

## Микротвердость соединений $\text{La}_2\text{CuO}_4$ и $\text{La}_{1.85}\text{Sr}_{0.15}\text{CuO}_4$ при температурах 81–292 К

© Л.С. Фоменко, С.В. Лубенец, В.С. Бобров\*, А.Н. Изотов\*

Физико-технический институт низких температур Академии наук Украины,  
310164 Харьков, Украина

\*Институт физики твердого тела Российской академии наук,  
142432 Черногловка, Московская обл., Россия

(Поступила в Редакцию 12 августа 1997 г.)

В интервале температур 81–292 К измерена микротвердость монокристаллов  $\text{La}_2\text{CuO}_4$  и  $\text{La}_{1.85}\text{Sr}_{0.15}\text{CuO}_4$  и исследовано влияние на ее величину различных факторов. Оценены термоактивационные параметры процесса пластической деформации вблизи отпечатка индентора. Изменение фазового состояния соединения  $\text{La}_{1.85}\text{Sr}_{0.15}\text{CuO}_4$  при температуре  $T_0 = 180$  К и появление границ доменов (двойников), которые формируются при сегнетоэластическом тетра → орто-переходе, не проявляются на температурной зависимости микротвердости. Результаты работы сопоставлены с полученными ранее на кристаллах  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ .

Целью данной работы является исследование микро-механических свойств монокристаллов  $\text{La}_2\text{CuO}_4$  (LCO) и  $\text{La}_{1.85}\text{Sr}_{0.15}\text{CuO}_4$  (LSCO) в интервале температур 81–292 К. Эти кристаллы относятся к типичным металлооксидным соединениям с перовскитоподобной структурой. Интерес к их исследованию возник в связи с проблемой ВТСП.

Хотя явление высокотемпературной сверхпроводимости было открыто на лантановом соединении  $\text{La-Ba-Cu-O}$  ( $T_c < 40$  К), пластические и прочностные характеристики ВТСП-систем на основе оксида лантана практически не изучены. В отношении сверхпроводимости более перспективными оказались обнаруженные вскоре ВТСП на основе оксидов иттрия и висмута, у которых температура сверхпроводящего перехода существенно выше. Механические свойства этих материалов изучаются весьма интенсивно разными методами на монокристаллах и поликристаллических объектах, полученных с помощью разных технологий, и охватывают широкую область температур и составов [1–16].

Соединения LCO и LSCO испытывают мягкомодовый структурный фазовый переход тетра → орто (ТО) при температурах 530 и 180 К соответственно [17]. В области температур 81–292 К кристаллы LCO имеют орторомбическую решетку, а LSCO — тетрагональную и орторомбическую, что позволяет изучить влияние решеточного перехода на температурную зависимость микротвердости. Первые измерения микротвердости соединений LCO и LSCO при комнатной температуре были проведены в работах [18] (монокристаллы) и [19] (керамика). Результаты настоящих измерений сопоставлены с данными, полученными ранее на кристаллах  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$  (YBCO).

### 1. Методика эксперимента

Монокристаллы LCO и LSCO выращивались по методике, описанной в [20,21]. Исходные кристаллы LCO имели форму косоугольных призм размером примерно

$4 \times 4 \times 2$  мм с габитусными плоскостями (001) и {111} либо пластинок толщиной  $\sim 1.5$  мм с основной плоскостью (001) размером  $\sim 6 \times 4$  мм. В кристаллах LSCO четко выраженной была только габитусная плоскость (001). Кристаллы LSCO переходили в сверхпроводящее состояние при  $T_c \approx 25$  К.

Методика индентирования не отличалась от описанной в [4]. Величину микротвердости по Виккерсу определяли по формуле

