

# Низкотемпературная пластичность чистого параводорода

© Л.А. Алексеева, Д.Н. Казаков\*

Физико-технический институт низких температур им. Б.И. Веркина Национальной академии наук Украины,  
61103 Харьков, Украина

\* Специализированное научное предприятие „КОРТЭК“,  
119361 Москва, Россия

E-mail: alekseeva@ilt.kharkov.ua

(Поступила в Редакцию 23 ноября 2006 г.  
В окончательной редакции 9 апреля 2007 г.)

Методом ступенчатого нагружения в условиях одноосного растяжения при температурах 1.8–4.2 К измерены кривые деформации  $\sigma(\epsilon)$  монокристаллов чистого параводорода ( $p\text{-H}_2$ ) (99.9999 mol.%), в котором содержание стабильного изотопа — дейтерия — было значительно понижено ( $[D]/[H] \sim 0.005\text{--}0.006 \text{ at.}\%$ ) по сравнению с природным изотопным составом. Для понижения содержания дейтерия в параводороде впервые использовался метод кристаллизации в твердую фазу, ее последующего плавления и дистилляции полученных в результате паров. Выявлено аномальное понижение предела текучести монокристаллов с понижением температуры. Характер аномалии указывает на когерентное зонное движение дефектов (скорее всего, перегибов на дислокациях), обеспечивающих низкотемпературную пластичность исследованного чистого  $p\text{-H}_2$ .

PACS: 62.20.-x, 67.80.-s

## 1. Введение

Твердый водород представляет интерес для низкотемпературной физики пластичности и прочности прежде всего как представитель уникальной группы квантовых кристаллов (отвердевшие изотопы гелия и водорода) с чрезвычайно высокой интенсивностью нулевых решеточных колебаний [1]. Среднеквадратичное смещение образующих кристалл частиц относительно равновесных положений в решетке при температуре  $T = 0 \text{ К}$  в случае He достигает  $\sim 30\%$ , а в молекулярном  $\text{H}_2$  приближается к  $\sim 20\%$  от параметра решетки. В классических кристаллах обычно такие значения нормированных амплитуд достигаются лишь вблизи точки плавления.

При обсуждении закономерностей пластической деформации квантовых кристаллов в первую очередь обращают внимание на возможность реализации в них чисто квантового (туннельного) [2,3] зарождения и перемещения на большие расстояния элементарных „носителей“ пластичности — вакансий и дислокаций, тогда как классическая теория пластичности базируется на представлениях о термоактивационном характере этих процессов. При изучении данной проблемы водород обладает преимуществом по сравнению с гелием. В отличие от твердого гелия водород можно получить в виде свободно стоящих образцов и реализовать в них простые схемы однородной пластической деформации, осуществляемой перемещением микродефектов или линейных несовершенств — дислокаций — по одной системе скольжения, как того требует теория. При условии [4] высокой чистоты и совершенства кристалла квантовый характер пластичности  $\text{H}_2$  может обнаруживаться практически во всей области существования его кристаллического состояния, поскольку величины  $\theta_D$  температуры Дебая ( $\sim 118 \text{ К}$ ) на порядок величины превосходит температуру плавления ( $\sim 14 \text{ К}$ ) [1].

Вместе с тем некоторые специфические особенности молекулярного и решеточного строения твердого водорода существенно затрудняют физическую интерпретацию результатов деформационных экспериментов, однозначную идентификацию элементарных процессов пластичности и возможного влияния на них квантовых эффектов. Наиболее значительная особенность — существование в природе (см., например, [5]) двух спиновых модификаций  $\text{H}_2$  (орто- $\text{H}_2$  и пара- $\text{H}_2$ , спины ядер соответственно параллельны или антипараллельны). Параводород в твердом состоянии представляет собой кристаллическую матрицу из сферически симметричных молекул  $p\text{-H}_2$ , часть узлов которой занята молекулами  $o\text{-H}_2$ .

