

УДК 532.593+523.45

# ВОЗМОЖНАЯ ОТРИЦАТЕЛЬНОСТЬ КОЭФФИЦИЕНТА ГРЮНАЙЗЕНА ВОДОРОДА В ОБЛАСТИ ДАВЛЕНИЙ $40 \div 75$ ГПа И ТЕМПЕРАТУР $3\,500 \div 7\,500$ К

А. Б. Медведев

РФЯЦ, ВНИИ экспериментальной физики, 607188 Саров, postmaster@ifv.vniief.ru  
Саровский физико-технический институт — филиал Национального исследовательского ядерного университета «МИФИ», 607186 Саров

Рассмотрены экспериментальные данные по однократному и двукратному ударному сжатию исходно жидких и газообразных (поджатых начальным давлением) изотопов водорода протия и дейтерия при давлениях  $\approx 10 \div 180$  ГПа и температурах  $\approx 3\,000 \div 20\,000$  К. Средние значения измеренных величин (давление, плотность, внутренняя энергия, температура) показывают, что при давлении  $\approx 41$  ГПа в интервале температур  $\approx 3\,500 \div 5\,700$  К и при давлении  $\approx 74$  ГПа в интервале температур  $\approx 5\,000 \div 7\,500$  К водород характеризуется отрицательным коэффициентом Грюнайзена. Подобная аномалия может иметь важное значение при рассмотрении ряда процессов, в том числе протекающих в газовой оболочке Юпитера, состоящей в основном из смеси протия ( $\approx 90\%$ ) и гелия ( $\approx 10\%$ ). В диапазоне давлений (глубин) ее проявления конвекция в оболочке из протия запрещена при увеличении в ней температуры с ростом давления. Возможно, что относительно небольшое содержание гелия не подавляет аномалию и она является барьером для широкомасштабной конвекции в оболочке Юпитера. Для подтверждения аномалии требуются уточняющие опыты.

Ключевые слова: водород, протий, дейтерий, уравнение состояния, давление, температура, плотность, энергия, коэффициент Грюнайзена, ударная адиабата, изоэнтропа, конвекция, Юпитер.

DOI 10.15372/FGV20180211

## ВВЕДЕНИЕ

Широкодиапазонные уравнения состояния (УРС) протия H и дейтерия D необходимы при решении разнообразных научно-технических задач, в том числе для определения внутренних свойств планет-гигантов, подобных Юпитеру. По существующим представлениям [1] газовая оболочка последнего состоит из смеси протия (90 % по атомам) и гелия He (10 %) с возможной небольшой добавкой тяжелых элементов. При ее моделировании [2–6] используются различные УРС смеси протия с гелием. Их общим свойством является отсутствие термодинамических особенностей, приводящих к нарушению условия существования конвекции. Поэтому распределения температуры  $T$  и плотности  $\rho$  в зависимости от давления  $P$  в оболочке полагаются изоэнтропическими (адиабатическими). Значения  $T$ ,  $\rho$  возрастают с увеличением  $P$ . В вышеназванных моделях, для того чтобы лучше описать измеренные значения

характеристик гравитационного поля и пониженного содержания He в атмосфере по сравнению со средним значением, газовая оболочка разделяется на две отличающиеся количеством компонентов изоэнтропические подоболочки, на стыке которых граничное давление  $P_{12}$  полагается равным  $\approx 100$  ГПа (в некоторых случаях несколько больше; в [5] граница заменена переходной областью, расположенной в интервале  $P \approx 100 \div 270$  ГПа, где возрастание зависимости  $T(P)$  является сверхадиабатическим). Граница ограничивает тепло- и массообмен между подоболочками. Причины наличия границы не вполне ясны. В [4–6] причиной считается выявленная в модели [7] область несмешиваемости протия и гелия, которую пересекает кривая  $T(P)$  для Юпитера. При этом отмечается, что детали физики обеднения верхней подоболочки гелием и обогащения им нижней за счет этого явления остаются непонятыми. Согласно [3] наличие области несмешиваемости не приводит к перераспределению количества He в подоболочках.

Свойства УРС смеси при относительно небольшом содержании He в первую очередь определяются свойствами УРС протия. Применяемые модельные УРС последнего (в модели Юпитера [2] используется интерполяционный вариант УРС [8], в [3] — УРС [9], в [4] — УРС [4], в [5] — УРС [10, 11], в [6] рассматриваются три варианта УРС — [8, 4, 11]) не нарушают, за исключением [10, 11], условия существования конвекции в ориентировочных (модельных)  $P, T$ -условиях Юпитера. УРС [10, 11] из-за относительно сильно выраженной (по сравнению с другими УРС) в нем диссоциации молекулярного протия ( $H_2 \rightarrow 2H$ ) показывает наличие области состояний, где конвекция запрещена (в случае  $\frac{dT}{dP} > 0$ ). Однако эта область, согласно данному УРС, пересекается кривой  $T(P)$  для Юпитера в ограниченном интервале состояний ( $P \approx 25 \div 35$  ГПа,  $T \approx 4000$  К, см. далее рис. 1) [12]. При  $\approx 10\%$ -й концентрации He подобная область, согласно расчетам [13, 14], является узкой и не влияет на наличие конвекции в оболочке.

Кроме УРС [10, 11], существуют также другие модельные УРС водорода, показывающие наличие области без конвекции, в том числе более широкой по сравнению с [10, 11]. К последним относится УРС [15, 16], построенное на основе экспериментальных данных для дейтерия. В [15] присущая этому УРС особенность использовалась в качестве возможного объяснения введенной в относительно ранней модели Юпитера [17] дополнительной границы в газовой оболочке при  $P \approx 42$  ГПа.

В настоящей работе выполнен совместный анализ средних значений термодинамических величин, реализованных в ударно-волновых экспериментах для дейтерия и протия в области  $P \approx 10 \div 180$  ГПа,  $T \approx 3000 \div 20000$  К. Одна из основных целей анализа — выявление экспериментальных данных, свидетельствующих о проявлении протием термодинамических свойств, которые при ориентировочных  $P, T$ -условиях Юпитера запрещают конвекцию. Полученные результаты сопоставляются с модельными [15, 16] и [10, 11].

### ЗАПРЕЩАЮЩИЕ КОНВЕКЦИЮ СВОЙСТВА УРС

В однородном смесевом (с составом, не зависящим от давления) или индивидуальном (например, протий) термодинамически равно-

весном веществе, описываемом определенным УРС, конвекция в поле тяжести при наличии в среде градиента температуры  $\frac{dT}{dP}$  отсутствует при выполнении условия [18]

$$\gamma \left[ \frac{dT}{dP} - \left( \frac{\partial T}{\partial P} \right)_S \right] < 0, \quad (1)$$

где

$$\gamma = V \left( \frac{\partial P}{\partial E} \right)_V \quad (2)$$

— коэффициент Грюнайзена ( $V = 1/\rho$  — удельный объем,  $E$  — удельная внутренняя энергия),  $\left( \frac{\partial T}{\partial P} \right)_S$  — производная при постоянной энтропии  $S$ . Формулу (2) можно преобразовать к виду

$$\gamma = \beta C^2 / c_P, \quad (3)$$

где  $\beta = \left( \frac{\partial V}{\partial T} \right)_P / V$  — коэффициент теплового расширения,  $C = \sqrt{\left( \frac{\partial P}{\partial \rho} \right)_S}$  — скорость звука,  $c_P = T \left( \frac{\partial S}{\partial T} \right)_P$  — изобарическая теплоемкость. Согласно (3) знаки  $\gamma$  и  $\beta$  совпадают ( $C > 0$ ,  $c_P > 0$ ). Входящую в (1) величину  $\left( \frac{\partial T}{\partial P} \right)_S$  можно представить следующим образом:

$$\left( \frac{\partial T}{\partial P} \right)_S = \frac{T\gamma}{\rho C^2}. \quad (4)$$

С учетом (3), (4) из (1) следует, что при  $\frac{dT}{dP} > 0$  (рассматриваемая далее ситуация возрастания температуры с увеличением давления и глубины — по современным представлениям в Юпитере и других планетах так и происходит) в случае выполнения условия  $\gamma < 0$  (или равносильного ему условия  $\beta < 0$ ) конвекция отсутствует.

Коэффициент  $\gamma$  (1) определяется термодинамическими параметрами двух  $P, E$ -состояний при  $V = \text{const}$ . Его аналогом является коэффициент

$$\eta = P \left( \frac{\partial V}{\partial E} \right)_P, \quad (5)$$

рассчитываемый на основе характеристик двух  $V, E$ -состояний при  $P = \text{const}$ , который после преобразований производной в (5) определяется формулой

$$\eta = P/(\rho C^2/\gamma - P). \quad (6)$$

Отсюда

$$\gamma = \eta \rho C^2 / (1 + \eta) / P. \quad (7)$$

Из (7) видно, что условие  $\eta < 0$  равносильно условию  $\gamma < 0$  (при  $|\eta| < 1$ ).

В состоянии с определенными значениями  $\rho, P$ , реализуемыми при однократном ударном сжатии вещества, характеризуемого в начальном состоянии величинами  $\rho_0, P_0$ , имеется [19, 20] следующая связь  $\gamma$  с величинами  $K_H = \rho \left( \frac{\partial P}{\partial \rho} \right)_H$  (производная вычисляется

вдоль ударной адиабаты  $H$ ) и  $K_S = \rho \left( \frac{\partial P}{\partial \rho} \right)_S$ :

$$\gamma = \frac{2(K_H - K_S)}{(\rho/\rho_0 - 1)K_H - (P - P_0)}. \quad (8)$$

Температура вдоль изоэнтропы, определяемая интегрированием (4), с учетом (7) дается выражением

$$\begin{aligned} T(P) &= T_1 \exp \left[ \int_{P_1}^P \left( \frac{\gamma}{\rho C^2} \right) dP \right] = \\ &= T_1 \exp \left[ \int_{P_1}^P \left( \frac{\eta/(1+\eta)}{P} \right) dP \right], \end{aligned} \quad (9)$$

где  $T_1, P_1$  — температура и давление в определенном состоянии 1. При  $\gamma, \eta > 0$  зависимость (9) возрастает, при  $\gamma, \eta < 0$  — убывает.

Ниже, наряду с дифференциальным параметром  $\eta$  (5), рассматривается его среднее значение  $\bar{\eta} = P(V_1 - V_2)/(E_1 - E_2) = P(1/\rho_1 - 1/\rho_2)/(E_1 - E_2)$ , где индексы 1 и 2 соответствуют характеристикам вещества в двух состояниях при  $P = \text{const}$ . Если в интервале между состояниями 1 и 2 среднее значение  $\bar{\eta} < 0$ , то приблизительно в этом интервале выполняются условия  $\bar{\gamma} < 0, \bar{\beta} < 0$ . Для идеально одноатомного газа, характеризуемого УРС  $E = (3/2)PV$ , имеем  $\eta = \gamma = \bar{\eta} = \bar{\gamma} = 2/3$ .

## МОДЕЛЬНЫЕ ОЦЕНКИ ТЕМПЕРАТУРЫ В ОБОЛОЧКЕ ЮПИТЕРА ДО $P \approx 100$ ГПа

В случае  $\gamma > 0$  и  $\left[ \frac{dT}{dP} - \left( \frac{\partial T}{\partial P} \right)_S \right] > 0$  вы-

полняется противоположное (1) условие существования конвекции, которая, как полагается в моделях [2–6], приводит к изоэнтропическому (9) распределению температуры в оболочке Юпитера.