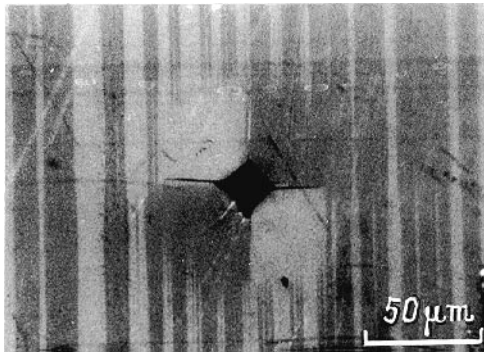
$$H_V = 1.1854P/(2a)^2,$$

где  $2a$  — длина диагонали отпечатка индентора. Нагрузка на индентор  $P$  изменялась в интервале 0.05–1 Н. При каждой температуре на поверхность образца наносилось не менее 10 отпечатков индентора. В работе приведены средние значения  $H_V$ ; ошибка их определения не превышала 1–2%. Температурная зависимость микротвердости измерялась на одном образце. Исследование дефектной структуры исходных и индентированных образцов проводилось с помощью металлографического микроскопа в нормальном и поляризованном свете. Линейные размеры отпечатков индентора измерялись с помощью микроскопа-твердомера ПМТ-3.

### 2. Результаты и обсуждение

1) Доменная структура кристаллов LCO и ее перестройка под действием механических напряжений. Исходные кристаллы LCO имели доменную структуру, которая при наблюдении в поляризованном свете на плоскости (001) проявлялась как система чередующихся светлых и темных полос (доменов) шириной  $\sim 5$ – $20$  мкм, параллельных направлению  $\langle 110 \rangle$ . Окраска доменов могла быть изменена на противоположную при изменении положения анализатора. Изредка можно было наблюдать две системы доменов с взаимно перпендикулярными границами.

Под действием сосредоточенной силы исходная полидоменная структура перестраивалась (рис. 1). Направление движения доменных границ, приводящее к росту светлых или темных доменов, определялось знаком



**Рис. 1.** Доменная структура кристалла  $\text{La}_2\text{CuO}_4$ , наблюдаемая в поляризованном свете вблизи отпечатка индентора. Плоскость индентирования (001), нагрузка  $P = 1.5 \text{ N}$ ,  $T = 292 \text{ K}$ . Светлые и темные области — различные ориентационные состояния, находящиеся в двойниковом положении относительно друг друга.

напряжений, действующих вблизи отпечатка индентора (см. схему на рис. 3 в работе [2]). В результате темные домены расширялись и поглощали светлые в первом и третьем квадранте. В двух других квадрантах наблюдалось обратное явление: расширение светлых доменов и поглощение ими темных. Эта локальная монодоменизация охватывала небольшую область в окрестности отпечатка индентора, как видно из рис. 1.

Перестройка доменной структуры протекала за времена порядка минуты, что свидетельствует о высокой подвижности границ в LCO уже при комнатной температуре. Отметим, что в кристаллах YBCO границы доменов имели гораздо меньшую подвижность: границы узких доменов смещались при комнатной температуре в течение суток, а для стимуляции движения границ широких доменов был необходим нагрев до 350–420 K [2]. Движение границ доменов (двойников) в YBCO контролируется диффузионным перемещением атомов кислорода [22], а в LCO — переориентацией октаэдров  $\text{CuO}_6$  [23]. Более высокая подвижность двойниковых границ в LCO означает, что энергия активации переориентации октаэдров  $\text{CuO}_6$  ниже, чем энергия активации диффузии кислорода в YBCO, равная примерно 1 eV [24,25].

Частичная или полная монодоменизация кристаллов LCO при приложении однородной внешней нагрузки наблюдалась в [26,27]. Перестройка доменной структуры в LCO под воздействием электронного пучка, а также при нагреве или охлаждении в колонне электронного микроскопа изучалась в [28].

Наличие в кристаллах LCO доменов и их переключение под действием механических напряжений позволяют отнести эти кристаллы к классу сегнетоэластиков [29]. Изменение точечной группы  $4/m\bar{3}m$  на  $m\bar{3}m$  при структурном фазовом переходе ТО соответствует одному из 52 видов чистых сегнетоэластических переходов [30].

Количество типов доменов, на которое разбивается кристалл при переходе в сегнетоэластическое состояние, определяется отношением порядка точечных групп

исходной и сегнетоэластической фаз [31], а геометрия доменной структуры, формирующейся при сегнетоэластическом фазовом переходе, может быть предсказана из условия минимума упругой энергии образца [32]. В случае перехода  $4/m\bar{3}m \rightarrow m\bar{3}m$  в сегнетоэластической фазе могут реализоваться четыре ориентационных состояния [31]. При этом можно выделить две системы доменов. Домены, принадлежащие одной системе, находятся в двойниковом положении относительно друг друга, а граница между ними имеет на плоскости (001) направление, близкое к  $\langle 110 \rangle$  [33]; доменные границы, принадлежащие разным системам, взаимно перпендикулярны. Наблюдавшиеся нами экспериментально число, форма и взаимное расположение доменов в LCO соответствуют вышеописанной картине.