Ортомoleкулы существенно искажают<sup>1</sup> вокруг себя кристаллическую структуру и тем самым нарушают квантовую когерентность коллективных атомных перестроек, определяющих пластическую деформацию (движение элементов дислокационных линий, дислокационно-вакансионные процессы и т.п.). При наличии в  $\text{H}_2$  ортомодификации его пластичность оказывается значительно пониженной, а прочность растет [6,7]. Столь же значительно влияет на протекание процессов пластической деформации твердого  $\text{H}_2$ , значительно ослабляя их квантовый характер [8,9], примесь естественного стабильного изотопа водорода — дейтерия (атомная концентрация  $[D]/[H] \sim 0.0147\text{--}0.0156 \text{ at.}\%$  [10]). Принципиально дейтерий в газовой и, следовательно, в твердой фазах  $\text{H}_2$  может существовать в виде аксиально-симметричных молекул HD и D<sub>2</sub>. Роль этих молекул

<sup>1</sup> Молекулы  $p\text{-H}_2$  в кристалле находятся в основном вращательном состоянии  $J = 0$  ( $J$  — угловой момент молекулы в единицах  $h/2\pi$ ). Плотность распределения электронного заряда в этом случае обладает сферической симметрией, поэтому парамoleкулы взаимодействуют посредством лишь слабых Ван-дер-Ваальсовых сил (в отличие от ортомoleкул, которые несут на себе квадрупольный момент).

как дефектов кристаллической структуры и центров торможения пластического скольжения (движения дислокаций) связана не только с их аксиально-симметричной формой, но и с большой массой. Поэтому основной задачей при исследовании пластичности водорода является получение как можно более совершенных<sup>2</sup> монокристаллов  $p\text{-H}_2$  высокой не только химической, но и изотопической чистоты.

В данной работе исследована низкотемпературная пластичность параводорода высокой чистоты (99.9999 mol.%) с содержанием  $[D]/[H] \sim 0.005\text{--}0.006 \text{ at.}\%$ . Были измерены диаграммы деформирования  $p\text{-H}_2$ , изучена их стадийность и определены наиболее „грубые“ характеристики процесса пластического течения, представляющие основной интерес с точки зрения теории: предел текучести, его чувствительность к изменениям температуры, коэффициенты упрочнения на различных стадиях пластической деформации, пределы прочности и значения полной деформации до разрушения (резерв пластичности).

## 2. Методика эксперимента

Для приготовления параводорода использовался нормальный водород ( $n\text{-H}_2$ , 75 mol.%  $o\text{-H}_2$ ), очищенный с помощью реактора типа СХПВ-500 (Москва) [14] в результате взаимодействия с гранулированным сорбентом, синтезированным на основе сплавов интерметаллических соединений. В режиме глубокой очистки чистота газообразного водорода на выходе реактора достигала  $\sim 1 \cdot 10^{-4} \text{ mol.}\%$ . Содержание ортомодификации в  $\text{H}_2$  было понижено до  $\sim 0.2 \text{ mol.}\%$  в результате длительного выдерживания  $n\text{-H}_2$  при температуре кипения в конвертере в присутствии катализатора  $\text{Fe}(\text{OH})_3$ . Отобранный из конвертера параводород перепускался через находящийся при температуре  $T = 20.4 \text{ K}$  химический фильтр из стекловолокна с высокой избирательностью по  $\text{H}_2$  в охлажденную гелием модифицированную ячейку криостата [15] для выращивания образцов, где он кристаллизовался в твердую фазу. Ячейка позволяла получать образцы стандартной формы для испытаний на растяжение. С учетом повышения чувствительности  $p\text{-H}_2$  к тепловым ударам при повышении его чистоты была пересмотрена конструкция ячейки и обеспечены гелиевый перехват тепла, плавный режим охлаждения образцов, а также более быстрая стабилизация температуры.

Кристаллы выращивались со скоростью  $\sim 0.3\text{--}0.5 \text{ mm/min}$  с применением метода кристаллизации  $p\text{-H}_2$  в твердую фазу, последующего ее плавления и двойной дистилляции полученных в результате паров.