На рис. 1 изображены зависимости  $T(P)$  (9) согласно моделям [2, 5, 21] (модель [21] является чуть более ранним вариантом [4]). Результаты взяты из [11]. Отсутствующая на рис. 1 зависимость  $T(P)$ , отвечающая модели [3], близка к зависимости [2]. Приводимые в [6] значения изоэнтропической температуры (9), полученные с использованием УРС водорода и гелия из работ [8, 4, 11], больше представленных линиями 1–3 на рис. 1. В частности, в модельном варианте с граничным значением  $P_{12} = 100$  ГПа при  $P = 100$  ГПа температуры равны  $T \approx 6700, 8300, 5600$  К для УРС [8, 4, 11] соответственно (см. звездочки на рис. 1). Таким образом, в оценках температуры в названных моделях имеются значительные различия. В качестве ориентира можно принять

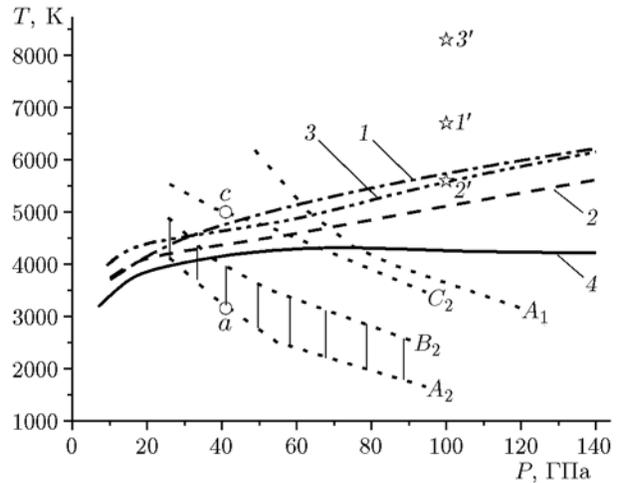


Рис. 1. Модельные зависимости температуры от давления:

температура вдоль изоэнтропы (9) в оболочке Юпитера: линии 1–4 — соответственно моделям [2, 5, 21, 15], звездочки 1'–3' — согласно модели [6] при  $P = 100$  ГПа, соответствующие УРС смеси водорода и гелия из работ [8, 4, 11]; линии  $A_1$  и  $A_2, B_2$  —  $\gamma = 0$  согласно УРС водорода из [15, 16] и [10, 11] соответственно; заштрихованная область между линиями  $B_2$  и  $A_2$  —  $\gamma < 0$  по УРС [10, 11];  $C_2, a, c$  — см. текст

значения  $T \approx 3500 \div 4500$  К при  $P = 10$  ГПа и  $T \approx 5000 \div 8000$  К при  $P = 100$  ГПа.

На рис. 1 дана также температурная зависимость вдоль изоэнтропы, соответствующая УРС [15, 16]. При  $P \geq 75$  ГПа она, вследствие  $\gamma < 0$ , имеет отрицательный наклон. Линия  $A_1$  на рис. 1 разграничивает области состояний, в которых согласно этому УРС  $\gamma > 0$  (низкие значения  $P, T$ ) и  $\gamma < 0$  (высокие значения  $P, T$ ); область  $\gamma < 0$  заканчивается при довольно высоких значениях  $P$ , в частности, на изотерме  $T = 5000$  К это происходит при  $P \approx 200$  ГПа. В УРС протия [10, 11] значение  $\gamma < 0$  в области состояний между показанными на рис. 1 линиями  $A_2$  и  $B_2$ ; между линиями  $A_2$  и  $C_2$  при  $P = \text{const}$  средние значения  $\bar{\eta}, \bar{\gamma}, \bar{\beta} \approx 0$  (например, на изобаре  $P \approx 40$  ГПа это имеет место при осреднении между обозначенными кружками состояниями  $a$  и  $c$ ).

### АНАЛИЗ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ ДЛЯ ПРОТИЯ И ДЕЙТЕРИЯ

Далее при рассмотрении величин  $\bar{\eta}, \eta$  привлекаются следующие экспериментальные результаты.

1.  $P(\rho)$  — данные [22] при однократном до  $P \approx 20$  ГПа и двукратном до  $P \approx 80$  ГПа ударном сжатии исходно жидкого дейтерия. Они точнее данных [23, 24].

2.  $T(P)$  — данные [25] при однократном до  $P \approx 20$  ГПа и двукратном до  $P \approx 80$  ГПа ударном сжатии исходно жидкого дейтерия.

3.  $P(\rho)$  — данные [26] при однократном до  $P \approx 100$  ГПа и двукратном до  $P \approx 200$  ГПа ударном сжатии исходно жидкого дейтерия. Согласно [26] и [27–29] положение ударной адиабаты однократного сжатия дейтерия является относительно «жестким» (максимальная степень сжатия  $\sigma_{\max} \approx 4.5$ ). Этот результат в настоящее время считается более надежным, чем полученный ранее в экспериментах [30, 31] ( $\sigma_{\max} \approx 6$ ). Отметим, что упоминавшиеся выше модели УРС водорода [8–11] при однократном ударном сжатии до  $P \approx 100$  ГПа в целом согласуются с данными [26–29]. УРС [15, 16] описывает ударно-волновой эксперимент [30, 31] и показывает высокое значение  $\sigma_{\max}$ .

4.  $T(P)$  — данные [32] при однократном ударном сжатии исходно жидкого дейтерия до  $P \approx 100$  ГПа.

5.  $P(\rho)$  и  $T(P)$  — данные [33, 34] при однократном ударном сжатии исходно газообразных (поджатых начальным давлением  $P_0 \approx$

0.3, 0.7, 1.3 ГПа при начальной температуре  $T_0 = 297$  К) дейтерия и протия до  $P \approx 180$  ГПа.

При тестировании модельных УРС протия часто используются экспериментальные данные, полученные для более подробно исследованного дейтерия. При этом при  $P, T$ -условиях, реализованных в вышеназванных экспериментах (пп. 1–5), обычно полагается применимость «правила» удвоения, когда удельные (далее в расчете на 1 г) величины  $V(P, T)$  и  $E(P, T)$  для дейтерия в два раза (отношение молекулярных масс дейтерия и протия) меньше, чем у протия (для обоих изотопов принимается  $E(P, T) = 0$  при некоторых произвольно выбранных значениях  $P, T$ , далее — при  $P = 10^{-4}$  ГПа,  $T = 20$  К). Подтверждаемым экспериментально следствием этого (см. ниже рис. 2–4) является то, что при однократном ударном сжатии изотопов, когда начальная плотность дейтерия  $\rho_{0,D}$  в два раза больше начальной плотности протия  $\rho_{0,H}$ , выполняются равенства  $\rho_D(P) = 2\rho_H(P)$ ,  $E_D(P) = E_H(P)/2$  и реализуются одинаковые зависимости  $T(P)$  (рассматривается случай, когда различие в начальных значениях  $P_{0,D}$  и  $P_{0,H}$ ,  $T_{0,D}$  и  $T_{0,H}$ ,  $E_{0,D}$  и  $E_{0,H}/2$ , при которых выполняется условие  $\rho_{0,D} = 2\rho_{0,H}$ , значительно меньше значений  $P, T, E$  за фронтом ударной волны).

При выполнении правила удвоения значения  $\eta(P, T)$  (5) для протия и дейтерия при одинаковых параметрах  $P, T$  равны (в частности, одинаковы области значений  $P, T$ , где  $\eta < 0$ ). По этой причине изоэнтропические зависимости  $T(P)$  (9) в случае равных исходных значений  $T_1, P_1$  для обоих изотопов совпадают. Правило удвоения применялось, например, в [6, 35] при тестировании УРС протия по данным экспериментов [27–29] с дейтерием, в [15] — при описании свойств протия в оболочке Юпитера с помощью УРС дейтерия [15, 16]. Оно используется в настоящей работе при рассмотрении поведения коэффициентов  $\bar{\eta}, \eta$ . При этом, в силу более подробной изученности свойств дейтерия (пп. 1–5), экспериментальные данные для него являются основными, данные для протия дополняют их.

Согласно [26] наиболее точная зависимость волновой скорости  $D$  от массовой скорости  $U$  при однократном ударном сжатии жидкого дейтерия при  $\rho_0 = 0.167$  г/см<sup>3</sup> ( $P_0 \approx 0$ ,  $T_0 \approx 20$  К) определяется соотношениями

$$D = 10.828 - 0.4323U + 0.08711U^2 - 0.001384U^3$$

$$(8.0 \leq U \leq 17.451 \text{ км/с}), \quad (10)$$

$$D = -0.9963 + 1.344U$$

$$(17.451 \leq U \leq 29 \text{ км/с}). \quad (11)$$

Эти зависимости построены на основе данных [26], полученных при разгрузке кварца в дейтерий, и данных [22], скорректированных в [26] (коррекция незначительна:  $\approx 0.3\%$  по  $U$  при максимальной скорости  $D = 14.48$  км/с и  $< 0.3\%$  при меньших значениях  $D$ ; при подборе коэффициентов в (10) использовался результат одного измерения [22] при максимальном значении  $D$ ).

Результаты по однократному ударному сжатию в координатах  $P$ – $\rho$  на основе данных  $D(U)$  определяются из ударно-волновых соотношений [36]

$$\rho/\rho_0 = D/(D - U), \quad (12)$$

$$P = P_0 + \rho_0 DU. \quad (13)$$

Зависимость  $P(\rho)$  для жидкого дейтерия при  $\rho_0 = 0.167$  г/см<sup>3</sup>, соответствующая зависимости  $D(U)$  в виде (10), (11), показана на рис. 2. Там же даны результаты отдельных опытов [26] (за исключением точки с параметрами  $\rho = 0.714$  г/см<sup>3</sup>,  $P = 142.2$  ГПа).