Было показано [34], что границы двойников в YBCO создают довольно сильные барьеры для движения скользящих дислокаций. Однако мы не обнаружили заметного изменения микротвердости при ТО-переходе, в результате которого формируется доменная структура, ни в кристаллах LSCO при понижении температуры, ни в кристаллах YBCO при изменении концентрации кислорода [6]. Одинаковой оказалась также величина микротвердости двойникованных и раздвойникованных кристаллов YBCO [35]. Таким образом, двойниковая (доменная) структура ВТСП-оксидов, очевидно, слабо влияет на сопротивление пластической деформации при индентировании.

Рассмотрим влияние на измеряемые микромеханические характеристики кристаллов других факторов: нагрузки на индентор, анизотропии кристалла, легирования, температуры, ТО-фазового перехода.

2) Влияние нагрузки. При комнатной температуре для кристаллов LCO были получены подробные зависимости диагонали отпечатка и длины радиальной трещины от нагрузки на индентор. Линейность соотношения между величинами  $(2a)^2$  и  $P$ , указывающая на постоянство микротвердости, сохранялась для нагрузок  $P \leq 0.50 \text{ N}$ . При  $P \geq 0.70 \text{ N}$  наблюдалось отклонение от линейности в сторону более высоких значений диаметра отпечатка, что связано, по-видимому, с имевшим место трещинообразованием. Подобное влияние нагрузки на микротвердость кристалла LCO и LSCO наблюдалось ранее в [18]. Пороговая нагрузка, начиная с которой на поверхности кристалла оставался видимый отпечаток, близка к нулю, в то время как для исследованных в [3] кристаллов YBCO пороговая нагрузка составляла примерно 0.01–0.02 N.

Зависимость длины  $l$  радиальной трещины от нагрузки хорошо описывалась соотношением  $l^{3/2} \sim P$  во всем интервале изменения нагрузок. Критический коэффициент интенсивности напряжений (вязкость разрушения), вычисленный по формуле [36]

$$K_{Ic} = 0.1P/l^{3/2},$$

оказался равным  $0.96 \text{ MPa}\cdot\text{m}^{1/2}$ . Эта величина близка к полученной ранее для кристаллов YBCO [1,3,5] и в несколько раз выше, чем для висмутсодержащих ВТСП [11,12].

**Таблица 1.** Микротвердость кристаллов  $\text{La}_2\text{CuO}_4$  для различных плоскостей индентирования и направлений диагонали индентора ( $T = 292 \text{ K}$ )

Микротвердость $H_V$ , GPa	Плоскость индентирования	Направление диагонали индентора
7.44	(001)	$\langle 110 \rangle$
8.05	(001)	$45^\circ$ к $\langle 110 \rangle$
8.24	{111}	$\langle 110 \rangle$
6.87	{111}	$45^\circ$ к $\langle 110 \rangle$

3) Анизотропия микротвердости. Микротвердость кристалла LCO была измерена на двух габитусных плоскостях (001) и {111} при положениях диагонали индентора, совпадающих с направлением  $\langle 110 \rangle$  и под углом  $45^\circ$  к направлению  $\langle 110 \rangle$ . Полученные значения  $H_V$  приведены в табл. 1. Видно, что анизотропия первого рода (влияние на измеряемую величину  $H_V$  направления диагонали индентора относительно кристаллографического направления на выбранной плоскости [37]) в кристаллах LCO выражена более ярко, чем анизотропия второго рода (зависимость величины  $H_V$  от плоскости индентирования). Анизотропия выражена сильнее на плоскости {111}, где различие измеряемых значений  $H_V$  составляет примерно 20%, а на плоскости (001) это различие не превосходит 8.2%.