<sup>2</sup> Вовлечение в деформационный механизм особо чистого  $\text{H}_2$  крупномасштабных планарных дефектов [11,12], распознаваемых обычно по обратимости больших величин деформации и наличию гистерезиса на деформационных кривых [13], существенно меняет характер его пластичности и приводит к вуалированию механизмов, обеспечиваемых микродефектами, для которых более адекватным может оказаться квазичастичный подход.

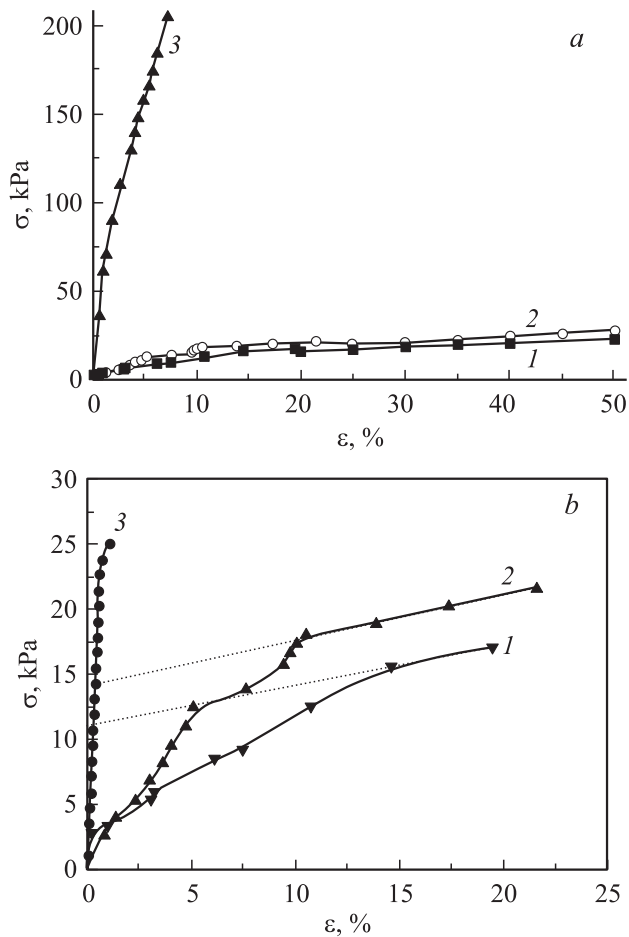
Вследствие различия парциального давления изотопов и  $\text{H}_2$  при отборе паров происходило естественное обеднение  $p\text{-H}_2$  менее летучим (дейтерием) и обогащение основным, более летучим компонентами. Выращенные монокристаллы освобождались от стенок заключающей их ячейки посредством откачки паров над ними, отжигались при температурах вблизи точки плавления и медленно охлаждались до температуры испытания. Диаметр (3.5–5.2 mm) измерялся с помощью длиннофокусного микроскопа типа МБС-2. Образцы были проанализированы с помощью масс-спектрометрического и хроматографического анализов. При этом использовался метод накопления малых проб в суммарной пробе после их вымораживания при температуре жидкого водорода, который позволил значительно увеличить точность анализа (до  $\pm 0.003\%$ ). Растяжение образцов осуществлялось последовательным приращением прикладываемого к образцам напряжения равными величинами  $\Delta\sigma$  ( $\sim 2.5 \text{ kPa}$ ) через одинаковые промежутки времени  $\Delta t$  ( $\sim 2\text{--}3 \text{ min}$ ) с помощью весов с чувствительностью  $\pm 200 \text{ mg}$ . Удлинение кристаллов измерялось индуктивным датчиком перемещений [16] с точностью  $\pm 10^{-5} \text{ cm}$ , температура — двумя полупроводниковыми термометрами с точностью  $\pm 2 \cdot 10^{-2} \text{ K}$ .

## 3. Результаты экспериментов

При исследовании особенностей низкотемпературной пластичности  $p\text{-H}_2$  с пониженным содержанием изотопов ( $[D]/[H] \sim 0.005\text{--}0.006 \text{ at.}\%$ ) прежде всего досконально изучено поведение образцов при температурах 1.8–4.2 K в условиях, предполагающих их последовательное растяжение малыми догрузками и столь же плавную „разгрузку“. При этом было установлено полное отсутствие на деформационных кривых гистерезиса, а также необратимый характер деформации. Это свидетельствует [13] об отсутствии в исследованных монокристаллах  $p\text{-H}_2$  крупномасштабных планарных дефектов упаковки.