На рис. 2 представлены также результаты экспериментов по ударному сжатию исходно газообразного дейтерия со средними начальными параметрами  $\rho_0 = 0.172$  г/см<sup>3</sup>,  $P_0 = 0.29$  ГПа,  $T_0 = 297$  К и протия (его плотность при  $P = \text{const}$  удвоена) со средними значениями  $\rho_0 = 0.087$  г/см<sup>3</sup> ( $2\rho_0 = 0.174$  г/см<sup>3</sup>),  $P_0 = 0.30$  ГПа,  $T_0 = 297$  К, основанные на данных [33]. В [33], как и в [26], при исследовании водорода применялся метод отражения [36], в котором экспериментально измеряемыми величинами является волновая скорость  $D$  в материале экрана (в [33], как и [26], — кварц) и в примыкающем к нему образце (водород). Реализация метода требует знания УРС материала экрана (кварца), с привлечением которого определяются начальное (реализуемое при однократном ударном сжатии) состояние в нем и его изоэнтропа разгрузки из этого состояния (до давления, реализуемого в водороде). При интерпретации опытов [33] в [34] применялось модельное УРС кварца [37] с учетом влияния начального

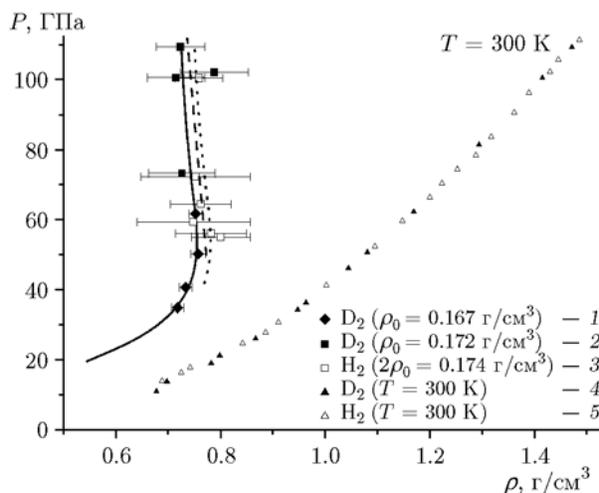


Рис. 2. Экспериментальные зависимости давления от плотности при однократном ударном (результаты слева) и изотермическом при  $T = 300$  К (справа) сжатии водорода:

ударное сжатие: 1 — [26], жидкий дейтерий; 2, 3 — [33], газообразные дейтерий и протий; изотермическое сжатие: 4, 5 — [38], дейтерий и протий; ударная адиабата: сплошная линия — для жидкого дейтерия при  $\rho_0 = 0.167$  г/см<sup>3</sup>, определяемая по (10), (11), штриховая — аппроксимация (см. текст) данных для газообразных дейтерия и протия при  $\rho_0 = 0.173$  г/см<sup>3</sup>, пунктирная при  $\rho_0 = 0.173$  г/см<sup>3</sup> — пересчет (см. текст) ударной адиабаты (10) при  $\rho_0 = 0.167$  г/см<sup>3</sup> на случай  $\rho_0 = 0.173$  г/см<sup>3</sup>

давления  $P_0$  на начальную плотность  $\rho_0$  и изменения при этом зависимости  $D(U)$  для кварца (которая используется в модели [37] в качестве опорной кривой). В [26] проведена коррекция УРС кварца [37] в области разгрузки. Приведенные на рис. 2 (и далее на рис. 3) значения величин  $\rho$ ,  $P$ ,  $E$ , отвечающие опытам [33], получены на основе УРС кварца [26] (их отличие от представленных в [34] незначительно —  $\approx 1\%$ ). Согласно [26] фигурирующий в модели [37] эффективный коэффициент Грюнайзена определяется выражениями

$$\Gamma_{eff} = 0.579(1 - \exp[-0.129(D - 12.81)^{1.5}])$$

$$(D \geq 14.69 \text{ км/с}), \quad (14)$$

$$\Gamma_{eff} = -1.4545 + 0.1102D \quad (D \leq 14.69), \quad (15)$$

где  $D$  — скорость ударной волны в кварце, переводящая его в состояние, из которого он изоэнтропически разгружается в водород. При определении зависимости  $D(U)$  для кварца,

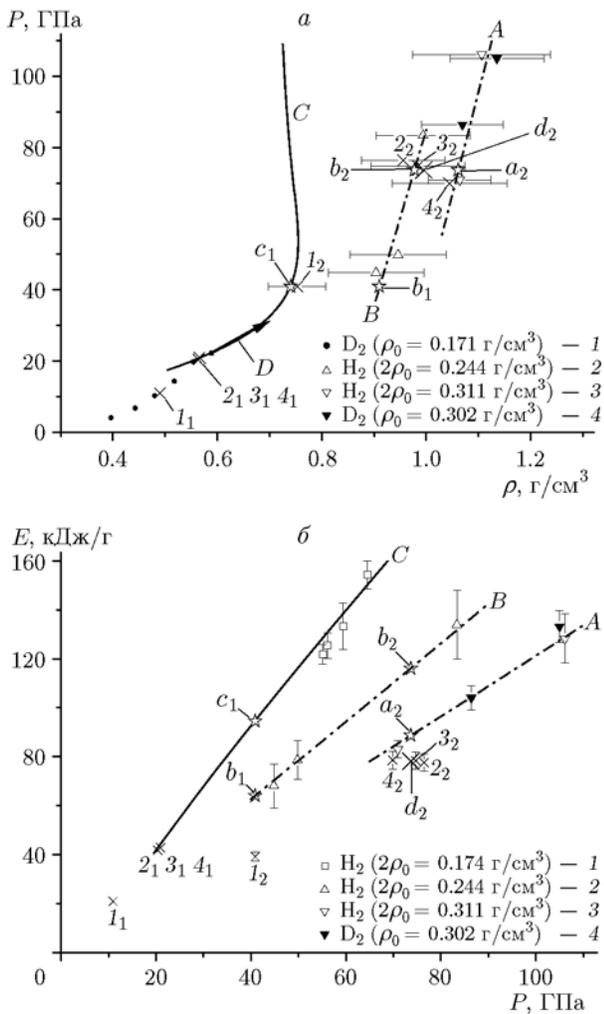


Рис. 3. Экспериментальные зависимости давления (а) и внутренней энергии (б) от плотности при однократном и двукратном ударном сжатии водорода:

однократное ударное сжатие:

а: 1 — скорректированные в [26] данные [22] для жидкого дейтерия; 2, 3 — [33], газообразный протий при  $P_0 = 0.71, 1.42$  ГПа соответственно; 4 — [33], газообразный дейтерий при  $P_0 = 1.25$  ГПа;  $I_1-4_1$  — [22], жидкий дейтерий,  $\rho_0 = 0.171$  г/см<sup>3</sup>; б: 1-3 — [33], газообразный протий при  $P_0 = 0.30, 0.71, 1.42$  ГПа соответственно, 4 — [33], газообразный дейтерий при  $P_0 = 1.25$  ГПа;  $I_1-4_1$  — [22], жидкий дейтерий,  $\rho_0 = 0.171$  г/см<sup>3</sup>;

двукратное ударное сжатие:

а, б:  $I_2$  (сжатие из состояния  $I_1$ ) и  $2_2-4_2$  (сжатие из состояний  $2_1-4_1$ ) — данные [22];  $d_2$  — среднее результатов  $2_2-4_2$ ;

линии: сплошная  $C$  — ударная адиабата жидкого дейтерия,  $\rho_0 = 0.167$  г/см<sup>3</sup>, определяемая по (10), (11); штрихпунктирные  $A, B$  — аппроксимация ударно-волновых данных для газообразного водорода при  $\rho_0 = 0.307$  г/см<sup>3</sup>,  $P_0 = 1.34$  ГПа и  $2\rho_0 = 0.244$  г/см<sup>3</sup>,  $P_0 = 0.71$  ГПа соответственно; сплошная линия  $D$  (со стрелкой) и звездочки  $c_1, b_1, b_2, a_2$  (табл. 4) — см. текст

соответствующей определенному значению  $\rho_0$  (функция  $P_0$  при  $T_0 = 297$  К), использовалось соотношение из работы [34]

$$D(U) = D(2.65, U) + \alpha(U)(\rho_0 - 2.65), \quad (16)$$

где  $\alpha(U) = 2.3 - 0.037U$ ,  $\rho_0 = 2.649(P_0(4.9/37.7) + 1)^{1/4.9}$  ( $\rho_0$  — [г/см<sup>3</sup>],  $P_0$  — [ГПа]),  $D(2.65, U)$  — зависимость для кварца при  $\rho_0 = 2.65$  г/см<sup>3</sup>, определяемая здесь выражением [37]

$$D(2.65, U) = 6.278 + 1.193U - 2.505U \exp(-0.3701U) \quad (17)$$

( $D, U$  — [км/с]).

Из рис. 2 видно, что данные для исходно газообразных дейтерия ( $\rho_0 = 0.172$  г/см<sup>3</sup>) и протия ( $2\rho_0 = 0.174$  г/см<sup>3</sup>) хорошо согласуются между собой и подтверждают выполнение правила удвоения с точностью на уровне погрешности эксперимента. Эти данные с использованием метода наименьших квадратов были описаны совместно ( $\rho_0 = 0.173$  г/см<sup>3</sup>) прямой  $\rho = 0.8025 - 5.935 \cdot 10^{-4}P$ , показанной на рис. 2 штриховой линией. Она расположена несколько правее ударной адиабаты жидкого дейтерия при  $\rho_0 = 0.167$  г/см<sup>3</sup> [26], определяемой формулами (10), (11). Коррекция последней к значению  $\rho_0 = 0.173$  г/см<sup>3</sup> может быть выполнена следующим способом. В интервале  $P \approx 55 \div 110$  ГПа ударные адиабаты на рис. 2 почти вертикальны. В этом случае в формуле (8) выполняется условие  $|K_H| \rightarrow \infty$  и она принимает вид  $\gamma = 2/(\rho_V/\rho_0 - 1)$ , где  $\rho_V$  — плотность при определенном давлении на ударной адиабате, соответствующая фиксированному значению  $\rho_0$ . При  $P = \text{const}$  в случае небольшого различия  $\rho_{V,1}$  (достигается ударным сжатием при начальной плотности  $\rho_{0,1}$ ) и  $\rho_{V,2}$  (достигается сжатием при  $\rho_{0,2}$ )  $\gamma \approx \text{const}$ . Отсюда следует, что  $\rho_{V,2} \approx \rho_{V,1}\rho_{0,2}/\rho_{0,1}$  при  $P = \text{const}$ . Результаты расчета по этому соотношению ударной адиабаты, соответствующей  $\rho_0 = 0.173$  г/см<sup>3</sup>, на основе экспериментальной ударной адиабаты, соответствующей  $\rho_0 = 0.167$  г/см<sup>3</sup>, показаны на рис. 2 пунктирной линией. При  $P = \text{const}$  различие значений  $\rho$ , соответствующих штриховой и пунктирной линиям на рис. 2, составляет  $\leq 1.5\%$ . Это показывает высокую (с точностью  $\approx 1 \div 2\%$  по плотности) степень надежности определения среднего положения ударных адиабат в экспериментах с

исходно газообразным водородом [33]. Наряду с приведенными на рис. 2 данными по ударному сжатию, применимость правила удвоения подтверждают также показанные на этом рисунке результаты [38] по изотермическому ( $T = 300$  К) сжатию дейтерия и протия (его плотность при  $P = \text{const}$  удвоена).

На рис. 3,а представлены зависимости  $P(\rho)$ , реализуемые в опытах по однократному ударному сжатию исходно газообразного дейтерия при  $\rho_0 = 0.302$  г/см<sup>3</sup> ( $P_0 = 1.25$  ГПа) и газообразного протия (плотность удвоена) при  $2\rho_0 = 0.244$  г/см<sup>3</sup> ( $P_0 = 0.71$  ГПа) и  $2\rho_0 = 0.311$  г/см<sup>3</sup> ( $P_0 = 1.42$  ГПа) [33] (во всех опытах  $T_0 = 297$  К). С помощью метода наименьших квадратов данные для дейтерия при  $P_0 = 1.25$  ГПа и протия при  $P_0 = 1.42$  ГПа были описаны совместно ( $P_0 = 1.34$  ГПа,  $\rho_0 = 0.307$  г/см<sup>3</sup>) показанной на рис. 3,а прямой линией А, определяемой выражением  $\rho = 0.9325 + 1.7485 \cdot 10^{-3}P$ . Линия В на этом рисунке, определяемая формулой  $\rho = 0.8291 + 2.005 \cdot 10^{-3}P$ , аналогичным образом описывает данные экспериментов с протием при  $P_0 = 0.71$  ГПа,  $2\rho_0 = 0.244$  г/см<sup>3</sup>.

