

## УДАРНОЕ СЖАТИЕ ПОРИСТЫХ МЕТАЛЛОВ И СИЛИКАТОВ. ВОЗМОЖНАЯ АНОМАЛЬНОСТЬ ВЕРХНЕЙ МАНТИИ ЗЕМЛИ

А. Б. Медведев, Р. Ф. Трунин

ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», 607188, г. Саров Нижегородской обл.

Дан обзор результатов экспериментальных исследований ударного сжатия пористых металлов в лабораторных условиях и при полигонных испытаниях. Рассмотрены общие свойства ударных адиабат. Приведено описание совокупности опытов сравнительно простым широкодиапазонным уравнением состояния. Выполнено сопоставление закономерностей поведения пористых металлов и силикатов при ударном сжатии. Они качественно отличаются между собой в широком (~несколько десятков ГПа) диапазоне давлений. Возможное объяснение нестандартного поведения силикатов состоит в реализации при повышенных давлениях и температурах состояний вещества с отрицательными значениями коэффициента Грюнайзена. Высказано гипотетическое предположение, что подобная аномалия может быть причиной сверхадиабатического возрастания плотности в верхней мантии Земли.

*Ключевые слова:* ударное сжатие, давление, плотность, пористые образцы, металлы, силикаты, коэффициент Грюнайзена.

### Введение

При решении разнообразных научно-технических задач большое значение имеют уравнения состояния (УРС) веществ. В частности, УРС металлов широко применяются при расчетах различного типа высокоэнергетических установок, УРС силикатов важны для геофизики и планетологии.

Одним из основных (во многих случаях единственным) источником информации о термодинамических свойствах веществ при высоких значениях давления  $P$ , плотности  $\rho$  и внутренней энергии  $E$  являются экспериментальные данные по ударному сжатию. Они существенным образом используются при определении параметров полупэмпирических модельных УРС, а при максимально достигнутых параметрах служат тестом для проверки априорных теоретических моделей.

Главное внимание в ударно-волновых исследованиях уделяется изучению ударных адиабат, характеризующих исходно сплошное вещество с начальной плотностью  $\rho_0$ , соответствующей нормальным условиям  $P_0 = 1$  атм,  $T_0 = 298$  К (основ-

ные ударные адиабаты). Они определены для большого числа веществ в широком диапазоне степеней сжатия  $\sigma = \rho/\rho_0 > 1$  (как правило, до  $\sigma \approx 2 \div 3$ , а иногда и более). Материалы подобных исследований содержатся в многочисленных статьях и неоднократно публиковались в обобщенном виде [1–7]. Подробная экспериментальная информация приводится в справочниках [8–10].

УРС веществ исследуются также другими динамическими методами, в том числе путем ударного сжатия пористых образцов, двукратного ударного сжатия, методом изэнтропической разгрузки и др. Доступные им области фазовой диаграммы на примере металла качественно изображены на рис. 1.

Эксперименты по ударному сжатию пористых образцов, характеризующихся пониженной начальной плотностью, позволяют охватить диапазон состояний с повышенными значениями  $E$  и температуры  $T$  по сравнению с реализуемыми на основной ударной адиабате. Существенно отличаются и значения  $\sigma$ . Полученные данные относятся, в том числе, к области состояний, характеризующихся  $\sigma < 1$  (при этом степень расширения вещества

$1/\sigma > 1$ ). Эта информация является принципиальной при определении моделей УРС.

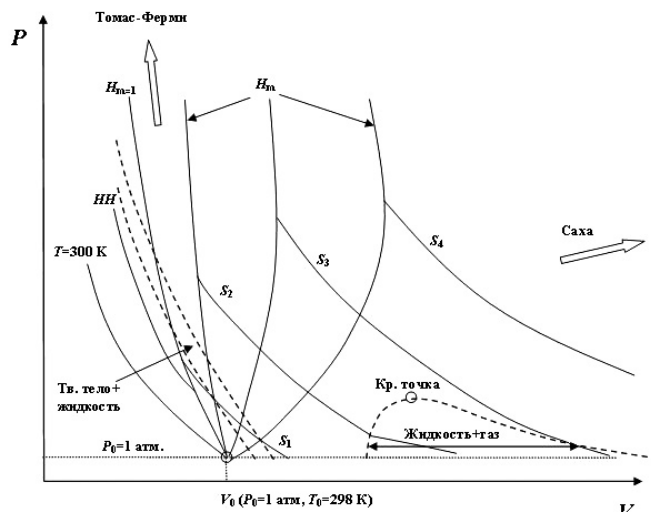


Рис. 1 Схематическая фазовая диаграмма металлов:  $H_{m-1}$  – основная ударная адиабата,  $H_m$  – ударные адиабаты исходно пористого вещества,  $HH$  – ударная адиабата двукратного сжатия,  $T = 300 \text{ К}$  – изотерма,  $S_1$ – $S_4$  – изэнтропы расширения из ударно-сжатых состояний

Исследованию свойств веществ посредством ударного сжатия исходно пористых образцов посвящено значительное число работ. Полученные результаты, однако, в упомянутых выше публикациях отражены недостаточно полно. Одной из целей настоящей статьи является восполнение этого недостатка.

В ней изложены результаты исследований ударной сжимаемости пористых металлов, основной объем которых выполнен в России. Обсуждаются особенности свойств разогретых металлов, выявленных в этих экспериментах. Приводится описание совокупности результатов опытов на основе относительно простого широкодиапазонного модельного УРС.

В работе, наряду с металлами, рассматриваются также силикаты. Одной из целей совместного рассмотрения этих двух типов веществ является демонстрация качественного отличия поведения силикатов от нормального поведения металлов в широком (~несколько десятков ГПа) диапазоне давлений. Выполненный термодинамический анализ данных по ударному сжатию сплошных и пористых образцов показывает, что возможное объяснение нестандартного поведения силикатов заключается в реализации состояний вещества, характеризующихся отрицательными («аномальными») значениями коэффициентов Грюнайзена

и теплового расширения. Приведено описание результатов опытов с плавленным и пористым кварцем на основе модельного УРС, отражающего данную аномалию. В заключительной части работы рассматривается гипотетическая возможность проявления аномалии подобного типа в верхней мантии Земли.

### 1. Метод исследования ударного сжатия пористых веществ

Изучение сжимаемости вещества при ударно-волновом воздействии на него основано на регистрации двух кинематических характеристик стационарной ударной волны, распространяющейся по материалу с фиксированными начальными параметрами, – волновой скорости  $D$  и массовой скорости за фронтом волны  $U$ . Набор измеренных величин  $D$  и  $U$  при различных интенсивностях ударных волн определяет экспериментальную  $D(U)$ -зависимость, соответствующую веществу с начальными значениями плотности  $\rho_{00}$ , давления  $P_{00}$  и внутренней энергии  $E_{00}$ . Параметры при ударном сжатии связаны уравнениями сохранения массы, импульса и энергии

$$\rho = \rho_{00} \frac{D}{D-U}, \tag{1}$$

$$P = P_{00} + \rho_{00} D U, \tag{2}$$

$$E = E_{00} + \frac{(P + P_{00})(V - V_{00})}{2}, \tag{3}$$

где  $V = 1/\rho$  – удельный объем,  $V_{00} = 1/\rho_{00}$ . На основе этих уравнений с применением экспериментальной  $D(U)$ -зависимости может быть рассчитана в гидродинамическом приближении (без учета сравнительно малой, обычно ~несколько ГПа, прочности вещества) ударная адиабата в любых других переменных, в частности в  $P, \sigma$  или  $P, V$ . Случай  $\rho_{00} = \rho_0$ ,  $P_{00} = P_0 = 1 \text{ атм}$ ,  $E_{00} = E_0 = E(\rho_0, P_0)$  в (1)–(3) соответствует основной ударной адиабате.

Я. Б. Зельдовичем для контроля тепловых составляющих УРС было предложено [11, 12] использовать в экспериментах по ударному сжатию образцы с искусственно пониженной начальной плотностью  $\rho_{00} = \rho_0 / m$  ( $m > 1$  – коэффициент пористости). На практике такие образцы изготавливаются из порошкообразного вещества, состоящего из набора мелких частиц, разделенных пустотами. Предполагается, что исходно гетерогенное вещество за фронтом ударной волны становится гомогенным. При переходе от экспериментальной

$D(U)$ -зависимости, соответствующей веществу с фиксированным значением  $m$ , к его ударной адиабате в  $P, \sigma$ -переменных в уравнениях (1)–(3) пренебрегается относительно небольшой поверхностной энергией диспергирования исходного образца (т. е. считается, что  $E_{00} = E_0 = \text{const}$ ) и величиной  $P_{00}$ . Полученные таким образом ударные  $P(\sigma)$ -зависимости, отвечающие различным  $m$ , используются при выборе параметров модельных УРС исследуемого вещества в реализованной в экспериментах области состояний.

В опытах с пористыми образцами определение значений  $D$  и  $U$  обычно проводится в условиях, когда ударная волна, формируемая специальным нагружающим устройством (генератор ударной волны), сначала распространяется по экрану, переходя затем в примыкающий вплотную к нему исследуемый пористый образец. При этом в экран распространяется либо центрированная волна разрежения, либо отраженная ударная волна (в зависимости от соотношения динамических «жесткостей» материала экрана и исследуемого пористого вещества). Скорость  $D$  в образце определяется путем регистрации времени прохождения волны между датчиками (электроконтакты, пьезодатчики и др.), расположенными на определенных расстояниях между собой. Нахождение значения  $U$  в основном проводится методом отражения [13]. В этом методе, помимо скорости  $D$  в образце, второй регистрируемой экспериментальной величиной является скорость  $D$  в экране-этalone с хорошо известным из независимых экспериментов УРС. Такими веществами обычно являются Al, Fe, Cu. По найденному  $D$  в экране и известному УРС его вещества определяются все необходимые параметры распространяющейся по экрану волны, после чего с привлечением метода  $P$ - $U$ -диаграмм находится значение  $U$  в исследуемом пористом веществе (с использованием исходной плотности  $\rho_{00}$  и найденной скорости ударной волны  $D$  в образце).

При исследованиях пористых образцов в лабораторных условиях в РФЯЦ-ВНИИЭФ применяются различные генераторы ударных волн, основанные на разгоне металлических лайнеров-ударников продуктами взрыва конденсированных взрывчатых веществ до скоростей  $\approx 0,3 \div 9$  км/с. Их описание дано в [6, 14]. Некоторые вещества в исходно пористом состоянии изучались также с применением ударных волн, генерируемых подземными ядерными взрывами.