Анизотропия первого рода того же знака наблюдалась ранее в орторомбических кристаллах YBCO [2], причем отношение  $(H_V^{(100)} - H_V^{(110)})/H_V^{(110)}$  в кристаллах, насыщенных кислородом, достигало 50–80%. Анизотропия второго рода (индентирование габитусных плоскостей (100) и (001)) характеризуется следующими величинами: отношение  $H_V^{(100)}/H_V^{(001)}$  равно примерно 1.8 для тетрагональной фазы YBCO и 1.2 для орторомбической фазы [38]. Последняя величина близка к полученной нами на орторомбических кристаллах LCO при индентировании плоскостей (001) и {111}.

Имеющая место в кристаллах LCO, YBCO [2,38] и Bi2212 [12] анизотропия микротвердости связана, очевидно, с анизотропией развития пластических сдвигов в этих кристаллах.

4) Влияние легирования. Замещение части атомов лантана атомами стронция привело к заметному увеличению микротвердости, которое при комнатной температуре составляет  $\sim 20\%$ . Этот результат не вполне согласуется с данными работы [19]. Хотя авторы [19] и отмечают упрочняющее влияние легирования, экспериментально ими получено более высокое значение микротвердости для LCO ( $H_V = 9.24 \text{ GPa}$ ) по сравнению с LSCO ( $H_V = 8.94 \text{ GPa}$ ). Возможно, это связано с тем, что керамические образцы LCO имели намного меньший размер зерна, чем LSCO, а увеличение размера зерна приводит, по мнению авторов [19], к размягчению керамики.

Линейный по концентрации Li и Zn рост микротвердости наблюдался ранее на легированных кристаллах YBCO [39] и был связан с доминирующей ролью

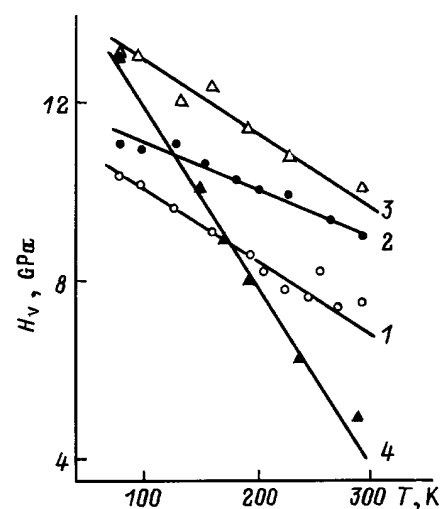
твердорастворного упрочнения. Эта же причина может обуславливать рост микротвердости при легировании и в изученных нами кристаллах.

5) Влияние температуры. Как видно из рис. 2, микротвердость кристаллов LCO и LSCO, так же как и исследованных в [4–6] кристаллов YBCO, линейно возрастает при понижении температуры. Относительный рост микротвердости при изменении температуры от 292 до 81 К составил 37% для кристаллов LCO и 22% для кристаллов LSCO. Близкими по величине оказались наклоны зависимостей  $H_V(T)$  для кристаллов LCO и YBCO ( $x = 0.1$ ) [6]. Микротвердость кислороддефицитных кристаллов YBCO ( $x \geq 0.4$ ) более чувствительна к температуре. Легирование кристаллов LCO стронцием привело к ослаблению зависимости  $H_V(T)$ .

Зависимость  $H_V(T)$  кристаллов LCO и LSCO существенно сильнее, чем зависимость от температуры модулей упругости [27,40], что свидетельствует о термоактивированном характере микропластической деформации. Для оценки термоактивационных параметров процесса пластической деформации вблизи отпечатка индентора воспользуемся приближенным соотношением для температурной зависимости микротвердости в виде, приведенном в [4,37,41],

$$H_V = (U_0 - kT)\beta \ln m/\gamma,$$

где  $U_0$  — энергия активации процесса деформации в отсутствие внешнего напряжения (высота потенциального барьера),  $\gamma$  — активационный объем,  $\beta = 6$  — множитель, включающий в себя фактор Шмида и коэффициент пропорциональности между величиной микротвердости и значением предела текучести,  $m$  — отношение предэкспоненты в уравнении Аррениуса к скорости пластической деформации,  $\ln m = 20$  [4]. Результаты оценки приведены в табл. 2

**Рис. 2.** Температурные зависимости микротвердости кристаллов  $\text{La}_2\text{CuO}_4$  (1),  $\text{La}_{1.85}\text{Sr}_{0.15}\text{CuO}_4$  (2), полученные при индентировании плоскости (001). Нагрузка  $P = 0.35 \text{ N}$ , направление диагонали индентора параллельно направлению  $\langle 110 \rangle$ . Для сопоставления приведены данные по микротвердости кристаллов  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$  [6] ( $x = 0.1$  (3) и  $0.9$  (4)).