При однократном ударном сжатии вещества с начальными параметрами  $\rho_0$ ,  $P_0$ ,  $E_0$  энергия определяется выражением [36]

$$E = E_0 + (P + P_0)(1/\rho_0 - 1/\rho)/2, \quad (18)$$

где  $\rho$ ,  $P$  находятся из (12), (13) по известным значениям  $D$ ,  $U$ .

На рис. 3,б показаны зависимости  $E(P)$  (18), реализуемые в опытах по однократному ударному сжатию жидкого дейтерия ( $\rho_0 = 0.167$  г/см<sup>3</sup>) [26] (при определении использованы выражения (10), (11)) и газообразных дейтерия ( $\rho_0 = 0.302$  г/см<sup>3</sup>,  $P_0 = 1.25$  ГПа) и протия ( $2\rho_0 = 0.174, 0.244, 0.311$  г/см<sup>3</sup> при  $P_0 = 0.30, 0.71, 1.42$  ГПа соответственно) [33]. Для протия при  $P = \text{const}$  приведена величина  $E/2$ . Принято, что для исходно жидких дейтерия и протия  $E_0 = 0$  при  $P_0 = 10^{-4}$  ГПа,  $T_0 = 20$  К. При  $T_0 = 297$  К данные [39] определяют значения  $E_0$  для газообразного дейтерия до  $P_0 = 0.3$  ГПа и для газообразного протия до  $P_0 = 1.5$  ГПа. В интервале  $0.1 \leq P_0 \leq 0.3$  ГПа в первом случае  $E_0 \approx 1.6$  кДж/г, во втором —  $E_0/2 \approx 1.3$  кДж/г (при увеличении  $P_0$  наблюдается тенденция к их сближению). Разница между ними ( $\approx 0.3$  кДж/г) пренебрежимо мала по сравнению с рассматриваемыми далее при

$P > 40$  ГПа значениями  $E$  (см. рис. 3,б). С учетом этого при заданном  $P_0$  [33] можно находить значения  $E_0$ , используя данные [39] для любого изотопа. Здесь использовались данные [39] для протия, имеющиеся в более широком диапазоне  $P_0$ . Линии А и В на рис. 3,б определены на основе (18), где зависимости  $\rho(P)$  рассчитаны с помощью вышеприведенных линейных зависимостей (линии А и В на рис. 3,а). Линия С на рис. 3,б — энергия ударно-сжатого жидкого дейтерия ( $\rho_0 = 0.167$  г/см<sup>3</sup>).

Полученные в опытах по однократному ударному сжатию водорода значения температуры даны на рис. 4, где линии А, В, С соответствуют линиям с теми же обозначениями на рис. 3 (в опыте № 47715 [34] с дейтерием при  $P_0 = 1.2$  ГПа температура не измерялась, поэтому на линии А на рис. 4 средние значения  $\rho_0 = 0.309$  г/см<sup>3</sup>,  $P_0 = 1.38$  ГПа незначительно

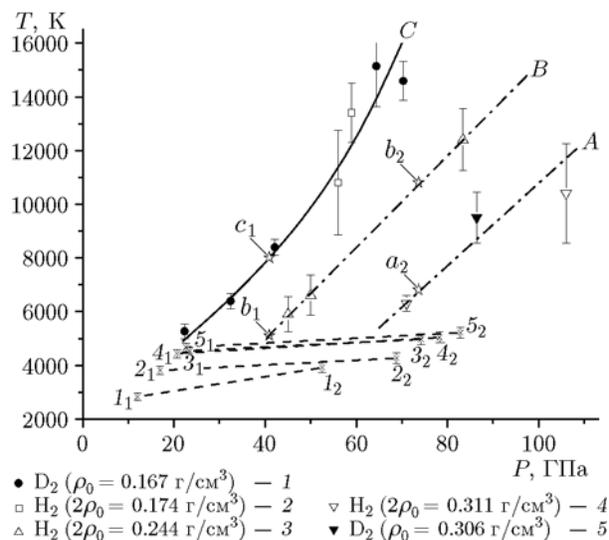


Рис. 4. Экспериментальные зависимости температуры от давления при однократном и двукратном ударном сжатии водорода:

однократное ударное сжатие: 1 — [32], жидкий дейтерий; 2–4 — [34], газообразный протий при  $P_0 = 0.30, 0.71, 1.42$  ГПа соответственно; 5 — [34], газообразный дейтерий при  $P_0 = 1.3$  ГПа;  $I_1$ – $I_5$  — [25], жидкий дейтерий,  $\rho_0 = 0.171$  г/см<sup>3</sup>;

двукратное ударное сжатие:  $I_2$ – $I_5$  (сжатие из состояний  $I_1$ – $I_5$ ) — данные [25];

линии: сплошная С — средняя температура при однократном ударном сжатии дейтерия,  $\rho_0 = 0.167$  г/см<sup>3</sup>; штрихпунктирные А и В — средняя температура при однократном ударном сжатии газообразного водорода при  $\rho_0 = 0.309$  г/см<sup>3</sup>,  $P_0 = 1.38$  ГПа и  $2\rho_0 = 0.244$  г/см<sup>3</sup>,  $P_0 = 0.71$  ГПа соответственно;  $c_1, b_1, b_2, a_2$  (табл. 4) — см. текст

Таблица 1  
Исходные данные для опытов с жидким дейтерием [22]

Номер опыта	$\rho_0$ , г/см <sup>3</sup>	$D_1$ , км/с	$U_2$ , км/с	$P_2$ , ГПа
1	0.1709	9.908	1.879	40.89
2	0.1710	13.231	2.927	74.77
3	0.1710	13.235	2.973	76.43
4	0.1705	13.088	2.783	69.85

Таблица 2

Ударно-волновые параметры при однократном и двукратном сжатии жидкого дейтерия в опытах 1–4 для вариантов I, II

Вариант	Номер опыта [22]	$U_1$ , км/с	$P_1$ , ГПа	$\rho_1$ , г/см <sup>3</sup>	$E_1$ , кДж/г	$\rho_2$ , г/см <sup>3</sup>	$E_2$ , кДж/г
I	1	6.467	10.95	0.492	20.91	0.753	39.13
	2	9.251	20.93	0.569	42.79	0.984	78.33
	3	9.257	20.95	0.569	42.85	0.956	77.50
	4	9.133	20.38	0.564	41.71	1.045	78.48
II	2	9.304	21.05	0.576	43.28	1.022	79.55
	3	9.308	21.07	0.576	43.32	0.990	78.66
	4	9.129	20.37	0.564	41.67	1.041	78.39

отличаются от  $\rho_0 = 0.307$  г/см<sup>3</sup>,  $P_0 = 1.34$  ГПа на линиях *A* на рис. 3).

Результаты опытов по однократному ударному сжатию дейтерия и протия при различных значениях  $\rho_0$ , представленные на рис. 3, 4, как и данные рис. 2, указывают на выполнение правила удвоения с точностью в пределах погрешности эксперимента. Это позволяет дополнять данные для дейтерия данными для протия и сделанные выводы о поведении коэффициентов  $\bar{\eta}$ ,  $\eta$  для дейтерия относить к обоим изотопам.

Далее при определении значений  $\bar{\eta}$ ,  $\eta$  рассматриваются три варианта (I–III) интерпретации экспериментальных данных. В вариантах I и II несколько различаются рассматриваемые чуть ниже данные  $\rho$ ,  $E$  по двукратному сжатию. Особенности варианта III обсуждаются после рассмотрения I, II.

В [22] проведены опыты по двукратному ударному сжатию дейтерия из состояний, реализованных при однократном ударном сжатии жидкости ( $\rho_0 \approx 0.171$  г/см<sup>3</sup>). Плотность  $\rho_2$  и энергия  $E_2$  вещества за фронтом второй ударной волны определяются уравнениями [36]

$$\rho_2 = \rho_1 D'_2 / [D'_2 - (U_1 - U_2)], \quad (19)$$

$$D'_2 = (P_2 - P_1) / \rho_1 / (U_1 - U_2), \quad (20)$$

$$E_2 = E_1 + (P_2 + P_1)(1/\rho_1 - 1/\rho_2)/2. \quad (21)$$

Здесь значения  $\rho_1$ ,  $P_1$ ,  $E_1$ , характеризующие состояния, реализованные в первой ударной волне, находятся из (12), (13), (18) на основе величин  $D_1$ ,  $U_1$ ;  $D'_2$  — скорость втекания вещества во фронт второй волны; массовая скорость  $U_2$  и давление  $P_2$  во второй волне определяются по измеряемым в экспериментах параметрам ударной волны в преграде из алюминия (ударная адиабата Al хорошо известна), на которую воздействует первая ударная волна в дейтерии. В табл. 1 и 2 (в ее строках с пометкой «вариант I») приведены значения  $\rho_0$ ,  $D_1$ ,  $U_2$ ,  $P_2$ ,  $U_1$ ,  $P_1$ ,  $\rho_1$ ,  $E_1$ ,  $\rho_2$ ,  $E_2$  для четырех выполненных в [22] опытов (значения  $D_1$  в табл. 1 рассчитаны на основе приводимых в [22] значений  $\rho_0$ ,  $P_1$ ,  $\rho_1$ ). В опытах 2–4 в первой и второй волнах реализуются близкие состояния. Средние значения  $\bar{\rho}_2$ ,  $\bar{E}_2$  ( $\bar{P}_2 = 73.68$  ГПа) для этих опытов даны в табл. 3 (см. вариант I). Представленные в табл. 1–3 для варианта I значения  $P_1$ ,  $\rho_1$ ,  $E_1$ ,  $P_2$ ,  $\rho_2$ ,  $E_2$  и  $\bar{P}_2$ ,  $\bar{\rho}_2$ ,  $\bar{E}_2$ , соответствующие опытам 1–4 [22], приведены на рис. 3.

Таблица 3  
Средние значения параметров при  
двукратном ударном сжатии в опытах 2–4  
для вариантов I, II ( $\bar{P}_2 = 73.68$  ГПа)

Вариант	$\bar{\rho}_2$ , г/см <sup>3</sup>	$\bar{E}_2$ , кДж/г
I	0.995	78.10
II	1.018	78.86

При фиксированных параметрах из табл. 1 реализуемые при однократном ударном сжатии значения  $U_1$ ,  $P_1$ ,  $\rho_1$ ,  $E_1$  и, как следствие, согласно (19)–(21) значения  $\rho_2$ ,  $E_2$  во второй волне зависят от вида зависимости  $D(U)$ , определяющей однократное ударное сжатие. Поэтому наряду с вариантом I, основанным непосредственно на данных [22], рассматривался также вариант II, в котором зависимость  $D(U)$  определялась выражением (10). Данные  $U_1$ ,  $P_1$ ,  $\rho_1$ ,  $E_1$ ,  $P_2$ ,  $\rho_2$ ,  $E_2$  в варианте II для опытов 2–4 (см. табл. 1) представлены в табл. 2 и 3 (значения  $U_1$  определены на основе зависимости  $D(U)$  (10) по значениям  $D_1$  из табл. 1). Опыт 1 в варианте II не рассматривался, так как зависимость  $D(U)$  (10) неприменима при  $D_1 = 9.908$  км/с (см. табл. 1, опыт 1). При  $\bar{P}_2 = 73.68$  ГПа значение  $\bar{\rho}_2$  (см. табл. 3) в варианте II больше, чем в варианте I, на  $\approx 2\%$ .