Наиболее полно, с проведением ряда методических измерений, среди пористых веществ исследованы порошки металлов и кварца. Методические опыты проводились, в частности, с целью выяснения влияния на результаты измерений размеров частиц. Оказалось, что вариации размеров частиц металлов в интервале  $\sim 0,01 \div 100$  мкм [15–18] и кварца в интервале  $\sim 10 \div 300$  мкм [19] в пределах точности измерений не влияют на скорость  $D$  в образцах с фиксированной начальной пористостью  $m$  при относительно высоких ( $> 5 \div 10$  ГПа) давлениях. Исследовалось также возможное влияние влажности и находящегося в порах порошков воздуха [16, 19]. Их значимого влияния (опыты с «естественными» и тщательно просушенными образцами; вакуумирование от 1 атм до  $\sim 10^{-3}$  атм) на значение  $D$  не было обнаружено. В методических опытах с пористой медью исследовалось влияние толщин исследуемых образцов [20]. Они варьировались более чем на порядок (от  $\sim$ нескольких миллиметров до  $\sim$ нескольких сантиметров). Опыты дали практически совпадающие результаты. Проводилась также регистрация профиля ударной волны в пористом кварце манганиновым датчиком [19]. Зарегистрированный стационарный профиль качественно совпал с результатами аналогичных измерений в исходно сплошных гомогенных материалах. Перечисленные выше данные подтверждают возможность использования результатов ударно-волновых опытов с пористыми образцами, в том числе проведенными в упрощенной постановке (в частности, без просушки и откачки), для определения УРС исследуемого вещества.

В лабораторных экспериментах, проведенных с пористыми веществами в РФЯЦ-ВНИИЭФ, каждая экспериментальная точка, как правило, является результатом усреднения в серии, состоящей из 4–6 независимых опытов. Точность ее параметров оценивается значениями:  $|\Delta D/D| \approx 1 \div 2\%$ ,  $|\Delta U/U| \approx 1 \div 2\%$ ,  $|\Delta \sigma/\sigma| = m\sigma(\sigma - 1)(|\Delta D/D| + |\Delta U/U|)$ .

## 2. Результаты экспериментов с металлами

В работах [11, 12] был предсказан ход ударных адиабат исходно пористого вещества на основе УРС в форме Ми – Грюнайзена

$$P = P_x(V) + \frac{\gamma}{V}(E - E_x(V)). \quad (4)$$

Здесь  $P_x(V)$  – холодное ( $T = 0$  К) давление,  $E_x(V) = -\int_{V_0}^V P_x(V)dV$ ,  $V_0 = 1/\rho_0$ . Входящий в выражение (4) коэффициент Грюнайзена, определяемый соотношением

$$\gamma = V(\partial P / \partial E)_V, \quad (5)$$

полагался положительным и постоянным. Уравнение (4) основано на предположении о малых гармонических колебаниях частиц, что справедливо при сравнительно низких температурах. В пренебрежении небольшой разницей между свойствами вещества при  $T = 0$  К и  $T = 298$  К подстановка (4) в (1)–(3) приводит к следующему выражению для ударного давления:

$$P = \frac{(h-1)P_x - 2\rho_0\sigma E_x}{h - m\sigma}, \quad (6)$$

где  $h = 1 + 2/\gamma$ . Для многих металлов вблизи нормальных условий значение  $\gamma \approx 2$ , чему отвечает  $h \approx 2$ . Рассчитанные на основе соотношения (6) ударные адиабаты, отвечающие четырем различным пористостям ( $m = 1$ ,  $m_1 < h$ ,  $m_2 = h$ ,  $m_3 > h$ ), в  $P, \sigma$ -координатах качественно изображены на рис. 2 сплошными линиями (на начальных участках в интервалах  $\sigma = 1/m \div 1$  расчетные кривые

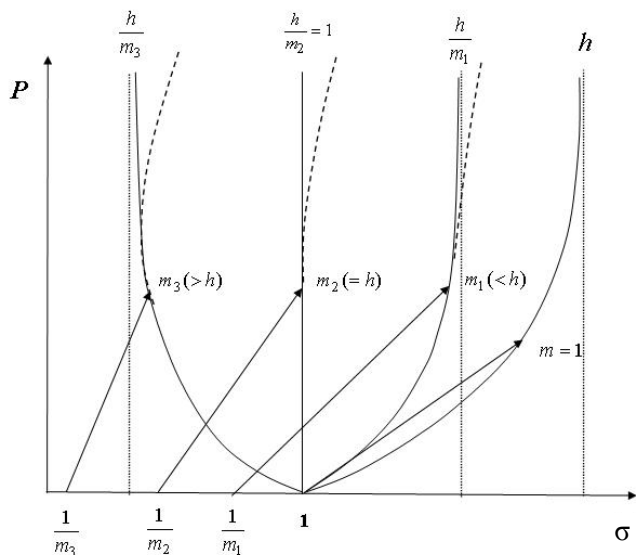


Рис. 2 Схематическое изображение ударных адиабат исходно сплошного и пористого вещества при различных значениях пористости  $m$ . Сплошные линии – расчетные зависимости на основе УРС Ми – Грюнайзена, пунктирные линии – наблюдаемые от них экспериментальные отклонения

характеризуются  $P = 0$ ). Каждой из адиабат рис. 2 отвечает свое значение предельного сжатия  $h/m$ , при котором знаменатель (6) обращается в ноль. При значениях  $m < h$  (режим  $m_1$ ) ударные адиабаты расположены в области  $\sigma > 1$ , в другом случае (режим  $m_3$ ) – при  $\sigma < 1$ . Последнее объясняется столь сильным разогревом вещества и обусловленным им тепловым расширением при больших значениях  $m (=m_3)$ , что тепловой фактор не позволяет веществу под воздействием приложенного давления сжаться до нормальной плотности  $\rho_0$ .

Первые эксперименты были выполнены с пористым Fe  $m \approx 1,4$  [21]. Был реализован режим ударного сжатия  $m_1$  рис. 2 со значениями параметров  $P \approx 100 \div 300$  ГПа,  $\sigma \approx 1,2 \div 1,4$ . Опыты позволили оценить  $\gamma$  для Fe в данной области состояний и уточнить его УРС.

В работе [22] исследовался пористый W  $m \approx 1,8; 2,1; 3; 4$  в диапазоне  $P \approx 20 \div 400$  ГПа. Экспериментальные ударные адиабаты в целом соответствовали модельным зависимостям, изображенным на рис. 2. Реализация в экспериментах режима  $m_3$  (при  $m > 2,1$ ) подтвердила достаточно необычный вывод теории о достижении при ударном сжатии состояний, характеризуемых  $\sigma < 1$ . Вместе с тем в положении экспериментальных адиабат при высоких давлениях были обнаружены небольшие отклонения от модельных зависимостей, определяемых (6), в сторону увеличения  $\sigma$ . Эти отклонения, качественно изображенные на рис. 2 пунктиром, были объяснены уменьшением  $\gamma$  с увеличением  $T$ . Их наличие указывало на необходимость корректировки УРС (4) в области больших разогревов. Проведенные в работе [22] оценки значений температуры (до  $\approx 3 \cdot 10^4$  К) показали, что отклонения происходят в области существования W в жидком состоянии.

В работе [15] изучалась ударная сжимаемость четырех пористых металлов: Al ( $m \approx 1,4; 2,1; 3$ ), Ni ( $m \approx 1,4; 1,75; 3$ ), Cu ( $m \approx 1,57; 2; 3; 4$ ), Pb ( $m \approx 1,67$ ). В трех последних металлах максимальные достигнутые давления составили  $\approx 800$  ГПа. Как и в работе [22], были реализованы оба режима сжатия ( $m_1$  и  $m_3$ ) и выявлено ошутимое смягчение (пунктир на рис. 2) экспериментальных ударных адиабат в области расплава. Отметим, что опубликованные в [15] значения параметров ударных волн позднее были несколько скорректированы А. И. Фунтиковым. Уточненные величины для Ni приведены в [16], для Cu – в [20].

Для Pb изменения малы. Обновленные  $P, \sigma$ -характеристики пористого Al приводятся далее на рис. 5.

Для описания полученных экспериментальных данных в [15] была использована новая форма широкодиапазонного УРС жидкости. В основе данной модели лежала идея В. П. Копышева [23, 24] о способе интерполяции термической составляющей свободной энергии атомарной системы между низкотемпературной (малые колебания атомов) и высокотемпературной (одноатомный идеальный газ с  $\gamma = 2/3$ ) областями состояний. Холодные составляющие УРС при этом считаются известными. Эта модель, совместно с учетом вклада теплового возбуждения электронов, позволила при соответствующем выборе свободных констант описать полученные в [15] экспериментальные данные для всех исследовавшихся металлов. По фамилиям трех первых авторов [15] она получила название УРС КУФ.

Отметим, что интерполяционное уравнение КУФ сыграло основополагающую роль в формировании одного из подходов к построению широкодиапазонных полуэмпирических УРС. В модифицированном виде заложенные в его основе идеи применяются в более поздних уравнениях [25–27].

Число исследованных металлов и количество определенных пористых ударных адиабат для каждого из них было существенно расширено в работах [16–18, 20, 28–36], где получены данные для Mg, Al, Ti, V, Cr, Fe, Ni, Cu, Zn, Mo, Sn, Ta, W, Pb, Bi, U. Результаты этих, а также ряда других работ собраны в справочнике [10]. Наиболее полные исследования были выполнены на Ni (13 адиабат), Cu (9 адиабат), Mo (8 адиабат). Для Fe, Ni, Cu измерения осуществлены при максимальных  $m \geq 10$ , что позволило реализовать режим существенного ( $\sigma \approx 0,2 \div 0,4$ ) высокотемпературного расширения вещества.