На рис. 1, *a, b* приведены типичные зависимости относительного удлинения  $\epsilon$  монокристаллов исследованного  $p\text{-H}_2$  от величины приложенного к ним напряжения  $\sigma$ . Показанные зависимости получены при температурах, соответствующих границам исследованного температурного интервала: 1.8 и 4.2 K. В процессе растяжения монокристаллов исследованного  $p\text{-H}_2$  достигались предельные для конструкции криостата значения полного относительного удлинения  $\sim 50\%$  без их разрушения.

После достижения этой максимально возможной величины деформации осуществлялось плавное поджатие предварительно растянутых монокристаллов с помощью обратного хода нагружающего устройства. Благодаря стеклянной конструкции криостата эта процедура позволила визуально проконтролировать обнаруживаемую при различных степенях поджатия (рис. 2, *a* — слабое, рис. 2, *b* — сильное), сохраняющуюся вплоть до температуры 1.8 K высокую пластичность и мягкость монокристаллов исследованного  $p\text{-H}_2$ .

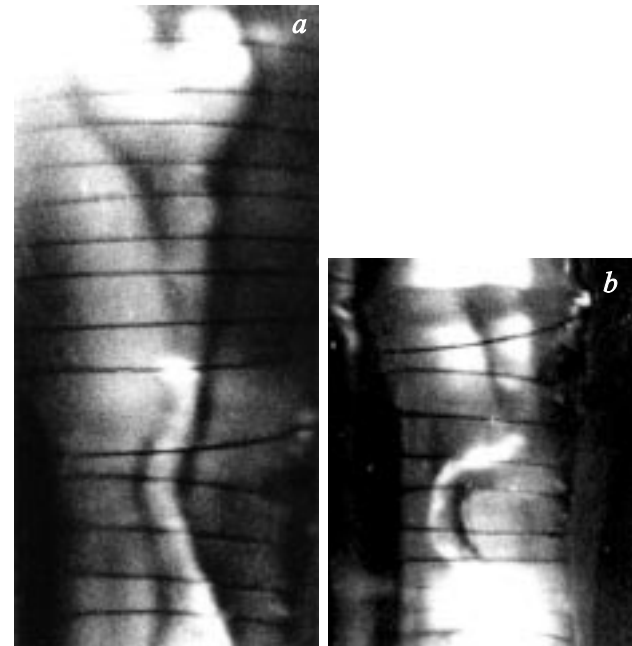


**Рис. 1.** Типичные зависимости (а) и начальные участки зависимостей (б) относительного удлинения  $\varepsilon$  от приложенного напряжения  $\sigma$  для монокристаллов параводорода с пониженным содержанием дейтерия, исследованных при 1.8 (1) и 4.2 К (2). Показаны также отличающиеся высокими величинами производной  $d\sigma/d\varepsilon$  кривые  $\sigma(\varepsilon)$  (3) для поликристаллов  $p\text{-H}_2$  с содержанием  $[D]/[H] \sim 0.1$  (а) и  $\sim 0.04$  at.% (б) при 1.8 К.

При обратном движении растягивающего штока вплоть до температуры  $T = 1.8$  К ( $\sim 1.5 \cdot 10^{-2} \theta_D$ ) образцы необратимо изменяли свою форму. В большой степени аналогично монокристаллам  $p\text{-H}_2$ , исследованным в работе [8], они изгибались, принимали форму петли, что хорошо фиксировалось при визуальном наблюдении. На рис. 1, б кривые  $\sigma(\varepsilon)$  представлены в более тонком масштабе с ограничением по оси абсцисс достигнутых величин деформации. Поскольку параводород кристаллизуется с образованием гексагональной плотноупакованной кристаллической структуры [1] с присущей ему анизотропией пластических свойств [8,14], на рис. 1 показаны кривые  $\sigma(\varepsilon)$ , которые соответствуют „выборке“ из сравнительно большого числа ( $\sim 7-9$  для каждого из указанных значений температуры) измеренных кривых. Они отвечают, скорее всего, наиболее благоприятной ориентировке базисной плоскости монокристаллов относительно оси растяжения. Эти кривые  $\sigma(\varepsilon)$  характеризуются наименьшими величинами дефор-