Значение температуры  $T_2$  за фронтом второй ударной волны для вариантов I, II (а также для далее рассматриваемого варианта III) при  $P_2 = 40.89$  и  $73.68$  ГПа можно найти на основе приведенных на рис. 4 экспериментальных температур при двукратном ударном сжатии жидкого дейтерия ( $\rho_0 = 0.171$  г/см<sup>3</sup>) [25]. Значение  $P_2 = 40.89$  ГПа достигается двукратным ударным сжатием из состояния  $P_1 \approx 11$  ГПа (см. табл. 2). Согласно рис. 4 при двукратном ударном сжатии из состояния  $P_1 \approx 12.0$  ГПа

Таблица 4  
Параметры ряда состояний,  
расположенных на ударных адиабатах  
однократного сжатия A, B, C (рис. 3, 4)

Состояние	$P$ , ГПа	$\rho$ , г/см <sup>3</sup>	$E$ , кДж/г	$T$ , К
$c_1$	40.89	0.74	94.5	8000
$b_1$	40.89	0.91	64	5100
$b_2$	73.68	0.98	116	10800
$a_2$	73.68	1.06	88.5	6800

(точка  $1_1$ ) до  $P_2 = 40.89$  ГПа реализуется  $T \approx 3600$  К. При  $P_1 \approx 11$  ГПа температура составляет  $\approx 3500$  К. Она равна  $T_2$  в опыте 1. Данные того же рис. 4 показывают, что при двукратном ударном сжатии из исходного состояния  $P_1 \approx 21$  ГПа (среднее давление при однократном ударном сжатии в опытах 2–4, табл. 2) до  $P_2 = 73.68$  ГПа реализуется температура  $T \approx 5000$  К, определяющая среднее значение  $T_2$  в опытах 2–4.

В табл. 4 приведены используемые далее при рассмотрении вариантов I, II параметры состояний  $c_1$ ,  $b_1$ ,  $b_2$ ,  $a_2$ , расположенных на линиях A, B, C на рис. 3, 4, аппроксимирующие экспериментальные данные, полученные при однократном ударном сжатии водорода.

На рис. 5,а вдоль изобар  $P = 40.89$  и  $73.68$  ГПа показаны основанные на данных табл. 2–4 зависимости объема  $V$  ( $= 1/\rho$ ) от внутренней энергии  $E$  для вариантов I, II. В частности, при  $P = 40.89$  ГПа для варианта I точка 1 (наименьшее значение  $E$ ) соответствует значениям  $\rho_2$ ,  $E_2$  в табл. 2 для этого варианта (состояние  $1_2$  на рис. 3), точка 2 (промежуточное значение  $E$ ) — значениям  $\rho$ ,  $E$  в состоянии  $b_1$  из табл. 4, точка 3 (наибольшее значение  $E$ ) — значениям  $\rho$ ,  $E$  в состоянии  $c_1$  из табл. 4; при  $P = 73.68$  ГПа для варианта I первая точка на рис. 5,а соответствует значениям  $\bar{\rho}_2$ ,  $\bar{E}_2$  из табл. 3 (состояние  $d_2$  на рис. 3), вторая — параметрам состояния  $a_2$  из табл. 4, третья — параметрам состояния  $b_2$  из табл. 4. На рис. 5,б данные табл. 2–4 с учетом вышеприведенных значений  $T_2$  при  $P = 40.89$  и  $73.68$  ГПа представлены в координатах  $V$ – $T$ . На изобаре  $P = 40.89$  ГПа среднее значение  $\bar{T}$ , рассчитанное по значениям  $T$  в 1-й и 2-й точках на рис. 5,б (для любого из вариантов I–III), равно  $\approx 4300$  К; между точками 1 и 3 на рис. 5,б (любого варианта) среднее значение  $\bar{T} \approx 5750$  К. Соответствующие этим температурам  $\bar{T}$  значения  $\bar{\eta}(\bar{T})$  на изобаре  $P = 40.89$  ГПа для варианта I (определенные на основе значений  $V$ ,  $E$  в точках 1, 2 и 1, 3 рис. 5,а) приведены на рис. 6,а. Там же показаны аналогичные данные для вариантов I, II на изобаре  $P = 73.68$  ГПа при  $\bar{T} \approx 5900$  К (средняя температура в точках 1 и 2 любого варианта при  $P = 73.68$  ГПа на рис. 5) и  $\bar{T} \approx 7900$  К (средняя температура в точках 1 и 3 любого варианта при  $P = 73.68$  ГПа на рис. 5).

На рис. 5 линиями показано описание численных данных (точек 1, 2, 3, относящихся

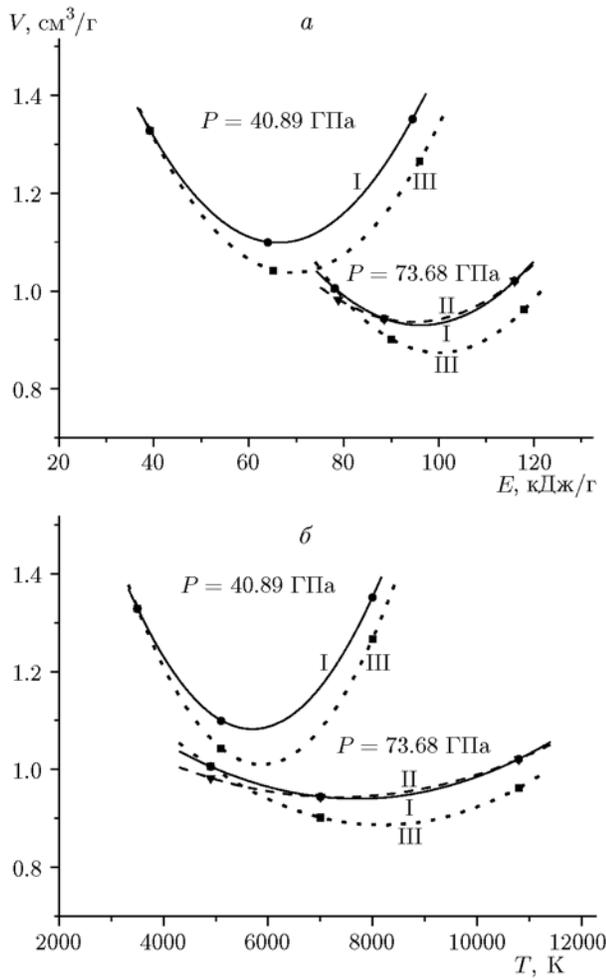


Рис. 5. Зависимости удельного объема от внутренней энергии (а) и от температуры (б) для вариантов I–III на изобарах  $P = 40.89$  и  $73.68$  ГПа:

линии — описание точек 1, 2, 3 (с возрастанием номера увеличиваются значения  $E$  и  $T$ ) полиномом второй степени

к определенному варианту) полиномом второй степени.

На рис. 6, б для вариантов I, II приведены значения  $\eta$  (5), рассчитанные с помощью полиномов, описывающих данные рис. 5, а.

Наряду с вариантами I, II рассматривался также вариант III. В нем параметры, реализуемые при однократном и двукратном ударном сжатии жидкого дейтерия, такие же, как в варианте I (см. табл. 1–3). Отличие состоит в значениях параметров  $\rho$ ,  $E$  в состояниях  $s_1$ ,  $b_1$ ,  $b_2$ ,  $a_2$  из табл. 4. Это связано с возможной некоторой неточностью значения  $\Gamma_{eff}$  (14), (15) УРС кварца [26], что сказывается на положе-

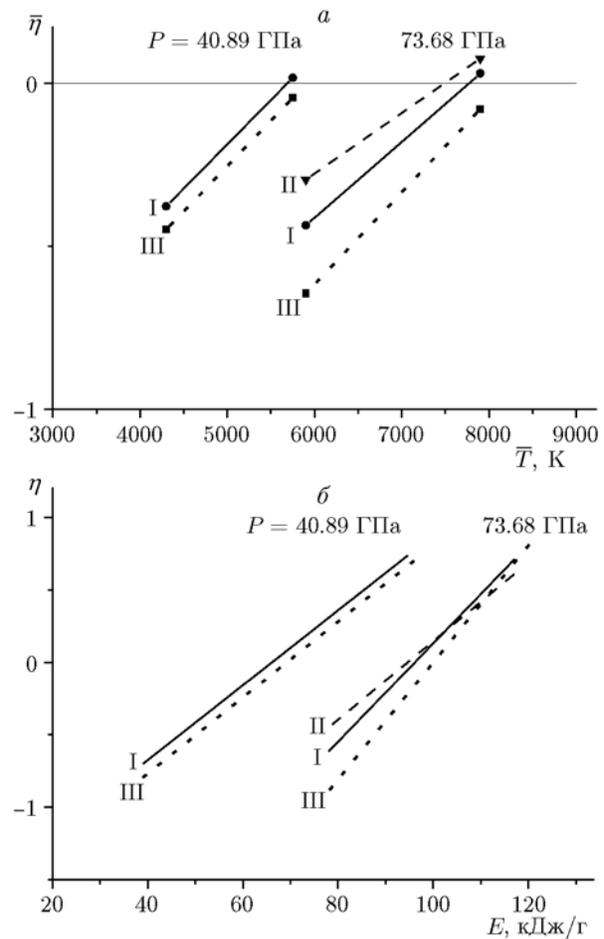


Рис. 6. Зависимости коэффициента  $\bar{\eta}$  от средней температуры (а) и коэффициента  $\eta$  от энергии (б) для вариантов I–III на изобарах  $P = 40.89$  и  $73.68$  ГПа

нии изоэнтроп разгрузки кварца и, как следствие, на результатах по однократному сжатию жидкого и газообразного водорода (в итоге — на положении кривых  $A$ ,  $B$ ,  $C$  на рис. 3). Контроль УРС кварца [26] при разгрузке до  $P \approx 30 \div 50$  ГПа может быть осуществлен на основе имеющихся данных по ударному сжатию исходно пористых образцов кварца следующим, основанным на подходе [40] способом.

Вдоль изоэнтропы разгрузки выполняются уравнения [36]:

$$\frac{d\rho}{dU} / \rho^2 = 1 / \frac{dP}{dU}, \quad \frac{dE}{d\rho} / \rho^2 = P,$$

где  $U$  — массовая скорость разгруженного вещества. Если УРС кварца в виде  $P = P(\rho, E)$  является заданным, то в результате интегрирования этих уравнений находятся зависимо-

сти

$$\rho = \rho_S(U_1, P), \quad (22)$$

$$E = E_S(U_1, P) + E_0 \quad (23)$$

вдоль изоэнтропы, исходящей из начального состояния (с начальной массовой скоростью  $U_1$ ), реализуемого при ударном сжатии кварца с исходными параметрами в (18):  $\rho_0 = 2.65 \text{ г/см}^3$ ,  $P_0 = 0$ ,  $E = E_0$ . Начальное состояние изоэнтропы разгрузки (с учетом уравнений (12), (13), (18)) характеризуется величинами  $P_S = \rho_0 D_1 U_1$  (значение  $D_1$  при заданном  $U_1$ , определяется (17)),  $\rho_S = \rho_0 D_1 / (D_1 - U_1)$ ,  $E_S = U_1^2 / 2$ .