**Таблица 2.** Параметры экспериментальных зависимостей  $H_V(T)$  и термоактивационные параметры уравнений Аррениуса для кристаллов  $\text{La}_2\text{CuO}_4$ ,  $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ ,  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$  [6] и Ge [41]

Кристалл	Концентрация кислорода или стронция $x$	Параметры зависимости $H_V(T)$		Термоактивационные параметры		
		$H_V$ , GPa		$\delta H_V / \delta T$ , $10^{-2}$ GPa/K	$U_0$ , eV	$\gamma \cdot 10^{24}$ , $\text{cm}^3$
		292 K	0 K			
$\text{La}_2\text{CuO}_4$		6.9	11.8	1.6	1.27	103.5
$\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$	0.15	9.0	12.2	1.1	1.9	150.5
$\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$	0.1	9.9	14.65	1.6	1.57	103.5
$\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$	0.3					
$\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$	0.4	5.3	17.1	4	0.73	41.4
$\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$	0.9	4	16.45	4.25	0.66	39.0
Ge ( $T = 550$ K)		7.5	19	4	1.5	80

Примечание. Значения  $H_V$  ( $T = 0$  K) получены путем экстраполяции экспериментальных зависимостей. В случае Ge линейность зависимости  $H_V(T)$  нарушается при  $T < 550$  K.

Сопоставление приведенных в табл. 2 данных для металлооксидов семейства YBCO и LSCO и кристаллов элементарных полупроводников Ge и Si [4,41] позволяет предположить, что механизмы пластической деформации этих кристаллов имеют общую природу. Наиболее вероятными являются генерация и движение дислокаций в рельефе Пайерлса.

б) Влияние тетра-орто-перехода. Как видно из рис. 2, на температурной зависимости микротвердости кристаллов LSCO отсутствуют какие-либо особенности в области структурного фазового перехода ( $T_0 \approx 180$  K). Изменение фазового состояния кристалла YBCO за счет изменения концентрации кислорода (ТО-превращения) происходит при  $x_c \approx 0.6$  [6].

Рассмотрим возможные причины такого поведения микротвердости в случае кристаллов LSCO. Характеристики пластической деформации при фазовом переходе прежде всего должны быть согласованы с изменением упругих свойств кристалла. Модули упругости соединения LSCO в области температуры фазового перехода детально изучались в ряде теоретических [17,42] и экспериментальных [27,43] работ. Симметричный анализ  $I4/mmm \rightarrow Cmc$ -перехода, проведенный в работе [17], позволил рассчитать относительные скачки модулей упругости, исходя из значений параметров кристаллической решетки. Абсолютные значения модулей и их изменение при фазовом переходе были экспериментально измерены на монокристаллах  $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$  для  $x = 0.13$  [27] и  $0.14$  [43]. Один из важных выводов состоит в том, что при мягкомодовом ТО-переходе модуль  $C_{44}$  практически не изменяется, в то время как некоторые другие модули уменьшаются довольно сильно, в частности модуль  $C_{66}$  уменьшается более чем на 50% [27].

Для кристаллов семейства LSCO, так же как и для семейства YBCO, характерными являются две моды деформации: двойникование и скольжение. В литературе отсутствуют сведения о двойниковании тетрагональной модификации LSCO. Однако, как следует из изложенного выше, двойникование чрезвычайно легко протекает в

ортофазе по двум системам:  $(110)[1\bar{1}0]$  и  $(1\bar{1}0)[110]$ . Ввиду малой величины двойникового сдвига доля двойникования в пластической деформации кристаллов LSCO невелика и не превышает 1.7% при полном передвойниковании всего образца. Таким образом, значительные деформации, имеющие место вблизи отпечатка индентора и составляющие  $\sim 7\%$ , обусловлены главным образом скольжением.