мирующих напряжений, требующихся для достижения одинаковой степени деформации образцов. Для сравнения на рис. 1, а, б показаны также типичные кривые  $\sigma(\varepsilon)$ , измеренные в аналогичной схеме растяжения, для  $p\text{-H}_2$  ( $\sim 0.2$  mol.%  $o\text{-H}_2$ ), выращенного в виде поликристаллов (размер зерен  $\sim 1.5$  mm) с содержанием  $[D]/[H] \sim 0.1$  at.% (рис. 1, а) и  $[D]/[H] \sim 0.04$  at.% (рис. 1, б).

Анализ полученных кривых  $\sigma(\varepsilon)$  в логарифмических координатах показал, что они аппроксимируются степенной функцией  $\sigma \sim \varepsilon^n$ . При этом на полученных зависимостях  $\sigma(\varepsilon)$  можно выделить две стадии. На первой из них величина  $n_1$  близка к единице (в случае монокристаллов  $n_1 \sim 0.7-0.8$ ). С началом второй стадии величина показателя упрочнения резко падает до значения  $n_2 \sim 0.2-0.3$ . Резкое изменение величины показателя степени  $n$  происходит при критических значениях напряжения  $\sigma_0$  и деформации  $\varepsilon_0$ . Определенные по пересечению прямых, образовавшихся в результате перестроения первоначальных зависимостей  $\sigma(\varepsilon)$  в логарифмические координаты, значения  $\varepsilon_0$  для монокристаллов, например, оказались равны 7.73 и 10.97% для температур 4.2 и 1.8 К соответственно. Величины  $\sigma_0$  при этом слабо понижаются от значения  $\sigma_0 \approx 13.62$  kPa до значения  $\sigma_0 \approx 13.23$  kPa. В случае поликристаллов  $p\text{-H}_2$  переход от одной стадии к другой происходит при значительно более низких величинах  $\varepsilon_0$  и высоких напряжениях  $\sigma_0$ . Например, для  $p\text{-H}_2$  с содержанием  $[D]/[H] \sim 0.1$  at.% переход от стадии с  $n_1 \approx 1$  к стадии с низким пока-



**Рис. 2.** Типичный вид предварительно растянутых при температуре  $T = 1.8$  К монокристаллов параводорода с пониженным до  $[D]/[H] \sim 0.005-0.006$  at.% содержанием дейтерия, полученный на стадиях с различной степенью их поджатия (а — слабое, б — сильное) при обратном ходе нагружающего штока ( $T = 1.8$  К).

затем степени упрочнения  $n_2 \approx 0.2$  происходит при значениях  $\sigma_0$  и  $\varepsilon_0$ , равных соответственно 22.74 кПа и 0.56%, что близко к характерным для поликристаллов  $n\text{-H}_2$  [17] вблизи точки плавления (при  $T \geq 12$  К).

На вторых стадиях кривых  $\sigma(\varepsilon)$  величины коэффициента упрочнения  $\vartheta = d\sigma/d\varepsilon$  для монокристаллов достигают постоянного значения и остаются неизменными вплоть до предельно достижимой величины деформации. Вторая стадия их деформирования характеризуется чрезвычайно низкой величиной  $\vartheta$ . Для температур 4.2 и 1.8 К нормированные на модуль сдвига твердого  $p\text{-H}_2$  [1] значения „приведенных“ коэффициентов упрочнения  $\vartheta^*$  оказываются в точности равны  $3 \cdot 10^{-5}$  и  $2.5 \cdot 10^{-5}$  соответственно.