При ударном сжатии пористых образцов с начальной энергией  $E_{00} \approx E_0$  [36] и плотностью  $\rho_{00}$  выполняется соотношение

$$E = E_0 + P(1/\rho_{00} - 1/\rho)/2. \quad (24)$$

Подстановка в него выражений (22), (23) приводит к следующей связи:

$$\rho_{00}(U_1, P) = 1/[2E_S(U_1, P)/P + 1/\rho_S(U_1, P)]. \quad (25)$$

Определяемые УРС кварца [26] ( $\Gamma_{eff}$  — (14), (15),  $D(2.65, U)$  — (17)) зависимости  $\rho_{00}(U_1, P)$  (25) при  $U_1 = 6.0 \div 11.0 \text{ км/с}$  показаны на рис. 7. При тех же значениях  $U_1$  на рис. 8

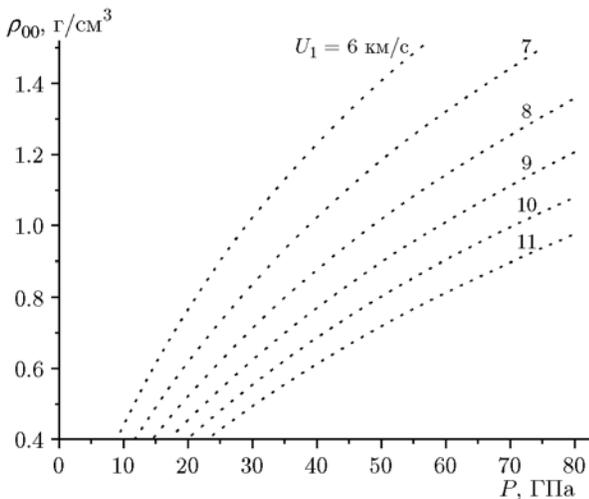


Рис. 7. Зависимость начальной плотности пористого кварца от давления при ударном сжатии согласно УРС кварца [26] при различных значениях  $U_1$  (25)

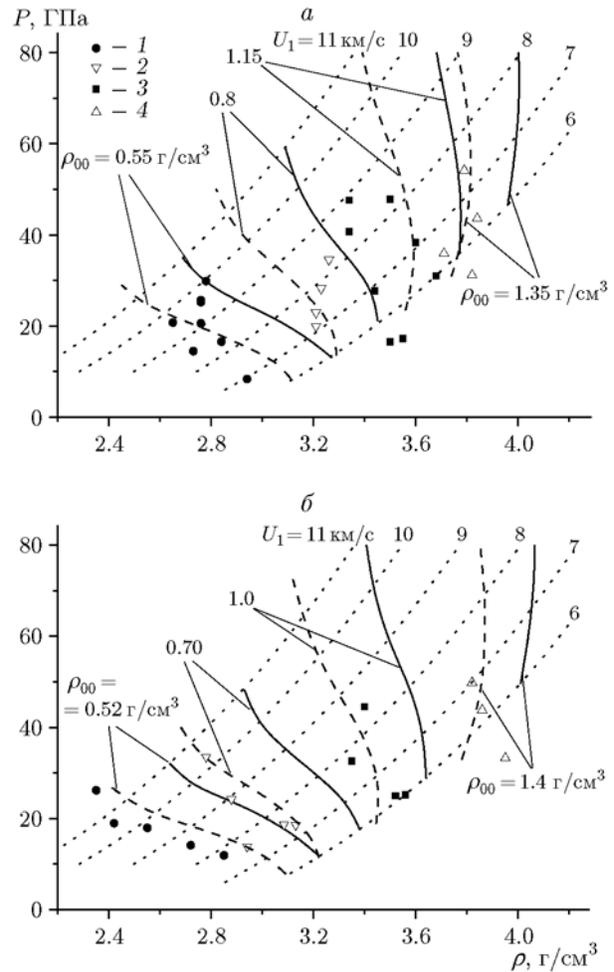


Рис. 8. Зависимость давления от плотности вдоль изоэнтроп разгрузки и ударных адиабат пористого кварца:

*a* — эксперимент [41] по ударному сжатию при  $\rho_{00} = 0.55$  (1), 0.80 (2), 1.15 (3), 1.35 г/см<sup>3</sup> (4), *б* — эксперимент [42] по ударному сжатию при  $\rho_{00} = 0.52$  (1), 0.70 (2), 1.0 (3), 1.4 г/см<sup>3</sup> (4); линии, расчет: пунктирные — изоэнтропы по УРС кварца [26], сплошные — ударные адиабаты согласно УРС кварца [26] при значениях  $\rho_{00}$ , соответствующих экспериментальным, штриховые — ударные адиабаты согласно скорректированному УРС кварца [26] с  $\Gamma_{eff}$  (14), (15), увеличенным на 0.2 (см. текст), при значениях  $\rho_{00}$ , соответствующих экспериментальным

приведены соответствующие этому УРС зависимости  $P(U_1, \rho)$  (функция, обратная функции (22) при  $U_1 = \text{const}$ ) вдоль изоэнтроп разгрузки. Совместно кривые  $\rho_{00}(U_1, P)$  и  $P(U_1, \rho)$  позволяют построить ударные зависимости  $P(\rho)$  при различных значениях  $\rho_{00}$ , соответствующие УРС кварца [26]. Результаты расчетов при  $\rho_{00} = 0.5 \div 1.4 \text{ г/см}^3$  в сопоставлении с данны-

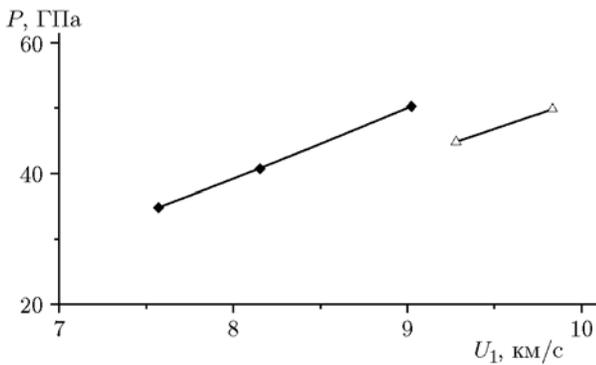


Рис. 9. Зависимость давления в водороде от массовой скорости в кварце при его описании УРС [26]:

ромбы — [26], жидкий дейтерий при  $\rho_0 = 0.167 \text{ г/см}^3$ , треугольники — [33], газообразный протий при  $\rho_0 = 0.122 \text{ г/см}^3$

ми опытов [41, 42] представлены на рис. 8. Из рис. 8 видно, что при реализованных в экспериментах [41, 42] давлениях (максимальное значение  $P \approx 50 \text{ ГПа}$ ) рассчитанная согласно УРС кварца [26] плотность вдоль ударных адиабат систематически больше экспериментальной на  $\approx 5 \div 20 \%$ .

На рис. 9 показаны зависимости  $P(U_1)$  ( $P$  — давление в водороде, реализуемое при изоэнтропической разгрузке в него кварца, описываемого УРС [26]), построенные на основе измеренных значений  $D$  для жидкого дейтерия при  $\rho_0 = 0.167 \text{ г/см}^3$  [26] (соответствуют трем точкам [26] на рис. 2 при  $P \leq 50 \text{ ГПа}$ ) и для газообразного протия при  $\rho_0 = 0.122 \text{ г/см}^3$  [33] (соответствуют двум точкам на рис. 3,а при  $2\rho_0 = 0.244 \text{ г/см}^3$ ,  $P \leq 50 \text{ ГПа}$ ). Сопоставление рис. 9 и 7 показывает, что данным на рис. 9 соответствуют расчетные ударные адиабаты кварца (см. рис. 8) в интервале  $P \approx 34 \div 50 \text{ ГПа}$  при  $\rho_{00} \approx 0.8 \div 0.9 \text{ г/см}^3$  (например, в случае дейтерия с  $\rho_0 = 0.167 \text{ г/см}^3$  согласно рис. 9 значение  $U_1 = 9.0 \text{ км/с}$  соотносится с  $P = 50 \text{ ГПа}$ , которому согласно рис. 7 на кривой  $\rho_{00}(U_1 = 9.0, P)$  соответствует  $\rho_{00} = 0.9 \text{ г/см}^3$ ).

Поведение расчетных ударных адиабат пористого кварца УРС [26] (см. рис. 8) при фиксированной зависимости  $D(2.65, U)$  (17) определяется коэффициентом  $\Gamma_{eff}$  (14), (15). Для более адекватного описания данных по ударной сжимаемости пористого кварца был рассмотрен скорректированный вариант УРС [26], в ко-

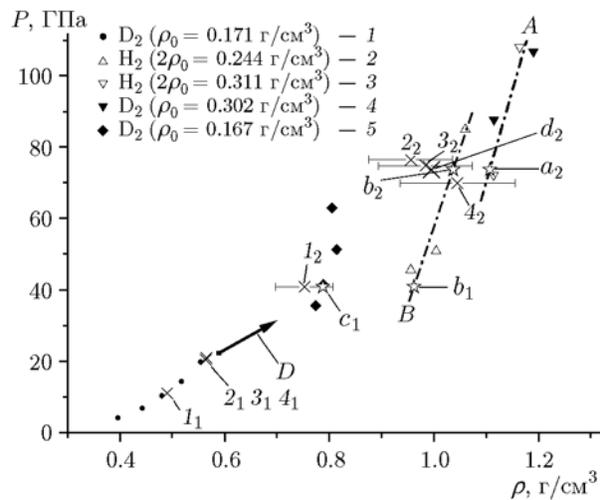


Рис. 10. Зависимость давления от плотности при однократном ударном сжатии водорода:

интерпретация данных [26] (2–5) и [33] (1) на основе УРС кварца [26] с  $\Gamma_{eff}$  (14), (15), увеличенными на 0.2 (см. текст),  $c_1, b_1, b_2, a_2$  — см. табл. 5, ромбы — см. подпись к рис. 2, остальные символы и линии — подпись к рис. 3,а

тором  $\Gamma_{eff}$  определялся функциями (14), (15), увеличенными на 0.2. Рассчитанные на его основе ударные адиабаты даны на рис. 8. По сравнению с расчетом по исходному УРС [26] они лучше согласуются с экспериментом.

С помощью этого варианта УРС кварца были рассчитаны параметры  $P, \rho, E$ , реализуемые при однократном ударном сжатии водорода в опытах [26] и [33] (при интерпретации данных [33] дополнительно используется соотношение (16)). Полученные результаты в координатах  $P$ – $\rho$  приведены на рис. 10. Линии А и В (аналогичны линиям А и В на рис. 3,а) описываются зависимостями  $\rho = 0.9631 + 1.949 \cdot 10^{-3} P$  и  $\rho = 0.8690 + 2.280 \cdot 10^{-3} P$  соответственно ( $\rho$  —  $[\text{г/см}^3]$ ,  $P$  —  $[\text{ГПа}]$ ). Они, как и результаты по ударному сжатию жидкого дейтерия при  $\rho_0 = 0.167 \text{ г/см}^3$ , расположены правее аналогичных данных на рис. 3,а и 2. Можно отметить, что данные по ударному сжатию дейтерия при  $\rho_0 = 0.167 \text{ г/см}^3$ , представленные на рис. 10, практически точно описываются рассматриваемым в [26] (наряду с другими) УРС дейтерия [43].