На рис. 3 показаны экспериментальные  $D(U)$ -зависимости при различных  $m$  для Ni. Адиабаты расходятся веером из начальной точки с координатами  $U = 0, D_0 \sim 0,1$  км/с. При  $U \approx 0$  наклоны адиабат  $(dD/dU)_m$  заметно различаются. Для сравнительно малых  $m$  они составляют  $\approx 3$ , при  $m \approx 3 \div 5 - \approx 1,2$ , при  $m > 7 - \approx 1$ . С увеличением  $U$  значения  $(dD/dU)_m$  для адиабат с различными  $m$  постепенно выравниваются и приблизительно соответствуют наклону основной ударной адиабаты  $m=1$ . Качественно так же ведут

себя аналогичные экспериментальные  $D(U)$ -зависимости и для других металлов.

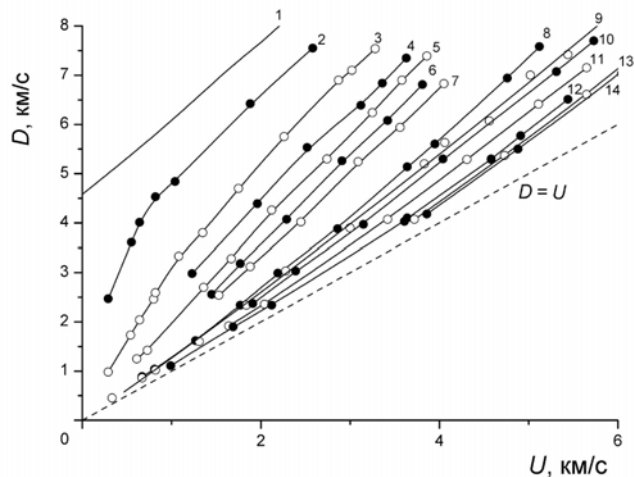


Рис. 3. Ударные адиабаты сплошного и пористого Ni. Эксперимент – [10]. Цифры 1–14 отвечают значениям пористости  $m$  соответственно: 1; 1,1; 1,41; 1,72; 2; 2,3; 2,7; 4,55; 5,58; 7,2; 10; 15; 20; 28

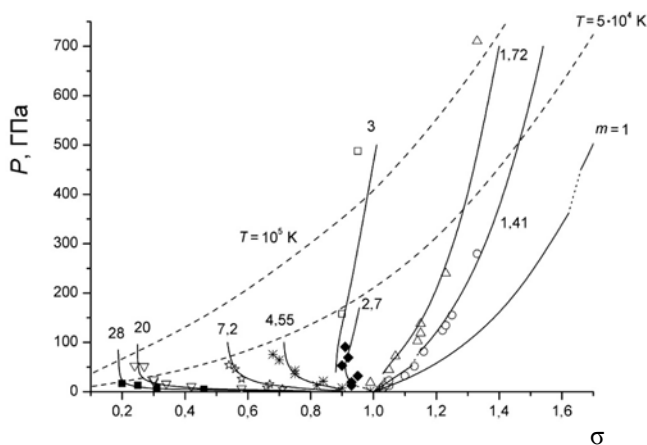


Рис. 4. Ударные адиабаты сплошного и пористого Ni. Экспериментальные данные – [10]. Расчет: сплошные линии – ударные вещества в твердом (низкие  $P$ ) и жидком (высокие  $P$ ) состояниях, штриховые линии – ударные адиабаты в области смеси фаз, пунктирные линии – изотермы. Цифры около ударных адиабат – значения пористости  $m$

Данные по ударному сжатию пористого Ni представлены на рис. 4 в  $P, \sigma$ -координатах. Аналогичные результаты для Al, Fe и Cu приведены на рис. 5–7 (на них нанесен также ряд данных из [8, 9]). Для лучшей наглядности на рис. 4–7 не показаны некоторые экспериментальные ударные адиабаты, отвечающие промежуточным значениям  $m$  (по той же причине на рис. 6, 7 опущены некоторые данные [9]).

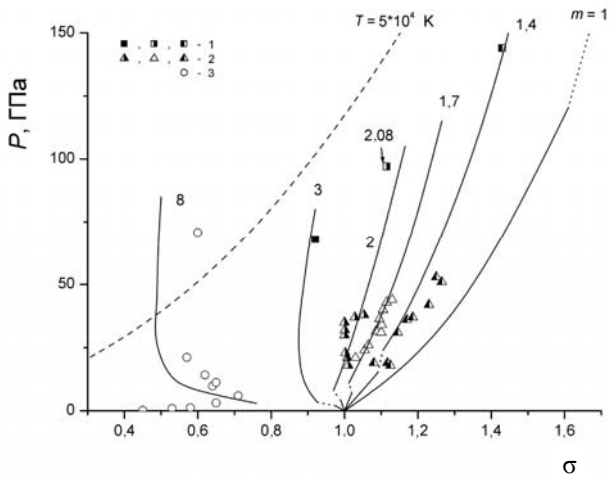


Рис. 5. Аналогично рис. 4 для Al. Экспериментальные данные: 1 – [15] (в обработке А. И. Фунтикова), 2 – [8], 3 – [10]

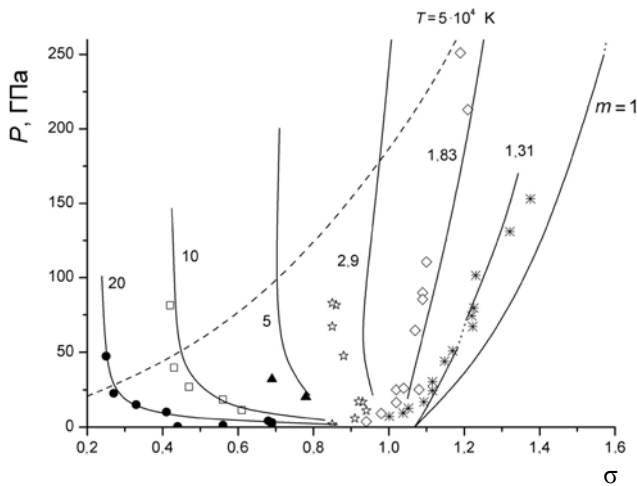


Рис. 6. Аналогично рис. 4 для Fe. Экспериментальные данные – [10], за исключением для  $m = 1,31$  [9]

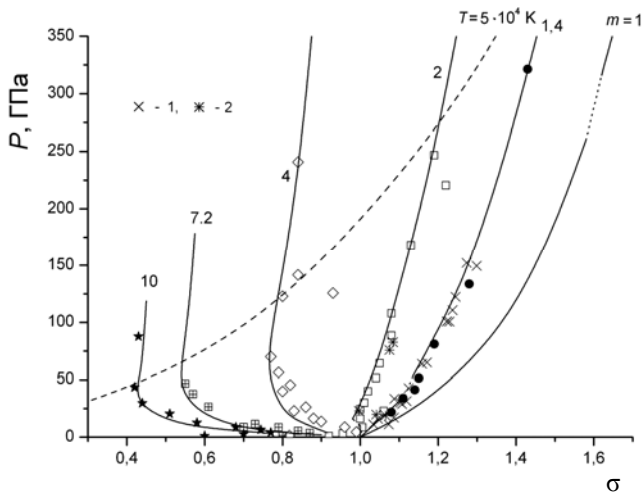


Рис. 7. Аналогично рис. 4 для Cu. Экспериментальные данные – [10], за исключением 1 ( $m = 1,4$ ) и 2 ( $m = 2$ ) [9]

Кроме области высоких давлений, в работах [16–18, 20, 29–36] ударное сжатие пористых металлов исследовалось также при относительно малых давлениях «упаковки». Как видно, например, из рис. 5–7 для сжатия пористых металлов  $m \approx 8 \div 10$  от начальной плотности  $\rho_{00}$  ( $\sigma = 1/m$ ) до плотности  $\approx (0,7 \div 0,8)\rho_0$  требуются достаточно большие (до  $\approx 5$  ГПа) значения давления (напряжения). Это обусловлено влиянием реологии (прочности) при упаковке порошков.

Характерным свойством, проявляющимся при сравнительно высоких давлениях для всех исследованных металлов, является последовательное уменьшение определенных в экспериментах значений  $\sigma$  (см. рис. 4–7) и соответственно увеличение значений  $V$  с ростом значения  $m$  на произвольных изобарах, т. е. производная  $(\partial V / \partial V_{00})_P > 0$ .

В рассматривавшихся выше лабораторных экспериментах была исследована область состояний с внутренней энергией (ее приращением) до  $\approx 50$  кДж/г. Более высокоэнергетические параметры (до  $\approx 300$  кДж/г) были реализованы при ударном сжатии пористых образцов при подземных ядерных взрывах. В таких опытах исследовались Cu ( $m \approx 3,1$ ; 4) [37], Fe ( $m \approx 3,27, 3,46$ ) [20], W ( $m \approx 3,08$ ) [20] и U ( $m \approx 3,3$ ). Результаты для Cu, Fe и W приведены на рис. 8. Как и в лабораторных экспериментах, в данном случае измерения были проведены методом отражения, материал экрана – Al. Представленные на рис. 8 результаты были получены с применением  $D(U)$ -зависимости Al  $\rho_0 = 2,71$  г/см<sup>3</sup> в виде  $D = 6,541 + 1,158U$  (км/с) и использованием «зеркального» приближения в  $P, U$ -переменных для энтропии разгрузки и ударной адиабаты двукратного сжатия Al. Отвечающая данной  $D(U)$ -зависимости ударная адиабата Al в  $P, \sigma$ -координатах показана на рис. 8. Там же приведены экспериментальные данные по его ударному сжатию.

Результаты для пористых металлов, полученные в сильных ударных волнах от ядерных взрывов, в целом согласуются с данными лабораторных опытов. Их совместное изображение в  $D, U$ -переменных подтверждает сделанный ранее (при обсуждении рис. 3 для Ni) вывод о том, что при сравнительно больших значениях  $U$  наклоны  $(dD/dU)_m$  ударных адиабат пористых металлов приблизительно равны наклону их основных ударных адиабат. Типичные значения наклонов здесь составляют  $\approx 1,2 \div 1,3$ .