Из приведенных на рис. 1 кривых видно, что зависимости  $\sigma(\varepsilon)$  для монокристаллов исследованного  $p\text{-H}_2$ , полученные при разных температурах, расположены друг относительно друга необычным с точки зрения классических представлений образом — для получения заданной степени деформации  $\varepsilon = \text{const}$  твердого  $p\text{-H}_2$  при более низкой температуре требуются более низкие напряжения, чем при более высокой температуре. Аномальный характер температурного влияния следует также из анализа критического напряжения  $\sigma_T$ , определяемого графической экстраполяцией (рис. 1, *b*) вторых стадий кривых  $\sigma(\varepsilon)$  с характерными для них неменяющимися коэффициентами упрочнения к нулевому уровню деформации. Величина  $\sigma_T$  соответствует классическому определению „предела текучести“ ГПУ-монокристаллов и определяет их переход к стадии развитого пластического течения (см., например, [18]). Оказалось, что в случае исследованного  $p\text{-H}_2$  величины  $\sigma_T$  достаточно близки к определенным в логарифмических координатах значениям  $\sigma_0$ : значения  $\sigma_T$  равны 14.26 и 11.43 кПа для температур 4.2 и 1.8 К соответственно. Видно, что эти величины еще более заметно, чем величины  $\sigma_0$ , уменьшаются с понижением температуры. Учитывая условность определений, можно заключить, следовательно, что принципиально обе измеренные величины являются надежными аналогами истинного предела текучести  $p\text{-H}_2$  и величина его в случае чистого  $p\text{-H}_2$  явно уменьшается с понижением температуры.

#### 4. Обсуждение результатов экспериментов

Полученные кривые деформации исследованного  $p\text{-H}_2$  по своему виду в точности соответствуют типичным кривым деформации выращенных в виде монокристаллов веществ с гексагональной плотноупакованной структурой (см., например, [18]), в том числе монокристаллов ГПУ- $p\text{-H}_2$  [8,14]. Предельно низкие величины коэффициентов упрочнения для их вторых стадий характерны для развитого пластического течения, обеспечиваемого перемещением дислокаций в какой-либо одной кристаллографической плоскости [18,19]. Необратимый характер растяжения монокристаллов исследованного

$p\text{-H}_2$  (рис. 2) и отсутствие на измеренных в циклах „нагрузка–разгрузка“ кривых  $\sigma(\varepsilon)$  гистерезиса явно указывают [13] на то, что процесс его деформации обеспечивается не крупномасштабными планарными дефектами, а линейными несовершенствами кристаллической решетки — дислокациями. При этом подвижность дислокаций в решетке должна быть существенно ограничена существующими в ней потенциальными барьерами. При низких температурах и напряжениях эти барьеры могут преодолевать только с участием термических (см., например, [19]) или квантовых флуктуаций, а также посредством туннелирования, вероятность которого экстремально возрастает для легких дефектов [2,3].

Из приведенных результатов следует, что измеренные двумя различными способами величины критического напряжения перехода монокристаллов исследованного  $p\text{-H}_2$  к развитому пластическому течению для более низкой температуры заметно ниже значений, регистрируемых для более высокой температуры. Можно заключить, таким образом, что для истинного предела текучести исследованного  $p\text{-H}_2$  имеет место неравенство  $\sigma_T^*(4.2 \text{ К}) > \sigma_T^*(1.8 \text{ К})$ .

Если величины деформирующих напряжений (в том числе предела текучести) определяются вероятностью преодоления дислокациями препятствующих барьеров, выполнение неравенства  $\sigma_T^*(4.2 \text{ К}) > \sigma_T^*(1.8 \text{ К})$  является достаточным признаком, позволяющим приписать их подвижности в исследованном  $p\text{-H}_2$  квантовый характер. На основании полученного неравенства можно сделать вывод, что вклад квантовых туннельных механизмов (включая когерентное, зонное движение обеспечивающих деформацию микродефектов) явно превалирует в исследованном  $p\text{-H}_2$  над классическими процессами термоактивационной природы. Такой же вывод был сделан при исследовании ползучести чистого  $p\text{-H}_2$  как в режиме его низкотемпературного крипа [8], так и при изучении характера деформации неустановившейся ползучести [20] под действием постоянно приложенного напряжения.

