33} и c_{13}. Согласно формулам (4) и (6), $d_{13} - d_{23} = 2\sqrt{\Delta c_{33}\Delta c_{66}}$, а также $\Delta c_{13} = \sqrt{\Delta c_{33}\Delta c_{11}}$. Подставляя сюда измеренные значения из табл. 2 и 4,

Таблица 2

Упругие модули в $La_{2-x}Sr_xCuO_4$

Образец	T, K	Упругие модули, 10^{10} дин/см^2											
		C_{11}	C_{12}	C_{13}	C_{33}	C_{44}	C_{66}	D_{11}	D_{12}	D_{13}	D_{33}	D_{44}	D_{66}
$La_{1,87}Sr_{0,13}CuO_4$	300	259,4	69,4	90,5	244,8	63,4	52,4	217,7	113	90,5	245	63,4	94,7
(ρ = 6,993 г/см^3)	77	241,1	49,8	90,1	251,8	67,3	25,3	169,3	121	90,1	252	67,3	95,7
$La_{1,86}Sr_{0,14}CuO_4$ [3]	300	266,6	64,9	99,2	257,1	67,7	58,7	224,5	107,1	99,2	257,1	67,7	100,9

получаем, что ожидаемые скачки имеют следующие величины: $\Delta c_{33} \approx 0{,}9 \cdot 10^{10}$ дин/см^2, $\Delta c_{13} \approx 4 \cdot 10^{10}$ дин/см^2, т.е. $\Delta c_{33}/c_{33} \approx 0{,}4\%$, $\Delta c_{13}/c_{13} \approx 4\%$. Эти оценки подтверждают, что настоящие измерения не позволяют выявить скачки модулей c_{33} и c_{13} на фоне плавных температурных изменений. Необходимы более тщательные измерения в области ТО перехода.

Таблица 3

Скорости звука в La_2CuO_4 (ρ = 7,07 г/см^3) при 77 K

Направление q	Поляризация	Скорость звука, 10^5 см/с
∥ [100]	∥ [100]	5,70 (5,49)
	∥ [010]	3,80
	∥ [001]	3,00
∥[010]	∥ [100]	3,80
	∥ [010]	4,70 (4,62)
	∥ [001]	3,25
∥ [110]	QL	6,00
	QT	2,54
∥ [001]	∥ [001]	6,24
$\theta = 45°, \varphi = 0°$	QL	5,87
	QT	3,25
$\theta = 45°, \varphi = 90°$	QL	5,79
	QT	2,83

Примечание: Обозначения, как в табл. 1, в скобках — значения скоростей при 300 K.

В табл. 4 показаны заметные отличия модулей d_{44} и d_{55}. Поскольку эти модули при ТО превращении ведут себя как $\alpha\eta^2$, их различие связано с анизотропией коэффициента пропорциональности α и может быть обнаружено только при достаточно низкой температуре.

В табл. 4 приведены также значения МУ из работы [3], которые не выявляют значительного различия d_{11} и d_{22}, вытекающего из (19). Очевидно, это может быть связано с тем, что на самом деле измерения в [3] были проведены на полидоменном образце. Используя наши значения d_{ik}, в случае $\nu = 0$ можно оценить значения D_{ik} для полидоменного образца из формул (18). Используя d_{11} и d_{22} при 300 K и полагая, что поправки, связанные с «внутренними» степенями свободы полидоменного образца, от температуры зависят слабо, получаем $D_{11} \approx D_{22} = 175{,}4 \cdot 10^{10}$ дин/см^2, что дает хорошее согласие с [3].

В заключение мы приводим табл. 5, в которой даны вычисленные значения объемного модуля для монокристаллических образцов $La_{2-x}Sr_xCuO_4$. Кроме того, мы приводим значения объемного модуля и модуля сдвига в приближении изотропного тела, полученные усреднением по Хиллу [12]. Вычислены ожидаемые значения скорости звука в поликристаллических образцах. Отметим, что ожидаемые скачки скоростей звука близки к экспериментально измеренным [13]. В табл. 5 приведены также температуры Дебая, вычисленные как для

Таблица 4

Упругие модули в La_2CuO_4

Образец	T, K	Упругие модули, 10^{10} дин/см^2								
		d_{11}	d_{22}	d_{12}	d_{13}	d_{23}	d_{33}	d_{44}	d_{55}	d_{66}
La_2CuO_4	300	213,1	151,2	—	—	—	—	—	—	—
(ρ = 7,07 г/см^3)	77	229,8	156,1	98,4	101,7	92,2	275,5	74,6	63,8	102,1
La_2CuO_4 [3]	300	174,7	173,0	90,0	92,8	99,1	266,2	65,3	66,9	99,2

Таблица 5

Расчетные физические характеристики образцов $La_{2-x}Sr_xCuO_4$

Образец	T, K	B	B_h	μ_h	Θ_D	Θ_{Dh}	v_L	v_T
		10^{10} дин/см^2			K		10^5 см/с	
$La_{1,87}Sr_{0,13}CuO_4$	300	140,4	140,4	68,6	435,7	437,1	5,76	3,13
	77	131,3	132,0	59,5	403,1	407,6	5,50	2,92
La_2CuO_4	77	130,1	134,3	69,6	433,0	436,0	5,76	3,14

анизотропного кристалла (Θ_D), так и в приближении изотропного тела (Θ_{Dh}).