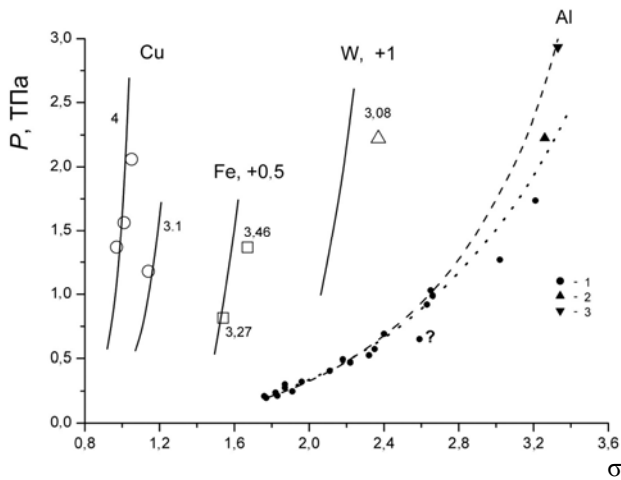


Рис. 8. Ударные адиабаты пористых Cu, Fe, W и сплошного Al. Экспериментальные данные для пористых металлов – [10]. Эксперимент для сплошного Al: 1 – [10], 2 – [38], 3 – [39]. Модельные ударные адиабаты: сплошные линии – расчет для пористых металлов, пунктирная линия – расчет для сплошного Al. Штриховая линия – ударная адиабата Al, рассчитанная по зависимости  $D = 6,541 + 1,158U$ . Цифрами указаны значения пористости  $m$ . Данные для Fe и W сдвинуты на 0,5 и 1 вправо соответственно

Средние значения  $\gamma = V \frac{\Delta P}{\Delta E}$  (где  $\Delta P$ ,  $\Delta E$  –

разница давлений и энергий на ударных адиабатах пористого и сплошного вещества при фиксированном значении  $V$ ) для Cu, Fe и W, рассчитанные на основе данных, приведенных на рис. 8, равны  $\approx 0,6 \div 0,7$ , что в  $\approx 3$  раза меньше значений  $\gamma$  для этих металлов в нормальных условиях.

Суммируя, можно сказать, что за приблизительно 60-летний период исследований был получен обширный объем экспериментальных данных по ударному сжатию большого числа исходно пористых (в ряде случаев с  $m \approx 10 \div 30$ ) металлов до давлений  $\sim 1$  ТПа в широком диапазоне конечных плотностей, включая область значительного расширения (для ряда металлов до  $1/\sigma \approx 5$ ) вещества. Они позволили определить общие закономерности поведения ударного сжатия. Результаты проведенных исследований дали существенную информацию относительно тепловых составляющих УРС металлов, послужив стимулом к созданию новых широкодиапазонных моделей УРС. Одна из таких моделей представлена в разделе 3.

Отметим, что кроме возможности изучения свойств веществ при относительно высоких плотностях, ударное сжатие пористых образцов позволило исследовать их характеристики в сравнительно малоплотном (близком к области испарения) состоянии методом изэнтропической

разгрузки. Эта возможность связана с более сильным ростом энтропии вещества за фронтом ударных волн в пористом веществе по сравнению с ее увеличением вдоль основной ударной адиабаты. Подобным методом был исследован ряд исходно пористых металлов. В качестве примера на рис. 9 показаны результаты опытов по изэнтропической разгрузке Cu. Немонотонное поведение зависимостей обусловлено испарением вещества в волне разгрузки.

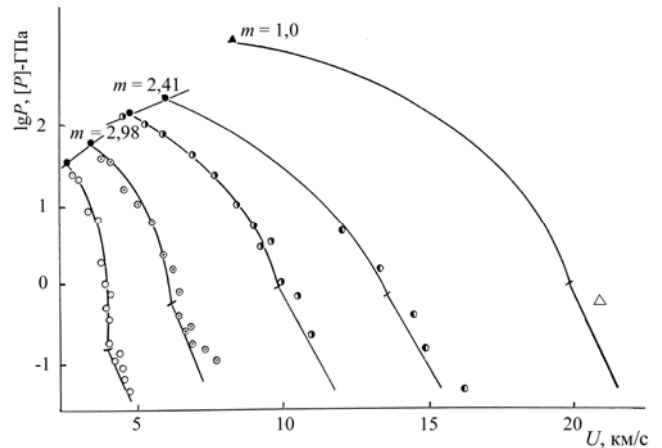


Рис. 9. Изэнтропы разгрузки исходно пористой и сплошной Cu. Указаны значения пористости  $m$ . Экспериментальные данные: для  $m = 1$  – [40]; остальные данные – [26]. Линии – расчет на основе модельного УРС. Косыми чертами отмечено начало испарения в волне разгрузки

В РФЯЦ-ВНИИЭФ, наряду с металлами, широко исследовались и другие пористые вещества, в частности ионные соли, углерод, вода в твердом состоянии (снег) и др. В целом, они показывают те же закономерности ударного сжатия, что и пористые металлы ( $(\partial V / \partial V_{00})_P > 0$ ). Полученные результаты для названных и некоторых других пористых веществ содержатся в справочнике [10].

### 3. Модельное описание экспериментальных данных для металлов

Для описания экспериментальных данных, в том числе по ударному сжатию пористых образцов, используются различные полуэмпирические модели УРС металлов. Их обзор дан в ряде работ [23, 41–43]. Линия уравнений типа УРС КУФ упоминалась в разделе 2. Модельные УРС содержат свободные константы, подбираемые из условия по возможности наилучшего описания результатов опытов. Предпочтительнее те из них, которые

при меньшем числе констант воспроизводят больший объем данных, а также имеют правильное асимптотическое поведение в экстремальных  $P, T$ -условиях.

Ниже кратко описано полуэмпирическое модельное УРС [44–48], учитывающее испарение, термическую ионизацию и плавление вещества. Оно содержит сравнительно небольшой набор свободных параметров, определяемых по доступным экспериментальным данным. При этом имеется удовлетворительное согласие с результатами различных динамических опытов, в частности по сжатию пористых образцов металлов, без специальной калибровки на них.

При формулировке модели жидкости используются газовые представления о поведении частиц (атомов, ионов, электронов), ее реальные свойства (испарение, конечная сжимаемость и др.) описываются введением в термодинамические функции идеального газа корректирующих добавочных слагаемых (отражающих наличие «размеров» частиц, межчастичное притяжение и др.). В этом отношении модель близка к химической модели плазмы [49], показавшей хорошую применимость для описания свойств ударно-сжатых пористых металлов [18, 50]. По сравнению с [49] рассматриваемая модель, однако, математически более проста и имеет меньшее число свободных констант, что существенно в практических приложениях.

Для описания жидкости и газа с учетом ионизации используется модифицированная модель Ван-дер-Ваальса (модель мВдВ). Термическое уравнение состояния имеет следующую параметрическую (посредством дополнительной переменной  $P^{\text{rep}}$ ) форму представления:

$$P = P^{\text{rep}} + P^{\text{att}}(\bar{V}, \{N\}), \quad (7)$$

$$P^{\text{rep}} = \frac{NkT}{\bar{V} - \bar{V}_C}, \quad (8)$$

$$\bar{V}_C = \bar{V}_C(P^{\text{rep}}, \{N\}). \quad (9)$$

Здесь  $k$  – постоянная Больцмана;  $N = \sum_i N_i + N_e$  – полное число частиц, равное сумме ионов (« $i$ ») и электронов (« $e$ »), содержащихся в объеме  $\bar{V} = MV$  ( $M = m \sum_i N_i$  – масса вещества,  $m$  – масса иона;  $V$  – удельный объем). Совокупность  $N_i, N_e$ , определяющая состав смеси, обозначена одним символом  $\{N\}$ .  $P^{\text{att}}$  – давление притяжения;  $\bar{V}_C$  –

коволлюм;  $P^{\text{rep}}$  – кинетическое давление. Считается, что оно является причиной сжатия частиц, что отражено формулой (9) (в ней также учтена возможная зависимость коволюма от  $\{N\}$ ). Функции  $P^{\text{att}}, \bar{V}_C$  – эмпирические. Переменными УРС мВдВ являются  $T, P^{\text{rep}}, \{N\}$ . Если они заданы, то по ним из (8) находится  $\bar{V}$ , после чего из (7) –  $P$ . Таким образом устанавливается термическая  $P$ - $T$ - $\bar{V}$ -связь. При  $\bar{V}_C = \text{const}, N_e = 0$  модель мВдВ переходит в исходную модель ВдВ и, так же как она, учитывает испарение.

Свободная энергия  $\bar{F} = MF$  определяется совместно с (8), (9) следующим выражением:

$$\bar{F} = \bar{E}^{\text{rep}}(P^{\text{rep}}, \{N\}) + \bar{E}^{\text{att}}(V, \{N\}) - kT \sum_i N_i \ln \left( \frac{eNT^{5/2} r_i \sigma_i(T)}{N_i P^{\text{rep}}} \right) - kTN_e \ln \left( \frac{eNT^{5/2} r_e 2}{N_e P^{\text{rep}}} \right); \quad (10)$$

где

$$\bar{E}^{\text{rep}} = - \int_0^{P^{\text{rep}}} P^{\text{rep}} \left( \frac{\partial \bar{V}_C(P^{\text{rep}}, \{N\})}{\partial P^{\text{rep}}} \right)_{\{N\}=\text{const}} dP^{\text{rep}}, \quad (11)$$

$$\bar{E}^{\text{att}} = - \int_{\infty}^{\bar{V}} P^{\text{att}}(\bar{V}, \{N\})_{\{N\}=\text{const}} d\bar{V}, \quad (12)$$

$e = 2,718\dots; r = k^{5/2} (m/2\pi\hbar^2)^{3/2}$ ,  $k$  – постоянная Больцмана,  $m$  – масса частицы,  $\hbar$  – постоянная Планка;  $\sigma(T)$  – внутренняя статистическая сумма индивидуальной частицы. Интегралы (11), (12) вычисляются при  $\{N\} = \text{const}$ .

По переменным  $T, P^{\text{rep}}, \{N\}$ , наряду с  $\bar{F}$ , могут быть рассчитаны энтропия  $\bar{S} = -(\partial \bar{F} / \partial T)_{\bar{V}, \{N\}}$ , энергия  $\bar{E} = \bar{F} + T\bar{S}$ , давление  $P = -(\partial \bar{F} / \partial \bar{V})_{T, \{N\}}$  (совпадает с (7)) и т. д.

При конкретном применении модели для металлов зависимости  $\bar{V}_C$  и  $P^{\text{att}}$  от степени ионизации не учитывались. Полагалось

$$\bar{V}_C(P^{\text{rep}}, \{N\}) = MV_C(P^{\text{rep}}), \quad (13)$$

$$P^{\text{att}}(\bar{V}, \{N\}) = P^{\text{att}}(\bar{V}/M) = P^{\text{att}}(V), \quad (14)$$

где  $V_C$  – коволюм единицы массы (удельный коволюм).