Для оценки стопорящей силы энергетических барьеров, создаваемых присутствующими молекулами примесей, может быть использована амплитуда  $U_0$  взаимодействия „примесь–дислокация“. При этом становится очевидной также роль термических или квантовых флуктуаций в процессах преодоления дислокациями связанных с примесью барьеров. Для краевой дислокации, взаимодействующей в матрицах  $n\text{-H}_2$  и  $p\text{-H}_2$  с уединенными примесными молекулами дейтерия ( $D_2$ ) и дейтероводорода ( $HD$ ), величины  $U_0$  вычислены в работе [21]. В случае  $p\text{-H}_2$  энергии  $U_0$  равны соответственно 9.04 и 4.45 К. При рассмотрении взаимодействия дислокаций в твердом параводороде с аксиальными ортоквадруполями следует учесть, что ортопримесь находится при гелиевых температурах в кристалле  $p\text{-H}_2$ , как правило, не в виде матрично-изолированных молекул. Для малых значений ортоконцентрации (в том числе для ее значения  $c = 0.2 \text{ mol.}\%$ , например), в образцах  $p\text{-H}_2$

образуется в основном связанный парный дефект (см. работу [1] и ссылки в ней). Их количество определяется квадратом концентрации, т.е.  $\sim 4 \cdot 10^{-6}$ . С учетом [22] число радикально взаимодействующих с дислокациями парных ортокластеров меньше примерно вдвое. Если движение дислокаций в  $p\text{-H}_2$  связано с активированной переориентацией ортоквадруполей, в качестве энергии активации будет выступать характерная энергия электростатического квадруполь-квадрупольного взаимодействия двух соседних молекул  $o\text{-H}_2$ , равная 3.2 К [1]. Учитывая „вымораживание“ фононов (плотность которых пропорциональна  $(T/\theta_D)^3$ , см., например, [1]), преодоление дислокациями примесных барьеров в  $p\text{-H}_2$  при исследованных низких по сравнению с дебаевской температурах может осуществляться с участием в их кинетике квантовых флуктуаций.

Выяснение относительного влияния туннельных эффектов на подвижность дислокаций в рельефе Пайерлса для системы легкого скольжения, действующей в условиях низкотемпературного деформирования кристалла, должно основываться на оценке величины  $\sigma_p$  пайерлсовского напряжения. Вычисленная для кристаллического  $\text{H}_2$  без учета квантово-кристаллических нормировок величина  $\sigma_p$  принимает значения  $\sim 314\text{--}392$  кПа [21]. В области реализованных при растяжении монокристаллов исследованного  $p\text{-H}_2$  низких напряжений для движения дислокаций в пайерлсовском рельефе его кристаллической решетки имеет место несомненное влияние квантовых туннельных эффектов.

Таким образом, наблюдающиеся особенности низкотемпературной пластичности исследованного  $p\text{-H}_2$  в области температур 1.8–4.2 К полностью обусловлены, скорее всего, особенностями когерентного зонного перемещения перегибов на дислокациях в пайерлсовском рельефе [23,24] кристаллической решетки, модулированном остаточной примесью ортомолекул и дейтерия. В исследованном  $p\text{-H}_2$  дейтерий должен находиться при этом в виде молекул дейтериевого водорода (HD) [9].

## 5. Заключение

Исследована низкотемпературная пластичность монокристаллов  $p\text{-H}_2$  со значительно пониженным по сравнению с природным отношением атомов дейтерия к атомам водорода ( $[D]/[H] \sim 0.005\text{--}0.006$  at.%). Образцы выращены с использованием нового метода кристаллизации  $p\text{-H}_2$  в твердую фазу, последующего ее плавления и двойной дистилляции полученных в результате паров. Обнаружено аномальное понижение с уменьшением температуры предела текучести и коэффициента упрочнения на стадии развитого пластического течения необратимо деформирующихся образцов (см. также [25]). Наблюдаемая температурная аномалия свидетельствует о когерентном зонном характере движения в рельефе Пайерлса перегибов на дислокациях [23], осуществляемого, скорее всего, во вторичном рельефе Пайерлса [24].