К настоящему времени не изучены типы и структура дислокаций в LSCO, не определены системы скольжения; лишь в [28] отмечено, что в кристаллах  $\text{La}_2\text{CuO}_4$  наблюдались ростовые дислокации незначительной плотности. По аналогии с YBCO можно предположить, что в кристаллах LSCO плоскостью скольжения является базисная плоскость (001), а вектор Бюргерса имеет направление  $\langle 100 \rangle$ . Это означает, что упругие свойства дислокаций и их подвижность определяет модуль  $C_{44}$ , который, как упоминалось выше, практически не изменяется при структурном ТО-переходе. Очевидно, неизменными остаются также системы скольжения и структура дислокаций и соответственно величина микротвердости.

Авторы признательны В.Д. Нацкику за поддержку и за обсуждение рукописи.

Настоящая работа выполнена при финансовой поддержке Государственного комитета Украины по вопросам науки, техники и промышленной политики (проект 0.9.01.01/033-92 "Материал") и Российского ГНТП ВТСП "Релок".

## Список литературы

- [1] R.F. Cook, T.R. Dinger, D.R. Clarke. Appl. Phys. Lett. **51**, 6, 454 (1987).
- [2] В.С. Бобров, В.К. Власко-Власов, Г.А. Емельченко, М.В. Инденбом, М.А. Лебедев, Ю.А. Осипьян, В.А. Татарченко, Б.Я. Фарбер. ФТТ **31**, 4, 93 (1989).
- [3] В.В. Демирский, Х.-Й. Кауфманн, С.В. Лубенец, В.Д. Нацкик, Л.С. Фоменко. ФТТ **31**, 6, 263 (1989).