Значение Θ_D вычислялось при помощи процедуры усреднения обратных кубов скоростей звука, которые являются решениями уравнения Кристоффеля, по всем возможным направлениям волнового вектора q в сферических координатах [14]. Можно отметить близость всех величин, вычисленных в приближении изотропного тела, к соответствующим значениям для реального кристалла. По-видимому, это связано с тем, что в отношении упругих свойств решетка LaSrCuO-кристаллов в тетрафазе близка к утроенной кубической решетке ($c \approx 3a$).

5. Заключение

Сформулируем основные результаты, полученные в настоящей работе.

1. Определены все компоненты тензора модулей упругости монодоменного монокристалла La_2CuO_4. Выявлена значительная анизотропия модулей упругости, связанная с анизотропией в ab-плоскости.

2. В образцах $La_{1,87}Sr_{0,13}CuO_4$ измерены изменения основных модулей упругости при тетра — орто превращении. Анализ результатов показывает их хорошее согласие с оценками, полученными в рамках теории среднего поля.

3. Построена теория упругих свойств полидоменного ферроэластика в предположении, что доменная структура образуется вследствие ферроэластического фазового перехода из тетрагональной сингонии в ромбическую. Установлено, что полидоменный образец в общем случае должен демонстрировать макроскопические моноклинные упругие свойства, однако при некоторых параметрах доменной структуры может сохранять и более высокую симметрию. Изученные кристаллы системы $La_{2-x}Sr_xCuO_4$, по-видимому, хорошо подходят для наблюдения этих эффектов ввиду большой анизотропии монокристаллических упругих модулей.

Работа частично финансируется Государственным комитетом Украины по вопросам науки и технологий. Один из нас (И. Г. К.) благодарен за поддержку Лаборатории имени Камерлинг-Оннеса (Нидерланды, Лейденский университет).

1. I. G. Kolobov, V. D. Fil, D. V. Fil, S. N. Barilo, and D. I. Zhigunov, *Phys. Rev.* B49, 7.44 (1994).
2. Н. Г. Бурма, А. Л. Гайдук, С. В. Жерлицын, И. Г. Колобов, В. Д. Филь, А. С. Панфилов, И. В. Свечкарев, А. П. Гесь, С. Н. Барило, Д. И. Жигунов, *ФНТ* 18, 247 (1992).
3. A. Migliory, J. L. Sarrao, W. M. Visscher, M. William, T. M. Bell, Ming Lei, Z. Fisk, and R. G. Leisure , *Physica* B183, 1 (1993).
4. С. Н. Барило, А. П. Гесь, С. А. Гурецкий, Д. И. Жигунов, А. А. Игнатенко, И. Д. Ломако, А. М. Лугинец, В. Н. Шамбалев, *СФХТ* 2, 138 (1989).
5. Н. Г. Бурма, А. Л. Гайдук, И. Г. Колобов, А. С. Панфилов, И. В. Свечкарев, В. Д. Филь, С. Н. Барило, Д. И. Жигунов, Л. Е. Сошников, в кн.: *Тез. докл. 29 совещ. по физике низк. температур, Казань* 3, 86 (1992).
6. Н. М. Плакида, В. С. Шахматов, *СФХТ* 6, 669 (1993).
7. W. Ting and K. Fossheim, *Phys. Rev.* B48, 16751 (1993).
8. А. Л. Ройтбурд, *УФН* 113, 69 (1974).
9. H. Schmid, E. Burkurdt, Walker, W. Brfxel, M. Clin, J.-P. Rivera, J.-L. Jorda, M. Francios, and K. Yvon, *Z. Phys.* B72, 305 (1988).
10. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Теория упругости*, Наука, Москва (1965).
11. И. М. Витебский, Н. М. Лавриненко, В. П. Семиноженко, В. Л. Соболев, *Препринт ВНИИ Монокристаллов ИМК-89-1*, Харьков (1989).
12. Т. Д. Шермергор, *Теория упругости микронеоднородных сред*, Наука, Москва (1977).
13. А. Л. Гайдук, С. В. Жерлицын, А. С. Панфилов, В. М. Пузиков, А. М. Степаненко, В. Д. Филь, А. С. Черный, *ФНТ* 13, 653 (1987).
14. Ф. И. Федоров, *Теория упругих волн в кристаллах*, Наука, Москва (1965).

The elastic moduli of single crystals of $La_{2-x}Sr_xCuO_4$ system. Anisotropy in ab plane

E. V. Bezugly, N. G. Burma, I. G. Kolobov, V. D. Fill, I. M. Vitebsky, A. N. Knigavko, N. M. Lavrinenko, S. N. Barilo, D. I. Zhigunov, and L. E. Soshnikov

The elastic moduli of single crystals of a $La_{2-x}Sr_xCuO_4$ system are measured. A considerable anisotropy of the elastic moduli is observed in untwinned samples for $x = 0$. It is found that for $x = 0.13$ some of the elastic moduli undergo abrupt changes under the tetra — ortho structure transformation. A theory of elastic properties of polydomain samples is developed.