Авторы благодарят В.Г. Манжеля, М.А. Стржемечного, А.И. Прохвятилова, В.Д. Нацка и К.А. Чишко за обсуждение результатов экспериментов и полезные замечания, Л.А. Ващенко и Т.Ф. Лемзякову за первоначальный хроматографический анализ водорода, а также А. Кузнецова за помощь в экспериментах.

## Список литературы

- [1] Physics of Cryocrystals / Eds V.G. Manzhelii, Yu.A. Freiman, M.L. Klein, A.A. Maradudin. AIP PRESS, Woodbury, N.Y. (1996); В.Г. Манжель, М.А. Стржемечный. Квантовые молекулярные кристаллы. В кн.: Криокристаллы / Под ред. Б.И. Веркина, А.Ф. Прихотько. Наук. думка, Киев (1983).
- [2] А.Ф. Андреев, И.М. Лифшиц. ЖЭТФ **56**, 2057 (1969).
- [3] А.Ф. Андреев. УФН **118**, 251 (1976).
- [4] М.Ю. Каган, Л.А. Максимов. ЖЭТФ **84**, 792 (1983).
- [5] А. Фаркас. Ортоводород, параводород и тяжелый водород. ОНТИ, М. (1936). 244 с.
- [6] Ю.Е. Стеценко, Д.Н. Большуткин, Л.А. Индан. ФТТ **12**, 3636 (1970).
- [7] И.Н. Крупский, А.В. Леонтьева, Л.А. Индан, О.В. Евдокимова. Письма в ЖЭТФ **24**, 297 (1976).
- [8] Л.А. Алексеева, И.Н. Крупский. ФНТ **10**, 327 (1984).
- [9] Л.А. Алексеева, Е.С. Сыркин, Л.А. Ващенко. ФТТ **45**, 1024 (2003).
- [10] Б.М. Андреев, Я.Д. Зельвинский, С.Г. Катальников. Тяжелые изотопы водорода в ядерной технике. Энергоатомиздат, М. (1987). 456 с.
- [11] А.Н. Александровский, Е.А. Кирьянова, В.Г. Манжель, А.В. Солдатов, А.М. Толкачев. ФНТ **13**, 1095 (1987).
- [12] Л.А. Алексеева, В.Д. Нацка, Б.А. Халин, А.В. Пустовалова. ФНТ **14**, 1127 (1988).
- [13] В.С. Бойко, Р.И. Гарбер, А.М. Косевич. Обратимая пластичность кристаллов. Наука, М. (1991). 280 с.
- [14] Л.А. Алексеева, Л.А. Ващенко, Д.Н. Казаков, В.В. Кароник, О.В. Николаева. Препринт № 30-89. ФТИНГ АН УССР, Харьков (1989). 11 с.
- [15] И.Н. Крупский, А.В. Леонтьева, Л.А. Индан, О.В. Евдокимова. ФНТ **3**, 933 (1977).
- [16] Л.И. Даниленко, М.В. Зиновьев, В.А. Коваль. ПТЭ **2**, 212 (1973).
- [17] Л.А. Алексеева, О.В. Литвин, И.Н. Крупский. ФНТ **8**, 211 (1982).
- [18] Д.А. Вигли. Механические свойства металлов при низких температурах. Мир, М. (1974). 376 с.
- [19] Ж. Фридель. Дислокации. Мир, М. (1967). 644 с.
- [20] Л.А. Алексеева, А.В. Пустовалова, В.И. Хатунцев, Ю.В. Бутенко. ФНТ **28**, 79 (2002).
- [21] Л.А. Алексеева, М.А. Стржемечный, Ю.В. Бутенко. ФНТ **23**, 448 (1997).
- [22] С.Е. Кальной, М.А. Стржемечный. ФНТ **11**, 803 (1985).
- [23] Б.В. Петухов, В.Л. Покровский. ЖЭТФ **63**, 634 (1972).
- [24] М.А. Стржемечный. ФНТ **10**, 663 (1984).
- [25] Л.А. Alekseeva. ФНТ **33**, в печати (2007).