Если вместо зависимости  $V_C(P^{\text{rep}})$  в (13) использовать обратную для нее функцию  $P^{\text{rep}}(V_C)$ , то в переменных  $T, V_C$  соотношения (7)–(9) можно записать в виде

$$P = P^{\text{rep}}(V_C) + P^{\text{att}}(V), \quad (15)$$

$$\bar{V} = \bar{V}_C + NkT / P^{\text{rep}}(V_C). \quad (16)$$

Из формулы (16) при  $T = 0$  следует, что  $\bar{V} = \bar{V}_C$ ,  $V = V_C$ , и соотношение (15) представляет в этом случае уравнение для холодного давления  $P_x$

$$P_x(V) = P^{\text{rep}}(V) + P^{\text{att}}(V). \quad (17)$$

При реалистичном выборе зависимостей  $P^{\text{att}}(V)$  и  $P^{\text{rep}}(V_C)$  (или, что эквивалентно, вместо  $P^{\text{rep}}(V_C)$  функции  $V_C(P^{\text{rep}})$ ) с помощью выражения (17) можно отразить характерные особенности сжатия жидкости при относительно низких  $T$  (в частности, ее ударную сжимаемость), что расширяет применимость модели ВдВ в область высоких плотностей.

Условиями для определения значений  $N_i, N_e$  в состоянии термодинамического равновесия являются:  $\mu_i = \mu_{i+1} + \mu_e$ , где  $\mu_k = \left( \partial \bar{F} / \partial N_k \right)_{\bar{V}, T, j(\neq k)}$  – химический потенциал  $k$ -й частицы ( $k = i, e, j = i, e$ ). Итоговые уравнения аналогичны уравнениям Саха (отличаются от них заменой  $P$  на  $P^{\text{rep}}$ ) и переходят в них при  $V, T \rightarrow \infty$  (в этом пределе  $P^{\text{att}} = 0, P = P^{\text{rep}}$ ). В последнем случае модель (7)–(10) переходит в УРС смеси идеальных газов ионов и электронов.

При конкретном построении УРС металлов статсуммы  $\sigma$  ограничивались учетом основного состояния частиц. Статвеса и потенциалы ионизации ионов – справочные данные.

Таким образом, с учетом сделанных предположений модель жидкости и газа полностью определяется заданием эмпирических функций  $V_C(P^{\text{rep}})$  (или  $P^{\text{rep}}(V_C)$ ) (13) и  $P^{\text{att}}(V)$  (14).

При рассмотрении твердого состояния возможные полиморфные фазовые переходы не учитываются. Для  $F$  твердой фазы используется выражение, основанное на теории малых колебаний атомов для интервала температур  $T \geq \Theta_D$  ( $\Theta_D$  – эффективная температура Дебая)

$$F = E_x(V) + 3N_0kT \ln \left( \frac{\Theta_D(V)}{T} \right), \quad (18)$$

где  $N_0 = \text{const}$  – число атомов в объеме  $V$ ,  $E_x$  – холодная энергия.

Объединение моделей жидкой и твердой фаз производится следующим образом. Считаются известными УРС жидкости (7)–(10), (13), (14), зависимость  $\Theta_D(V)$  и температура плавления  $T^m(P)$ . По ним и энтропиям  $S$  жидкой (« $l$ ») и твердой (« $s$ ») фаз на линии плавления (индексы « $l$ » и « $s$ » относятся к величинам на этой линии) из уравнения Клапейрона – Клаузиуса

$$\frac{dT^m}{dP} = \frac{S^l - S^s}{V^l - V^s} \quad (19)$$

может быть найдена зависимость  $V^s(P)$ , после чего из условия равенства потенциалов Гиббса  $\Phi(P, T) = F + PV$  фаз на линии плавления определяется функция  $E_x$  в (18). Тем самым согласованным образом полностью определяется УРС твердой фазы.

В качестве критерия плавления используется аналог критерия Линдемана. Полагается, что объем жидкости при плавлении  $V^l$  подчиняется условию

$$\frac{V^l - V_C(P^{\text{rep}})}{V_C(P^{\text{rep}})} = \beta = \text{const}. \quad (20)$$

Уравнения (7)–(9), (20) позволяют рассчитать зависимость  $T^m(P)$ .

Наиболее простыми переменными полного модельного УРС являются  $T, P^{\text{rep}}$  (или  $V_C$ ). Если  $T > T^m$ , то расчеты проводятся по УРС жидкости, в обратном случае – твердого тела. В двухфазных областях используется стандартный аддитивный подход.

Зависимости  $P^{\text{att}}(V), V_C(P^{\text{rep}}), \Theta_D(V)$ , определяющие полное УРС, представляются относительно простыми функциями. Они содержат сравнительно небольшое число свободных констант, которые (и  $\beta$  в (20)) подбираются на основе описания моделью термодинамических характеристик вещества при атмосферном давлении (плотности и сжимаемости при комнатной температуре, температуре и энтальпии плавления, энергии связи) и основной ударной адиабаты. Детальная форма УРС и параметры для Al, Fe, Ni, Cu, Mo, Ta, W, Pb содержатся в работах [45, 46].

На рис. 4–8 приведено описание эксперимента с пористыми образцами Ni, Al, Fe, Cu и W. Модельные зависимости в целом хорошо (с погрешностью по степени сжатия, близкой к точности измерений) согласуются с данным экспериментом без специальной нормировки на него во всей исследованной области  $P, \sigma$ -состояний. Характерные расчетные значения  $T \sim 10^5$  К. Наибольшая  $\approx 3 \cdot 10^5$  К температура реализуется для Cu  $m = 4$  при  $P \approx 2$  ТПа. Расчетная степень ионизации при этом равна  $\approx 2,7$ . Для других исследованных пористых металлов модельное описание эксперимента близко к показанному на рис. 4–8.

УРС удовлетворительно воспроизводит также данные других опытов с металлами, в том числе по изэнтропической разгрузке исходно сплошных и пористых образцов (на рис. 9 это показано для Cu), плавлению при ударном сжатии и изэнтропической разгрузке, скорости звука за фронтом ударных волн, статическому изотермическому  $T = 300$  К сжатию и др. (результаты сравнения представлены в работах [45, 46]; там же приведены параметры критических точек восьми металлов).

#### 4. Связь коэффициента Грюнайзена с относительным положением пористых ударных адиабат

В этом разделе приводятся соотношения, позволяющие по относительному расположению в  $P, V$ -координатах ударных адиабат пористых образцов (по отношению друг к другу и к основной адиабате) судить о знаке параметра Грюнайзена  $\gamma$  (5) вещества, который является важной характеристикой его УРС. При выводе этих соотношений предполагается применимость равновесной термодинамики к интерпретации (описанию) данных динамических экспериментов. Результаты опытов с металлами свидетельствуют о положительности  $\gamma$  для них. Другую тенденцию показывают эксперименты с силикатами (раздел 5).

Наличие для вещества данных по ударному сжатию сплошных и пористых образцов позволяет на их основе рассчитать (или оценить его среднее значение разностным способом) параметр

$$\lambda = (\partial V / \partial V_{00})_P, \quad (21)$$

где  $V = V(P, V_{00})$  – удельный объем вещества в состоянии на ударной адиабате с заданными  $P$

и  $m = V_{00} / V_0$ . Как отмечалось в разделе 2, металлы характеризуются  $\lambda > 0$ .

Покажем, что знак  $\lambda$  определяется знаком  $\gamma$ . Для этого воспользуемся коэффициентом

$$\eta = P(\partial V / \partial E)_P, \quad (22)$$

который, с учетом термодинамических соотношений  $dE = TdS - PdV$ ,  $(\partial S / \partial V)_P = (\partial P / \partial T)_S = C^2 / \gamma VT$  (где  $C = V \sqrt{-(\partial P / \partial V)_S}$  – скорость звука) можно записать в виде

$$\eta = \frac{P}{\rho C^2 / \gamma - P}. \quad (23)$$

Откуда

$$\gamma = \frac{\eta \rho C^2}{P(1 + \eta)}. \quad (24)$$

В результате дифференцирования соотношения (3) и некоторых преобразований, которые здесь опущены, можно получить следующее выражение  $\eta$  через  $\lambda$ :

$$\eta = \frac{2\lambda}{(2(dE_{00} / dV_{00}) / P + 1) - \lambda}. \quad (25)$$

Подстановка (25) в (24) дает

$$\gamma = \frac{2\lambda \rho C^2}{P(1 + \lambda + 2(dE_{00} / dV_{00}) / P)}. \quad (26)$$

Величиной  $2(dE_{00} / dV_{00}) / P$  при сравнительно больших  $P$  обычно можно пренебречь (для пористых образцов  $(dE_{00} / dV_{00}) = 0$ ), и данная формула принимает вид

$$\gamma = \frac{2\lambda \rho C^2}{P(1 + \lambda)}. \quad (27)$$

Во взаимном положении ударных адиабат, характеризующихся различающимися значениями  $m$ , возможны три варианта, соответствующие  $\lambda > 0$ ,  $\lambda = 0$ ,  $\lambda < 0$ . Согласно (27), им отвечают значения  $\gamma$  различного знака. При  $\lambda > 0$  –  $\gamma > 0$  (металлы и ряд других веществ). Когда  $\lambda = 0$ ,  $\gamma = 0$ . В этом случае вещество с различающимися значениями  $m$  сжимается одинаковым  $P$  до одного и того же значения  $V$ . При  $\lambda < 0$  ( $|\lambda| < 1$ ) –  $\gamma < 0$ . Проявлением веществом этого свойства можно, в частности, качественно объяснить необычную ситуацию, когда значение  $V$ , реализуемое при ударном сжатии ве-

щества с  $m > 1$ , меньше значения  $V$ , реализуемого на адиабате  $m = 1$  (т. е. ударные адиабаты с различными  $m$  пересекаются).

Проявляющееся в экспериментах с пористыми металлами свойство  $\lambda > 0$  ( $\gamma > 0$ ) согласуется с данными по ударному сжатию исходно жидких металлов, обладающих пониженной начальной плотностью по сравнению с  $\rho_0$  [51]. Ударные адиабаты расплавов Zn, Sn, Cd, Pb располагаются в  $P, V$ -координатах правее основных ударных адиабат этих металлов (для Cu в пределах погрешности эксперимента эти адиабаты совпадают). Аналогичное свойство  $\lambda > 0$  проявляется также, например, при ударном сжатии Mo, исходно нагретого до 1673 К [52]. По оценкам [51, 52], для названных металлов средние значения  $\gamma \sim 1$ .