В табл. 5 приведены значения  $\rho$  и  $E$  в изображенных на рис. 10 состояниях  $c_1, b_1, b_2, a_2$  (аналогичны состояниям с теми же обозначениями на рис. 3 и в табл. 4). Они определяют рассматриваемый здесь вариант III (как отме-

Таблица 5  
 Параметры ряда состояний,  
 расположенных на ударных адиабатах  
 однократного сжатия на рис. 10 (вариант III)

Состояние	$P$ , ГПа	$\rho$ , г/см <sup>3</sup>	$E$ , кДж/г	$T$ , К
$c_1$	40.89	0.79	96	8 000
$b_1$	40.89	0.96	65	5 100
$b_2$	73.68	1.04	118	10 800
$a_2$	73.68	1.11	90	6 800

чалось выше, соответствующие ему параметры двукратного сжатия такие же, как в табл. 2 и 3 для варианта I). На рис. 5, 6 приведены соответствующие ему характеристики, которые рассматривались ранее для вариантов I, II.

Как видно из рис. 5, положение минимума  $V$  при полиномиальной аппроксимации данных несильно отличается для вариантов I–III. Максимальное отличие наблюдается для вариантов II и III при  $P = 73.68$  ГПа. В частности, в первом из них минимум  $V$  имеет место при  $T \approx 7400$  К, во втором — при  $T \approx 8200$  К. Можно отметить, что полиномиальные зависимости  $V(T)$  (см. рис. 5, б) приблизительно симметричны относительно значения  $T$ , соответствующего минимуму  $V$ . Это свойство аналогично примерно равной удаленности по  $T$  линий  $A_2$  и  $C_2$  от линии  $B_2$  при  $P = \text{const}$  на рис. 1.

Данные на рис. 5, 6 свидетельствуют о том, что, хотя между вариантами I–III существуют количественные отличия, все они показывают проявление водородом свойств  $\eta$ ,  $\beta$ ,  $\gamma < 0$  в интервале  $T \approx 3500 \div 5700$  К на изобаре  $P = 40.89$  ГПа и в интервале  $T \approx 5000 \div 7500$  К на изобаре  $P = 73.68$  ГПа. При обусловленности аномалии диссоциацией водорода следует ожидать ее проявления в конечном интервале не только температуры, но и давления (аналогично ее проявлению в УРС против [10, 11] в заштрихованной на рис. 1 полосе  $P, T$ -состояний), в настоящем случае —  $\approx 41 \div 74$  ГПа (возможно, и более широком).

Сделанные выводы о поведении величин  $\eta$ ,  $\beta$ ,  $\gamma$  основываются на рассмотрении средних значений  $P$ ,  $\rho$ ,  $E$ ,  $T$ . Точность определения  $\rho$  (см. рис. 3, а и 10) при двукратном ударном сжатии жидкого водорода и однократном ударном сжатии исходно газообразного водорода недостаточна, чтобы они были вполне одно-

значными. Однако рассмотренный здесь вариант интерпретации имеющихся данных возможен и основанные на нем выводы весьма вероятны, хотя для большей уверенности в них необходимы дополнительные уточняющие эксперименты.

В [44] приведены данные Холмса (N. Holmes) по скорости звука в ударно-сжатом дейтерии при  $\rho_0 = 0.17$  г/см<sup>3</sup> в диапазоне  $P \approx 11 \div 28$  ГПа. Использование этих данных и ударной адиабаты  $P(\rho)$ , определяемой в [22, 26] (см. рис. 3, а), в формуле (8) с учетом положительности ее знаменателя в рассматриваемой ситуации показывает следующее поведение  $\gamma$ . При  $P \approx 11$  ГПа скорость звука равна  $C \approx 8.5$  км/с. В этом случае в (8)  $K_H > K_S$   $\left( \left( \frac{\partial P}{\partial \rho} \right)_S = C^2 < \left( \frac{\partial P}{\partial \rho} \right)_H \right)$ , что приводит к  $\gamma > 0$ . В интервале  $P \approx 20 \div 28$  ГПа значение  $C \approx 9.0$  км/с. На рис. 3, а из состояния  $P = 22$  ГПа на линии  $C$  проведена прямая линия  $D$ , наклон которой  $\left( \frac{\partial P}{\partial \rho} \right)_S = C^2$  отвечает  $C = 9.0$  км/с. Как видно из рис. 3, а, он близок к наклону ударной адиабаты  $\left( \left( \frac{\partial P}{\partial \rho} \right)_S \approx \left( \frac{\partial P}{\partial \rho} \right)_H \right)$ , что соответствует  $\gamma \approx 0$  (согласно рис. 4 при  $P = 22$  ГПа значение  $T \approx 4700$  К). В варианте, представленном на рис. 10, наклон линии  $D$  несколько больше наклона ударной адиабаты жидкого дейтерия. С учетом этого не исключена возможность проявления водородом аномалии  $\eta$ ,  $\beta$ ,  $\gamma < 0$  в более широком по сравнению с  $41 \div 74$  ГПа диапазоне давлений (до  $P \approx 20$  ГПа).

Данные по однократному сжатию газообразного дейтерия при  $\rho_0 = 0.2895 \div 0.3356$  г/см<sup>3</sup> ( $P_0 = 1.1 \div 1.71$  ГПа,  $T_0 = 297$  К) [33] и данные по двукратному ударному сжатию жидкого дейтерия при  $\rho_0 = 0.167$  г/см<sup>3</sup> [26] позволяют определить  $\bar{\eta}$  при  $P \approx 140 \div 180$  ГПа. Вычисления показывают, что  $\bar{\eta} > 0$  (при использовании как УРС кварца [26], так и его скорректированного варианта с  $\Gamma_{eff}$  (14), (15), увеличенным на 0.2). В рассматриваемой области состояний реализуются температуры  $T \approx 10000 \div 20000$  К.

В заключение этого параграфа следует отметить, что проявление хорошо исследованными молекулярными веществами свойств  $\eta$ ,  $\beta$ ,  $\gamma < 0$  при высоких значениях  $P$ ,  $T$ , реализуемых в ударно-волновых экспериментах, явля-

ется довольно типичным. При  $P \approx 50 \div 80$  ГПа,  $T \approx 6500 \div 14500$  К такими свойствами обладает азот [45], при  $P \approx 40 \div 60$  ГПа,  $T \approx 4000 \div 7000$  К — диоксид углерода [46]. Возможное простое объяснение причины этой аномалии заключается в том, что процесс диссоциации молекулярной жидкости сопровождается ее уплотнением [47].

### ВОЗМОЖНОЕ ВЛИЯНИЕ АНОМАЛИИ НА КОНВЕКЦИЮ В ОБОЛОЧКЕ ЮПИТЕРА

Результаты предыдущего параграфа указывают на то, что в области состояний с границами по давлению  $\approx 41$  и  $\approx 74$  ГПа, которым отвечают интервалы  $T \approx 3500 \div 5700$  и  $\approx 5000 \div 7500$  К, водород характеризуется величинами  $\eta$ ,  $\beta$ ,  $\gamma < 0$ . Показанные на рис. 1 значения температуры вдоль изоэнтроп 1–3 и рассчитанные в модели [6] (более высокие, чем на изоэнтропах 1–3) при рассматриваемых значениях давления относятся к названным температурным интервалам (за исключением линии 2 на рис. 1, на которой  $T \approx 4800$  К при  $P \approx 74$  ГПа). Это свидетельствует о том, что в оболочке Юпитера, состоящей из чистого протия (без He), конвекция запрещена в интервале  $P \approx 41 \div 74$  ГПа.

В случае  $P \approx 74$  ГПа температура  $\approx 5000$  К, начиная с которой проявляется свойство  $\gamma < 0$ , примерно соответствует ее значению ( $\approx 4500$  К) в УРС [15, 16] (см. рис. 1). При  $P \approx 41$  ГПа расчет по этому УРС при всех представляющих интерес температурах дает  $\gamma > 0$ . То есть в рассматриваемом здесь варианте граница аномалии  $\gamma < 0$  сдвинута в сторону значительно меньших давлений по сравнению с ее положением в модельном УРС [15, 16].

Согласно УРС протия [10, 11]  $\gamma < 0$  на изобаре  $P \approx 41$  ГПа в интервале  $T \approx 3200 \div 4000$  К, а на изобаре  $P \approx 74$  ГПа — в интервале  $T \approx 2100 \div 3000$  К (см. рис. 1). Они существенно уже интервалов  $T \approx 3500 \div 5700$  и  $\approx 5000 \div 7500$  К и значительно смещены по отношению к ним в сторону меньших температур. Уже также и интервалы, где  $\bar{\eta} \approx 0$ . Например, при  $P \approx 41$  ГПа согласно [10, 11]  $\bar{\eta} \approx 0$  при  $T \approx 3200 \div 5000$  К (между состояниями *a* и *c* на рис. 1), в рассматриваемом же случае — при  $T \approx 3500 \div 8000$  К (см. рис. 5,б). Вследствие этого свойство  $\gamma < 0$  УРС [10, 11] гораздо меньше влияет на конвекцию в чистом протии

(только при  $P \approx 25 \div 35$  ГПа, см. рис. 1), чем в настоящем случае.

Представляется, что наличие  $\approx 10\%$  He не может устранить или принципиально сузить по температуре рассматриваемую здесь область  $\gamma < 0$ . Согласно расчетам [13] в смеси, где на 9 атомов He приходится 110 атомов H (это отвечает массовому содержанию He  $Y \approx 0.25$ , что несколько больше атмосферного значения  $Y \approx 0.23$ ), область  $\gamma < 0$ , соответствующая УРС протия [10, 11] (см. рис. 1), изменяется следующим образом: в интервале  $P \approx 20 \div 40$  ГПа она отсутствует, при  $P \approx 50$  ГПа,  $T \approx 3000$  К ее ширина практически нулевая, при  $P \approx 85 \div 90$  ГПа она расположена в интервале  $T \approx 2200 \div 3000$  К (т. е. практически не изменяется по сравнению со случаем чистого протия, см. рис. 1). Таким образом, прогнозируемое за счет добавки He сужение области аномалии  $\gamma < 0$  при  $P \leq 50$  ГПа составляет  $\approx 1000$  К, при  $P > 50$  ГПа — меньше 1000 К (в случае  $Y \approx 0.23$  влияние He еще слабее).

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Совместное рассмотрение средних значений величин, полученных в ударно-волновых экспериментах для дейтерия и протия, показало, что при давлениях  $\approx 40 \div 75$  ГПа и температурах  $\approx 3500 \div 7500$  К коэффициент Грюнайзена водорода отрицателен. Оценочные параметры состояний, реализуемых в газовой оболочке Юпитера, относятся к этой аномальной области. В используемых в современных моделях Юпитера уравнениях состояния протия область аномалии отсутствует либо она существенно меньше вышеопределенной. Применяемые при моделировании уравнения состояния смеси протия с  $\approx 10\%$  гелия характеризуются только положительным коэффициентом Грюнайзена, что является условием наличия конвекции (при сверхадиабатическом увеличении температуры с ростом давления). В области проявления аномалии конвекция в оболочке Юпитера, состоящей из чистого протия, запрещена. При этом из-за ее большой протяженности по температуре добавка гелия в смесь, по всей видимости, не устраняет проявления аномалии в уравнении состояния смеси. Вследствие этого аномалия может быть барьером для широкомасштабной конвекции в оболочке. Сделанные выводы, основывающиеся на средних значениях экспериментальных характеристик водорода, носят предварительный

характер, так как экспериментальные данные характеризуются значительной погрешностью. Для строгого подтверждения рассмотренной возможности требуется проведение дополнительных ударно-волновых экспериментов как с водородом (уточняющих имеющиеся данные пп. 1–5), так и с его смесью с гелием.