- [4] Б.Я. Фарбер, Н.С. Сидоров, В.И. Кулаков, Ю.А. Иунин, А.Н. Изотов, Г.А. Емельченко, В.С. Бобров, Л.С. Фоменко, В.Д. Нацик, С.В. Лубенец. СФХТ **4**, 12, 2394 (1991).
- [5] С.В. Лубенец, В.Д. Нацик, Л.С. Фоменко, М.Н. Сорин, Н.М. Чайковская, В.С. Бобров, А.Н. Изотов, А.А. Жохов. СФХТ **6**, 7, 1406 (1993).
- [6] С.В. Лубенец, В.Д. Нацик, Л.С. Фоменко, В.С. Бобров, А.Н. Изотов. ФНТ **21**, 3, 324 (1995).
- [7] Н.Н. Песчанская, Б.И. Смирнов, В.В. Шпейзман, П.Н. Якушев. ФТТ **30**, 11, 3503 (1988).
- [8] Н.Н. Песчанская, Б.И. Смирнов, Ю.П. Степанов, В.В. Шпейзман, П.Н. Якушев. ФТТ **31**, 4, 271 (1989).
- [9] Н.Н. Песчанская, Б.И. Смирнов, В.В. Шпейзман. ФТТ **31**, 8, 292 (1989).
- [10] В.В. Шпейзман, Б.И. Смирнов, Н.Н. Песчанская, Л.К. Марков. ФТТ **33**, 7, 2198 (1991).
- [11] С.В. Лубенец, В.Д. Нацик, Н.М. Сорин, Л.С. Фоменко, Н.М. Чайковская, Х.-Й. Кауфманн, К. Фишер. СФХТ **3**, 8, Ч. 2, 1857 (1990).
- [12] J.H. Jia, Q.P. Kong. Phys. Stat. Sol. (a) **145**, 1, K51 (1994).
- [13] M. Muralidhar, K. Narasimha Reddy, V. Hari Badu. Phys. Stat. Sol. (a) **126**, 1, 115 (1991).
- [14] J. Rabier, M.F. Denanot. Less Comm. Met. **164 & 165**, 223 (1990).
- [15] М.Ф. Имаев, Ф.Ф. Мусин, Р.О. Кайбышев, М.Р. Шагиев. ДАН РАН **338**, 2, 184 (1994).
- [16] K.C. Goretta, E.J. Zamirovski, J.M. Calderon-Moreno, D.J. Miller, Nan Chen, T.G. Holesinger, J.L. Routbort. J. Mater. Res. **9**, 541 (1994).
- [17] Н.М. Плакида, В.С. Шахматов. СФХТ **6**, 4, 669 (1993).
- [18] L.S. Fomenko, H.-J. Kaufmann, S.V. Lubenets, V.D. Natcik, T.S. Orlova, N.N. Peschanskaya, V.V. Shpeizmann, B.I. Smirnov. Acta Univ. Carolinae—mathematica et physica **32**, 1, 131 (1991).
- [19] M. Stubičar, M. Tuda, V. Žerjav, N. Stubičar, M. Prester, N. Brničević. J. Cryst. Growth **91**, 3, 423 (1988).
- [20] V.V. Tatarchenko, G.A. Emelchenko, N.V. Abrosimov, V.A. Borodin, L.Ya. Vinnikov, O.V. Zharikov, A.A. Zhokhov, P.A. Kononovich, V.M. Masalov, I.M. Romanenko, V.V. Ryazanov, L.I. Chernyshova. Int. J. Mod. Phys. **B3**, 2, 289 (1989).
- [21] A.N. Maljuk, A.A. Zhokhov, G.A. Emelchenko, I.I. Zverkova, A.N. Turanov, V.Sh. Shekhtman. Physica **C214**, 1–2, 93 (1993).
- [22] Л.А. Доросинский, М.В. Инденбом, В.И. Никитенко, Б.Я. Фарбер. Письма в ЖЭТФ **49**, 3, 156 (1989).
- [23] В.В. Зоникашвили, В.И. Сердобинцев, И.А. Наскидашвили, Л.М. Колесникова, Н.М. Ястребова. ФТТ **33**, 10, 2806 (1991).
- [24] S.J. Rothman, J.L. Routbort, J.E. Baker. Phys. Rev. **B44**, 5, 2326 (1991).
- [25] J.R. Cost, J.T. Stanley. Scripta Met. Mater. **28**, 7, 773 (1993).
- [26] A. Sawada, Y. Nishihata, K. Oka, H. Unoki. Jap. J. Appl. Phys. **28**, 10, L1787 (1989).
- [27] 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. ФНТ **21**, 1, 86 (1995).
- [28] В.А. Гончаров, Ю.А. Осипьян, Э.В. Суворов, А.А. Сергеев. Изв. РАН. Сер. физ. **59**, 2, 133 (1995).
- [29] Л.А. Шувалов. Изв. АН СССР. Сер. физ. **43**, 8, 1554 (1979).
- [30] K. Aizu. J. Phys. Soc. Jap. **27**, 2, 387 (1969).
- [31] K. Aizu. Phys. Rev. **B2**, 3, 754 (1970).
- [32] А.Л. Ройтбурд. УФН **113**, 1, 69 (1974).
- [33] J. Sapriel. Phys. Rev. **B12**, 11, 5128 (1975).
- [34] J. Rabier, M.F. Denanot. Phil. Mag. **A65**, 2, 427 (1992).
- [35] A.S. Raynes, S.W. Freiman, F.W. Cayle, D.L. Kaiser. J. Appl. Phys. **70**, 10, 5254 (1991).
- [36] G.R. Anstis, P. Chantikul, B.R. Lawn, D.R. Marshall. J. Am. Cer. Soc. **64**, 533 (1981).
- [37] Ю.С. Боярская, Д.З. Грабко, М.С. Кац. Физика процессов микровдавливания. Кишинев (1986). 296 с.
- [38] E. Cruceanu, J. Deutz, H. Klein, W. Schmitz, H. Ullmaier. Mater. Sci. Eng. **A169**, L9 (1993).
- [39] H.C. Ling, M.F. Yan. J. Appl. Phys. **64**, 3, 1307 (1988).
- [40] С.В. Лубенец, В.Д. Нацик, Л.С. Фоменко. ФНТ **21**, 5, 475 (1995).
- [41] В.И. Трефилов, Ю.В. Мильман, С.А. Фирстов. Физические основы прочности тугоплавких металлов. Киев (1975). 315 с.
- [42] Wu Ting, K. Fossheim. Phys. Rev. **B48**, 22, 16751 (1993).
- [43] A. Migliori, J.L. Sarrao, W.M. Visscher, M. William, T.M. Bell, Lei Ming, Z. Fisk, R.G. Leisure. Physica **B183**, 1 & 2, 1 (1993).