Положительные значения  $\gamma$  для металлов дают также результаты опытов по их двукратному ударно-волновому нагружению из исходных состояний, расположенных на основной ударной адиабате (Al, Mg, Zn – [10]). Эти данные в  $P, V$ -координатах лежат слева от основной адиабаты (пологая по отношению к адиабате  $H_{m=1}$  кривая  $HN$  на рис. 1). Подобное положение этих зависимостей объясняется более высокими значениями  $E$  и  $T$  (при  $V = \text{const}$ ), реализуемыми при однократном ударном сжатии по сравнению с двукратным, что при  $\gamma = V(\partial P / \partial E)_V > 0$  приводит к более высокому приросту давления в первом случае. Тем же фактором обусловлено расположение у металлов изэнтроп разгрузки справа от ударных адиабат однократного сжатия (например, по отношению к адиабате  $H_{m=1}$  изэнтропа  $S_1$  на рис. 1).

Отметим, что в однофазных состояниях коэффициент  $\gamma$  связан с коэффициентом теплового расширения  $\beta = (\partial V / \partial T)_P / V$ , изобарической теплоемкостью  $C_P = T(\partial S / \partial T)_P > 0$  и скоростью звука  $C$  соотношением

$$\gamma = \beta C^2 / C_P. \quad (28)$$

В области смеси двух (1-й и 2-й) фаз, обладающих линией равновесия  $T^{12}(P)$ , имеет место следующая связь:

$$\gamma = \frac{\rho C^2 dT^{12}(P) / dP}{T^{12}(P)}. \quad (29)$$

Из соотношений (28), (29) видно, что реализация характеристики  $\gamma > 0$  в однофазных областях состояний, занимающих основную долю пространства на фазовой диаграмме, связана с проявлением

веществом свойства  $\beta > 0$ , а в относительно локальных двухфазных областях – с наклоном линии равновесия  $dT^{12}(P) / dP > 0$ . Смена знака двух последних величин приводит к ситуации  $\gamma < 0$ . В данном случае вещество при внешних воздействиях проявляет свойства, качественно отличные от рассмотренных выше для металлов.

## 5. Особенности динамических экспериментов с силикатами

В экспериментах с различными силикатами в довольно широкой области  $P, V$ -состояний проявляются тенденции, противоположные наблюдаемым в экспериментах с металлами (см. раздел 4).

На рис. 10 приведены данные по ударному сжатию исходно твердых образцов кремнезема  $\text{SiO}_2$ , находящегося в начальном состоянии (при  $P_0 = 1$  атм,  $T_0 = 298$  К) в форме коэсита  $\rho_0 = 2,92$  г/см<sup>3</sup>,  $\alpha$ -кварца и кварцита  $\rho_0 = 2,65$  г/см<sup>3</sup>, плавленого кварца  $\rho_0 = 2,204$  г/см<sup>3</sup>, керамического (пористого) кварца  $\rho_{00} = 1,9$  г/см<sup>3</sup> и пористого  $\text{SiO}_2$   $\rho_{00} = 1,76$  г/см<sup>3</sup> (здесь и далее для

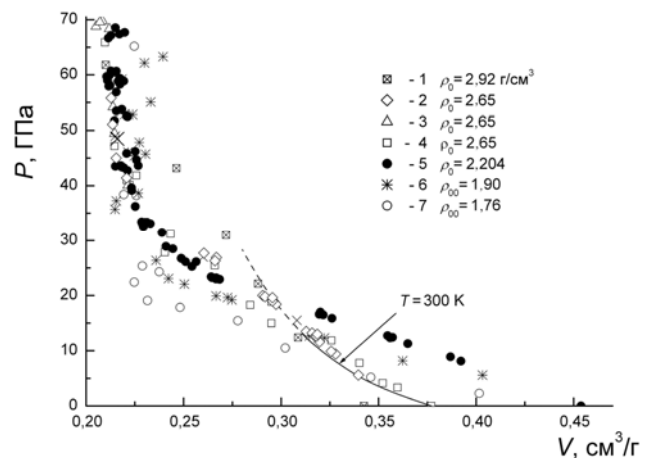


Рис. 10. Ударные адиабаты  $\text{SiO}_2$ , отвечающие различной начальной плотности образцов, и изотерма  $T = 300$  К  $\alpha$ - $\text{SiO}_2$ . Экспериментальные данные по ударному сжатию: 1 – [10], 2 – [53], 3 – [9], 4 – [10], 5 – [9], 6 – [9], 7 – [10]. Сплошная линия – изотерма  $T = 300$  К  $\alpha$ - $\text{SiO}_2$  кварца [54] (пунктир – экстраполяция)

обозначения начальной плотности не пористых, в том числе жидких, образцов используется обозначение  $\rho_0$ , пористых –  $\rho_{00}$ ). Рис. 10 частично дополняет рис. 11, где наряду с ударными данными для плавленого кварца представлены также ре-

зультаты опытов по ударному сжатию пористого  $\text{SiO}_2$   $\rho_{00} = 1,35; 0,8; 0,55; 0,4 \text{ г/см}^3$  (начальные параметры  $P_0 = 1 \text{ атм}$ ,  $T_0 = 298 \text{ К}$ ). Для наглядности результаты некоторых опытов по ударному сжатию пористых образцов с промежуточными значениями  $\rho_{00}$  на рис. 10, 11 опущены.

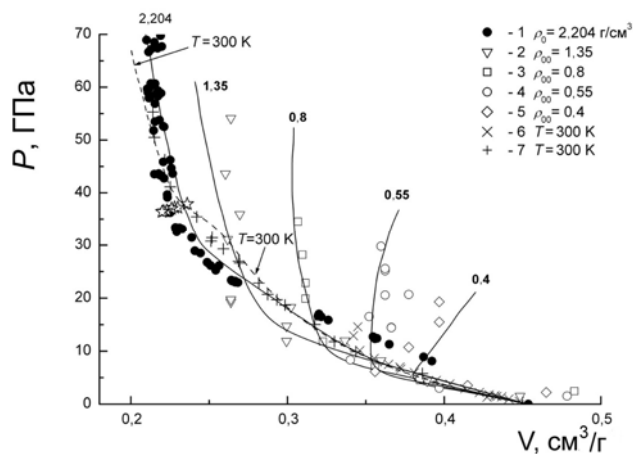


Рис. 11. Ударные адиабаты  $\text{SiO}_2$ , отвечающие различной начальной плотности образцов, и изотерма  $T = 300 \text{ К}$  плавленого кварца. Экспериментальные данные по ударному сжатию: 1 – [9], 2–5 – [10]. Экспериментальные данные по изотермическому сжатию плавленого кварца  $\rho_0 = 2,204 \text{ г/см}^3$ : 6 – [55], 7 – [56]. Расчет на основе модельного УРС: сплошные линии – ударные адиабаты, пунктирная линия – изотерма  $T = 300 \text{ К}$

Отметим, что данные по ударному сжатию  $\text{SiO}_2$ , приведенные на рис. 10, 11 (и те, что опущены), не являются исчерпывающими. В частности, в [57–60] исследования проведены при значениях  $\rho_{00} < 0,4 \text{ г/см}^3$  в диапазоне до  $\sim 100 \text{ ГПа}$ , в [61] ударная сжимаемость образцов  $\rho_{00} = 1,35; 1,75 \text{ г/см}^3$  исследована до  $\approx 2 \text{ ТПа}$ .

На рис. 12, 13 показаны результаты опытов по ударному сжатию (исходно сплошные и пористые твердые образцы с начальными параметрами  $P_0 = 1 \text{ атм}$ ,  $T_0 = 298 \text{ К}$ ; расплавы при  $P_0 = 1 \text{ атм}$  и повышенными значениями  $T_0$ ) форстерита  $\text{Mg}_2\text{SiO}_4$ , энстатита  $\text{MgSiO}_3$ , фаялита  $\text{Fe}_2\text{SiO}_4$  и анортита  $\text{CaAl}_2\text{Si}_2\text{O}_8$ .

Наряду с ударно-волновыми данными, на рис. 10, 12, 13 изображены также изотермы  $T = 300 \text{ К}$  статического сжатия исходных фаз ряда кристаллических силикатов при сравнительно небольших давлениях, рассчитанные по соотношению  $P = (K_T / K') \left( (\rho / \rho_0)^{K'} - 1 \right)$  с параметрами из [54]:  $\alpha\text{-SiO}_2 - \rho_0 = 2,65, K_T = 38, K' = 5,4$ ;

$\text{Mg}_2\text{SiO}_4 - \rho_0 = 3,22, K_T = 135,7, K' = 3,98$ ;  
 $\text{MgSiO}_3 - \rho_0 = 3,22, K_T = 125, K' = 5$ ;  $\text{Fe}_2\text{SiO}_4 - \rho_0 = 4,39, K_T = 124, K' = 4$ ;  $[\rho_0] - \text{г/см}^3, [K_T] - \text{ГПа}$ ). Экспериментальные данные по изотермическому  $T = 300 \text{ К}$  сжатию плавленого кварца  $\rho_0 = 2,204 \text{ г/см}^3$  приведены на рис. 11.