#### ЛИТЕРАТУРА

- Жарков В. Н., Трубицин В. П.** Физика планетных недр. — М.: Наука, 1980.
- Saumon D., Guillot T.** Shock compression of deuterium and the interiors of Jupiter and Saturn // *Astrophys. J.* — 2004. — V. 609. — P. 1170.
- Kerley G. I.** Structure of the planets Jupiter and Saturn // *A Kerley Tech. Services Res. Rep. N KTS04-1.* — 2004.
- Becker B., Lorenzen W., Fortney J. J., Nettelmann N., Schottler M., Redmer R.** Ab initio equation of state for hydrogen (H-REOS.3) and helium (He-REOS.3) and their implications for the interior of Brown dwarfs // *Astrophys. J. Supp. Ser.* — 2014. — V. 215. — P. 21.
- Hubbard W. B., Militzer B.** A preliminary Jupiter model // *Astrophys. J.* — 2016. — V. 820. — P. 80.
- Miguel Y., Guillot T., Fayon L.** Jupiter internal structure: the effect of different equations of state // *Astron. Astrophys.* — 2016. — V. 596. — A114.
- Morales M. A., Hamel S., Caspersen K., Schwegler E.** Hydrogen-helium demixing from first principles: From diamond anvil cells to planetary interiors // *Phys. Rev. B.* — 2013. — V. 87. — 174105.
- Saumon D., Chabrier G., Van Horn H. M.** An equation of state for low-mass stars and giant planets // *Astrophys. J. Suppl. Ser.* — 1995. — V. 99. — P. 713–741.
- Kerley G. I.** Equation of state for hydrogen and deuterium // *Sandia Rep. No. SAND2003-3613.* — 2003.
- Militzer B.** Equation of state calculations of hydrogen-helium mixtures in solar and extrasolar giant planets // *Phys. Rev. B.* — 2013. — V. 87. — 014202.
- Militzer B., Hubbard W. B.** Ab initio equation of state for hydrogen-helium mixtures with recalibration of giant planet mass-radius relation // *Astrophys. J.* — 2013. — V. 774. — P. 148.
- Vorberger J., Tamblin I., Militzer B., Bonev S. A.** Hydrogen-helium mixtures in the interiors of giant planets // *Phys. Rev. B.* — 2007. — V. 75. — 024206.
- Militzer B., Hubbard W. B., Vorberger J., Tamblin I., Bonev S. A.** A massive core in Jupiter predicted from first-principles simulations // *Astrophys. J. Lett.* — 2008. — 688, L45.
- Militzer B., Hubbard W. B.** Comparison of Jupiter interior models derived from first-principles simulations // *Astrophys. Space Sci.* — 2009. — V. 322. — P. 129–133.
- Nellis W. J., Ross M., Holmes N. C.** Temperature measurements of shock-compressed liquid hydrogen: implications for the interior of Jupiter // *Science.* — 1995. — V. 269. — P. 1249–1252.
- Ross M.** Linear-mixing model for shock-compressed liquid deuterium // *Phys. Rev. B.* — 1998. — V. 58. — P. 669–677.
- Zharkov V. N., Gudkova T. V.** Modern models of giant planets // *High-Pressure Research Application to Earth and Planetary Sciences / Y. Syono, M. H. Manghni (Eds).* — Terra Scient. Publ. Company (TERRAPUB), Tokyo; American Geophysical Union, Washington, D. C., 1992. — P. 393–401.
- Ландау Л. Д., Лифшиц И. М.** Статистическая физика. — М.: Наука, 1964.
- Крупников К. К., Бражник М. И., Крупникова В. П.** Ударное сжатие пористого вольфрама // *Журн. эксперим. и теор. физики.* — 1962. — Т. 42, вып. 3. — С. 675–683.
- Альтшулер Л. В., Бражник М. И., Телегин Г. С.** Прочность и упругость железа и меди при высоких давлениях ударного сжатия // *ПМТФ.* — 1971. — № 6. — С. 159–166.
- Nettelmann N., Becker A., Holst B., Redmer R.** Jupiter models with improved ab initio hydrogen equation of state (H-REOS.2) // *Astrophys. J.* — 2012. — V. 750. — P. 52.
- Nellis W. J., Mitchell A. C., van Thiel M., Devine G. J., Trainor R. J., Brown N.** Equation of state data for molecular hydrogen and deuterium at shock pressures in the range 2–76 GPa (20–760 kbar) // *J. Chem. Phys.* — 1983. — V. 79. — P. 1480–1486.
- Dick R. D., Kerley G. I.** Shock compression data for liquids. II. Condensed hydrogen and deuterium // *J. Chem. Phys.* — 1980. — V. 73, N 10. — P. 5264–5271.
- van Thiel M., Hord L. B., Gust W. H., Mitchell A. C., D’Addario M., Boutwell K., Wilbarger E., Barret B.** Shock compression of deuterium to 900 Kbar // *Phys. Earth and Planet. Inter.* — 1974. — V. 9. — P. 57–77.
- Holmes N. C., Ross M., Nellis W. J.** Temperature measurements and dissociation of shock-compressed liquid deuterium and hydrogen // *Phys. Rev. B.* — 1995. — V. 52, N 22. — P. 15835–15845.
- Knudson M. D., Desjarlais M. P.** High-precision shock wave measurements of deuterium: evaluation of exchange-correlation functionals at the molecular-to-atomic transition // *Phys. Rev. Lett.* — 2017. — V. 118. — 033501. — (Suppl. Material at <http://link.aps.org/supplemental/10.1103/PhysRevLett.118.033501>).

27. Knudson M. D., Hanson D. L., Bailey J. E., Hall C. A., Asay J. R., Deeney C. Principal Hugoniot, reverberating wave, and mechanical reshock measurements of liquid deuterium to 400 GPa using plate impact techniques // *Phys. Rev. B.* — 2004. — V. 69. — 144209.
28. Boriskov G. V., Bykov A. I., Il'kaev R. I., Selemir V. D., Simakov G. V., Trunin R. F., Urlin V. D., Shuikin A. N., Nellis W. J. Shock compression of liquid deuterium up to 109 GPa // *Phys. Rev. B.* — 2005. — V. 71. — 092104.
29. Hicks D. G., Boehly T. R., Celliers P. M., Eggert J. H., Moon S. J., Meyerhofer D. D., Collins G. W. Laser-driven single shock compression of fluid deuterium from 45 to 220 GPa // *Phys. Rev. B.* — 2009. — V. 79. — 014112.
30. Da Silva I. B., Celliers P., Collins G. W., Budil K. S., Holmes N. C., Barbee T. W., Jr, Hammel B. A., Kilkenny J. D., Wallace R. J., Ross M., Cauble R., Ng A., Chiu G. Absolute equation of state measurements on shocked liquid deuterium up to 200 GPa (2 Mbar) // *Phys. Rev. Lett.* — 1997. — V. 78. — P. 483–486.
31. Collins G. W., Da Silva L. B., Celliers P., Gold D. M., Foord M. E., Wallace R. J., Ng A., Weber S. V., Budil K. S., Cauble R. Measurements of the equation of state of deuterium at the fluid insulator-metal transition // *Science.* — 1998. — V. 281. — P. 1178–1181.
32. Bailey J. E., Knudson M. D., Carlson A. L., Dunham G. S., Desjarlais M. P., Hanson D. L., Asay J. R. Time-resolved optical spectroscopy measurements of shocked liquid deuterium // *Phys. Rev. B.* — 2008. — V. 78. — 144107.
33. Loubeyre P., Brygoo S., Eggert J., Celliers P. M., Spaulding D. K., Rygg J. R., Boehly T. R., Collins G. W., Jeanloz R. Extended data set for the equation of state of warm dense hydrogen isotopes // *Phys. Rev. B.* — 2012. — V. 86. — 144115.
34. Brygoo S., Millot M., Loubeyre P., Lazicki A. E., Hamel S., Qi T., Celliers P. M., Coppari F., Eggert J. H., Fratanduono D. E., Hicks D. G., Rygg J. R., Smith R. F., Swift D. C., Collins G. W., Jeanloz R. Analysis of laser shock experiments on precompressed samples using a quartz reference and application to warm dense hydrogen and helium // *J. Appl. Phys.* — 2015. — V. 118. — 195901.
35. Becker A., Nettelmann N., Holst B., Redmer R. Isentropic compression of hydrogen: Probing conditions deep in planetary interiors // *Phys. Rev. B.* — 2013. — V. 88. — 045122.
36. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. — М.: Физматгиз, 1963.
37. Knudson M. D., Desjarlais M. P. Adiabatic release measurements in  $\alpha$ -quartz between 300 and 1200 GPa: Characterization of  $\alpha$ -quartz as a shock standard in the multimegabar regime // *Phys. Rev. B.* — 2013. — V. 88. — 184107.
38. Loubeyre P., LeToullec R., Hausermann D., Hanfland M., Hemley R. J., Mao H. K., Finger L. W. X-ray diffraction and equation of state of hydrogen at megabar pressure // *Nature.* — 1996. — V. 383. — P. 702–704.
39. Thermophysical Properties of Fluid Systems, NIST Webbook. — URL: <http://webbook.nist.gov/chemistry/fluid>.
40. Жерноклетов М. В., Зубарев В. Н., Сутулов Ю. Н. Адиабаты пористых образцов и изоэнтропы расширения сплошной меди // ПМТФ. — 1984. — № 2. — С. 119–123.
41. Экспериментальные данные по ударно-волновому сжатию и адиабатическому расширению конденсированных веществ: справочник / под ред. Р. Ф. Трунина. — Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2006.
42. Vildanov V. G., Gorshkov M. M., Krupnikov K. K. Shock compression of porous quartz // RFNC-VNIITF Rep., VINITI G83219, 1987.
43. Tubman N., Liberatore E., Pierleoni C., Holzmann M., Ceperley D. M. Molecular-atomic transition along the deuterium Hugoniot curve with coupled electron-ion Monte Carlo simulations // *Phys. Rev. Lett.* — 2015. — V. 115. — 045301.
44. Clerouin J., Dufreche J.-F. Ab initio study of deuterium in dissociation regime: Sound speed and transport properties // *Phys. Rev. E.* — 2001. — V. 64. — 066406.
45. Nellis W. J., Radousky H. B., Hamilton D. C., Mitchell A. C., Holmes N. C., Christianson K. B., van Thiel M. Equation of state, shock-temperature and electrical conductivity data of dense fluid nitrogen in the region of the dissociative phase transition // *J. Chem. Phys.* — 1991. — V. 94, N 3. — P. 2244–2256.
46. Медведев А. Б. О наличии состояний с отрицательным коэффициентом Грюнайзена в пережатых продуктах взрыва // Физика горения и взрыва. — 2014. — Т. 50, № 4. — С. 102–109.
47. Kerley G. L., Switendick A. C. Theory of molecular dissociation in shocked nitrogen and oxygen // *Shock Waves in Condensed Matter* / Y. M. Gupta (Ed.). — New York: Plenum, 1986. — P. 95–100.