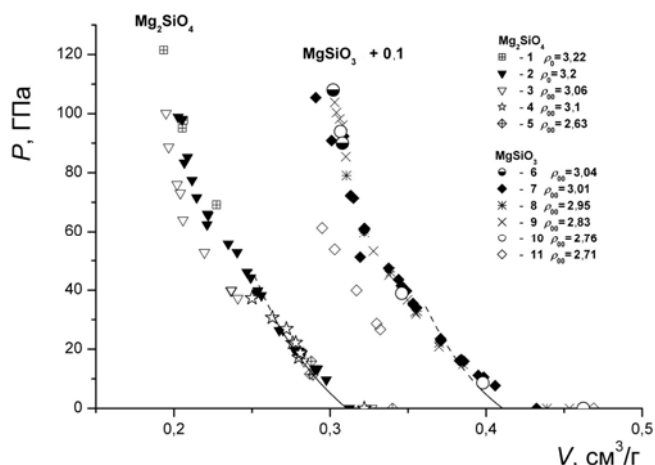


Рис. 12. Ударные адиабаты, отвечающие различной начальной плотности образцов, и изотермы  $T = 300 \text{ К}$  сжатия  $\text{Mg}_2\text{SiO}_4$  и  $\text{MgSiO}_3$ . Экспериментальные данные по ударному сжатию: 1 – [62], 2 – [9], 3 – [9], 4 – [63], 5 – [63], 6 – [64], 7–11 – [9]. Сплошные линии – изотермы [54] (пунктир – экстраполяция). Данные для  $\text{MgSiO}_3$  сдвинуты на  $0,1 \text{ см}^3/\text{г}$  вправо

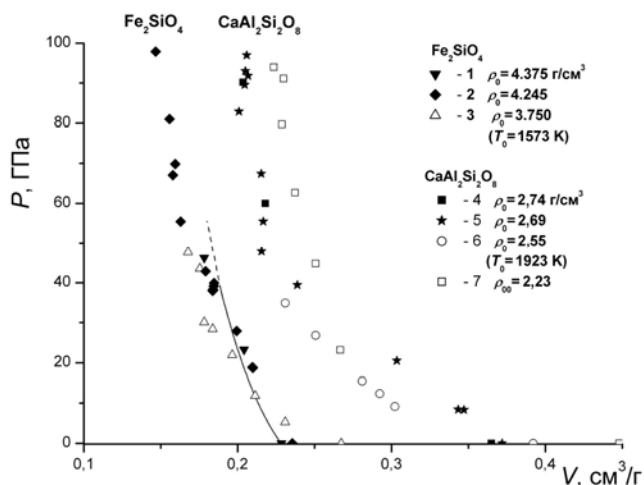


Рис. 13. Ударные адиабаты, отвечающие различной начальной плотности образцов,  $\text{Fe}_2\text{SiO}_4$  и  $\text{CaAl}_2\text{Si}_2\text{O}_8$  и изотерма  $T = 300 \text{ К}$   $\text{Fe}_2\text{SiO}_4$ . Экспериментальные данные по ударному сжатию: 1 – [65], 2 – [9], 3 – [65] (исходно жидкое состояние), 4 – [66], 5 – [67], 6 – [68] (исходно жидкое состояние), 7 – [66]. Сплошная линия – изотерма  $T = 300 \text{ К}$   $\text{Fe}_2\text{SiO}_4$  [54] (пунктир – экстраполяция)

Отметим, что в рассматриваемом на рис. 10–13 диапазоне давлений ударные адиабаты сплошных и слабопористых образцов расположены в области твердого состояния (до плавления). По оценкам [65], исходно жидкий  $\text{Fe}_2\text{SiO}_4$  (рис. 13) становится твердым в состояниях на ударной адиабате начиная с давлений ~несколько ГПа. По-видимому, при аналогичных, сравнительно малых, давлениях твердеет и исходно жидкий анортит (рис. 13) (отвердевание исходных расплавов обусловлено более сильным увеличением температуры с давлением вдоль кривой плавления по сравнению с ее ростом вдоль ударной адиабаты). Сильнопористый  $\text{SiO}_2$  (см. рис. 11) при сравнительно высоких ударных давлениях находится в жидком состоянии. Оценки на основе рассматриваемого далее УРС  $\text{SiO}_2$ , в частности, показывают, что при ударном сжатии образцов  $\rho_{00} = 1,35 \text{ г/см}^3$  давлением  $P \approx 22 \text{ ГПа}$  достигается значение  $T \approx 3500 \text{ К}$ , воздействие на образцы  $\rho_{00} = 0,55 \text{ г/см}^3$  давления  $P \approx 5 \text{ ГПа}$  приводит к  $T \approx 3000 \text{ К}$ . Эти значения  $P, T$  приблизительно соответствуют параметрам на линии плавления  $\text{SiO}_2$ . То есть обсуждаемые далее особенности поведения силикатов, как правило, имеют место в твердом состоянии вещества (за исключением сильнопористого  $\text{SiO}_2$ ).

Из рис. 10 видно, что в значительном диапазоне давлений ударные адиабаты  $\text{SiO}_2$ , соответствующие пониженным значениям  $\rho_0$  (или  $\rho_{00}$ ), расположены левее адиабат, отвечающих более высоким значениям  $\rho_0$  ( $\rho_{00}$ ), что приводит к  $\lambda < 0$ . В частности, такое взаиморасположение адиабаты плавленого  $\text{SiO}_2$   $\rho_0 = 2,204 \text{ г/см}^3$  и адиабаты  $\alpha$ - $\text{SiO}_2$  и кварцита  $\rho_0 = 2,65 \text{ г/см}^3$  имеется в диапазоне  $P \approx 20 \div 40 \text{ ГПа}$ , а адиабат  $\rho_{00} = 1,76 \text{ г/см}^3$  и  $\rho_0 = 2,65 \text{ г/см}^3$  – в диапазоне  $P \approx 5 \div 40 \text{ ГПа}$ .

В случае сравнительно малых интенсивностей ударных волн на оценку  $\lambda$  может оказать влияние прочность вещества. Относительное положение изотермы  $T = 300 \text{ К}$  сжатия  $\alpha$ - $\text{SiO}_2$  и адиабаты  $\rho_0 = 2,65 \text{ г/см}^3$  (см. рис. 10) показывает, что влияние прочности вдоль последней при  $P > 10 \text{ ГПа}$  незначительно. Для плавленого  $\text{SiO}_2$ , судя по положению его изотермы  $T = 300 \text{ К}$  и ударной адиабаты (рис. 11), такой же вывод справедлив для  $P > 20 \text{ ГПа}$ . Вследствие этого, по-видимому, мож-

но считать, что аномальное взаиморасположение адиабат плавленого и исходно кристаллического кварца в диапазоне  $P \approx 20 \div 40 \text{ ГПа}$  имеет место в близком к гидродинамическому состоянию вещества (т. е. в диапазоне проявления свойства  $\lambda < 0$  влияние реологии мало). Прочность также не является ведущей в аномалии адиабат  $\rho_{00} = 1,76 \text{ г/см}^3$  и  $\rho_0 = 2,65 \text{ г/см}^3$  при  $P \approx 5 \div 40 \text{ ГПа}$  (поскольку начиная с  $P \approx 5 \text{ ГПа}$  адиабата пористого кварца расположена левее не только адиабаты сплошного, но и изотермы  $T = 300 \text{ К}$ , которая при небольших разогревах в первом приближении определяет гидродинамическую ударную адиабату сплошного материала; учет же возможного влияния прочности вдоль адиабаты  $\rho_{00} = 1,76 \text{ г/см}^3$  только усугубит аномальное соотношение рассматриваемых ударных адиабат).

Нестандартным (см. рис. 11) является также положение ударных адиабат  $\text{SiO}_2$   $\rho_{00} = 0,4 \div 1,35 \text{ г/см}^3$  по отношению к изотерме  $T = 300 \text{ К}$  плавленого кварца  $\rho_0 = 2,204 \text{ г/см}^3$  – на значительном участке пути (при  $P \approx 5 \div 20 \text{ ГПа}$ ) они проходят левее последней. С повышением интенсивности ударных волн поведение этих пористых ударных адиабат нормализуется – они расположены правее изотермы  $T = 300 \text{ К}$ .

Тенденция  $\lambda \leq 0$  в значительном диапазоне давлений проявляется также при ударном сжатии пористых и сплошных образцов  $\text{Mg}_2\text{SiO}_4$  (рис. 12; положение данных при  $\rho_{00} = 2,63 \div 3,1 \text{ г/см}^3$  относительно данных при  $\rho_0 \approx 3,2 \text{ г/см}^3$ ),  $\text{MgSiO}_3$  (рис. 12; данные при  $\rho_{00} = 2,71 \div 3,04 \text{ г/см}^3$ ) и анортита (рис. 13; положение экспериментальной точки  $\rho_{00} = 2,23 \text{ г/см}^3$  при  $P \approx 23 \text{ ГПа}$  по отношению к ударной адиабате  $\rho_0 \approx 2,7 \text{ г/см}^3$ ). Результаты опытов для  $\text{MgSiO}_3$  несколько противоречивы – данные с образцами  $\rho_{00} = 2,76 \div 3,04 \text{ г/см}^3$ , расположенные практически на одной  $P(V)$ -кривой, приводят к  $\lambda \approx 0$ , а сжимаемость образцов при  $\rho_{00} = 2,71 \text{ г/см}^3$  показывает  $\lambda < 0$ . Свойство  $\lambda < 0$  проявляют и другие силикаты, в частности туф, для которого имеется аномальное расположение адиабат  $\rho_{00} = 1,28 \text{ г/см}^3$  и  $\rho_{00} = 1,65 \text{ г/см}^3$  при  $P < 10 \text{ ГПа}$  [9].

Качественно от результата с металлами (раздел 4) отличается поведение ударных адиабат фая-

лита (рис. 13) и анортита (рис. 13), исходно находящихся в малоплотном жидком состоянии (при  $T_0 = 1573$  К,  $\rho_0 = 3,75$  г/см<sup>3</sup> и  $T_0 = 1923$  К,  $\rho_0 = 2,55$  г/см<sup>3</sup> соответственно). В значительной части интервала давлений  $P \leq 40$  ГПа они расположены левее основных ударных адиабат для исходно плотного твердого материала ( $\lambda < 0$ ).

При сравнительно высоких давлениях поведение ударных адиабат, показанных на рис. 10–13, проявляет тенденцию к нормализации ( $\lambda > 0$ ).

Одним из авторов (Р. Ф. Труниным) с коллегами были проведены эксперименты по двукратному ударному сжатию SiO<sub>2</sub> из исходных состояний с  $P \approx 25$  ГПа и  $P \approx 35$  ГПа, расположенных на пологом участке ударной адиабаты на пологом участке ударной адиабаты  $\rho_0 = 2,65$  г/см<sup>3</sup> (результаты не публиковались). Полученные данные в  $P, V$ -координатах лежат правее (круче) первичной ударной адиабаты (в противоположность ситуации с металлами, раздел 4). Подобную особенность можно связать с проявлением веществом свойства  $\gamma < 0$ . Не исключено, что той же причиной объясняется расположение изэнтроп разгрузки рассматриваемых силикатов ( $\alpha$ -SiO<sub>2</sub> [69], [70], плавленого кварца [71], Mg<sub>2</sub>SiO<sub>4</sub> [62], Fe<sub>2</sub>SiO<sub>4</sub> [65], CaAl<sub>2</sub>Si<sub>2</sub>O<sub>8</sub> [67]) слева от основных ударных адиабат приблизительно в той же подобласти  $P, V$ -состояний, где проявляется ударно-волновое свойство  $\lambda < 0$ . Качественно так же круто ведут себя изэнтропы гранита [72], риолита [73] и других силикатов вблизи пологого участка основных ударных адиабат. В [74] измерялись волновые профили при ударном сжатии ( $P \approx 10 \div 20$  ГПа) и последующей изэнтропической разгрузке пористого туфа  $\rho_{00} \approx 1,7 \div 1,85$  г/см<sup>3</sup>. В газодинамических расчетах полученные экспериментальные результаты по разгрузке могли быть воспроизведены только на основе модели УРС с  $\gamma < 0$ . Используемые в [74] при описании эксперимента значения  $\gamma$  в состояниях ударного сжатия приведены на рис. 14.

Таким образом, данные экспериментов с различными силикатами, в том числе с SiO<sub>2</sub>, составляющим их основу (который изучен наиболее подробно), свидетельствуют о реализации при ударном сжатии случая  $\lambda < 0$  и крутизне хода адиабат вторичного сжатия и изэнтроп разгрузки в довольно широкой подобласти состояний. Качественно это можно объяснить проявлением веществом свойства  $\gamma < 0$ .

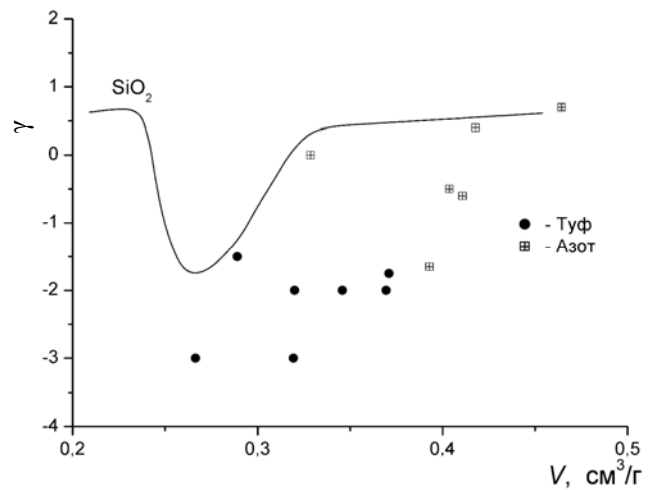


Рис. 14. Зависимость коэффициента Грюнайзена в ударно-сжатых состояниях для туфа, азота и SiO<sub>2</sub>. Значки – данные для туфа [74] и азота [92]. Линия – расчет по УРС SiO<sub>2</sub> вдоль ударной адиабаты  $\rho_0 = 2,204$  г/см<sup>3</sup>

Ранее реализация ситуации с  $\gamma < 0$  в SiO<sub>2</sub> в области пересечения ударных адиабат с различными значениями  $\rho_{00}$  отмечалась в [75]. Возможность объяснения крутого хода изэнтроп SiO<sub>2</sub> проявлением свойства  $\gamma < 0$  – в [76].

Отметим также некоторые другие дополнительные особенности ударного сжатия силикатов.

Ударные адиабаты, показанные на рис. 10–13, в частности, соответствующие близким к максимальным значениям  $\rho_0$  (которые исследованы наиболее подробно), как правило, немонотонны. Практически у всех силикатов можно выделить участок пологого хода ударной адиабаты, например, в случае SiO<sub>2</sub>  $\rho_0 = 2,65$  г/см<sup>3</sup>, расположенный в диапазоне  $P \approx 10 \div 40$  ГПа (см. рис. 10). При этом на ударных  $P(V)$ -зависимостях отчетливо не проявляется резкого, характерного для фазовых переходов первого рода при пересечении фазовых границ, изменения сжимаемости. В частности, экспериментальная ударная адиабата  $\alpha$ -SiO<sub>2</sub>  $\rho_0 = 2,65$  г/см<sup>3</sup> в случае реализации равновесной смеси кварца и стишовита состояла бы из трех участков [77], [78], соответствующих  $\alpha$ -SiO<sub>2</sub>, смеси фаз и фазе высокого давления – стишовиту ( $\rho_0 \approx 4,3$  г/см<sup>3</sup>). При этом второй пологий смешевой участок располагался бы в очень узком диапазоне давлений  $P_1 < P < P_1 + \Delta P$ ,  $\Delta P \ll P_1$ ,  $P_1 \approx 6 \div 9$  ГПа – давление начала реализации смеси фаз (несколько отличающееся при различных способах его оценки). Сжимаемость на нем была бы

сильно повышена по сравнению со сжимаемостью на первом и третьем участках.

Возможно, что наблюдаемое в ударно-волновых экспериментах относительно плавное поведение адиабат связано с аморфизацией силикатов при повышенных давлениях (многие из них, в том числе  $\text{SiO}_2$ ,  $\text{Mg}_2\text{SiO}_4$ ,  $\text{MgSiO}_3$ ,  $\text{CaAl}_2\text{Si}_2\text{O}_8$ , при ударном и статическом сжатии переходят в стекло [79–85]) и особенностями сжатия вещества в этом состоянии. Так, в [83, 86] наличие пологих участков ударных адиабат силикатов связывается со способностью стекла к повышенному непрерывному уплотнению в отвечающем этим участкам диапазоне давлений. Плавное поведение изотермы  $T = 300$  К сжатия плавленного кварца до  $P \approx 60$  ГПа (см. рис. 11) говорит в пользу непрерывного механизма уплотнения.

При высоких  $P, T$ -параметрах также возможен распад (диссоциация) исходных силикатов на более простые компоненты. В частности, верхние крутые участки ударных адиабат сплошных образцов  $\text{Mg}_2\text{SiO}_4$ ,  $\text{MgSiO}_3$  и  $\text{Fe}_2\text{SiO}_4$  модельным образом удовлетворительно воспроизводятся в предположении реализации смесей  $2\text{FeO} + \text{SiO}_2$ ,  $2\text{MgO} + \text{SiO}_2$ ,  $\text{MgO} + \text{SiO}_2$  с применением для окислов УРС, характеризующих их плотные модификации (например, [87–89]). При этом, по-видимому, не исключена и более высокая степень разложения этих компонентов. В частности, в [90] отмечается возможность протекания при условиях, характерных для мантии Земли, реакции  $\text{SiO}_2 = \text{SiO} + 0,5\text{O}_2$ . В [91] приведены результаты анализа структуры материала, образующегося после сферического ударного сжатия шара, исходно состоящего из смеси  $\alpha\text{-SiO}_2$  и Al (средняя начальная плотность смеси  $\rho_0 = 2,67$  г/см<sup>3</sup>). Анализ сохраненных образцов совместно с газодинамическим расчетом показал, что, судя по наличию в конечном состоянии Si,  $\text{Al}_2\text{O}_3$  и других веществ, исходный  $\alpha\text{-SiO}_2$  начинает разлагаться с выделением кислорода в твердом состоянии (до плавления) при достижении ударного давления  $\sim 25 \div 45$  ГПа (первое значение соответствует максимальному давлению в ударной волне, идущей к центру шара, второе – максимальному давлению в ударной волне вторичного сжатия, отраженной от центра; длительность первой ударной волны существенно превышает длительность второй). При этом, поскольку использованное в [91] при газодинамических расчетах упрощенное УРС смеси в диапазоне  $P \approx 25 \div 60$  ГПа завышает дав-

ление (в середине интервала – на  $\approx 30$  %) по сравнению с экспериментальным, а также из-за реализации при ударном сжатии  $\alpha\text{-SiO}_2$  более высоких температур, чем в Al (при  $P = \text{const}$ ), разложение чистого  $\alpha\text{-SiO}_2$   $\rho_0 = 2,65$  г/см<sup>3</sup>, по-видимому, начинается при меньших, чем  $\sim 25 \div 45$  ГПа, ударных давлениях. При приближении к началу разложения в [91] зафиксировано увеличение доли аморфного кварца. Стишовита в сохраненных образцах не обнаружено. Очевидно, что более высокие температуры, характеризующие ударное сжатие пористых образцов, способствуют снижению давления начала диссоциации  $\text{SiO}_2$ .

В связи с возможностью объяснения поведения силикатов при ударном сжатии их разложением следует отметить качественное сходство проявляемых ими необычных свойств с особенностями, фиксируемыми при ударном сжатии плотного азота в области диссоциации. Экспериментальная ударная адиабата однократного сжатия последнего, отвечающая исходно жидкому состоянию с параметрами  $T_0 \approx 77$  К,  $\rho_0 \approx 0,808$  г/см<sup>3</sup>, приведена на рис. 15. Так же как и у силикатов, она имеет промежуточный участок пологого поведения (при  $P \approx 30 \div 60$  ГПа). В соответствии с [92], в этом диапазоне давлений протекает реакция распада  $\text{N}_2 = 2\text{N}$ . На рис. 15 показаны так же результаты двукратной ударной сжимаемости азота из начальных состояний 1–5, расположенных на первичной ударной адиабате, в конечные состояния 1'–5'. Состояния 1'–3' расположены справа от ударной адиабаты однократного сжатия. Это качественно совпадает с отмечавшимся выше крутым расположением вторых адиабат кварца и изэнтроп разгрузки силикатов, что можно объяснить проявлением веществом свойства  $\gamma < 0$ . Дополнительным указанием на реализацию ситуации  $\gamma < 0$  в азоте являются результаты экспериментальных измерений температуры [92] в состояниях 1–8 и 1'–5' (приведены на рис. 15). В состояниях 1'–3' значения  $V$  больше значений  $V$  на первичной ударной адиабате (при одинаковых значениях  $P$ ), а значения  $T$  при этом меньше, что приводит к среднему  $\beta < 0$  в данных термодинамических условиях (и соответственно в силу (28) к среднему  $\gamma < 0$ ). Рассчитанные на основе данных по ударному сжатию средние значения  $\gamma$  азота [92] изображены на рис. 14. Отметим, что ано-

мальные величины  $\beta < 0$ ,  $\gamma < 0$  можно объяснить предположением, что объем  $v_{N_2}$  одной молекулы  $N_2$  больше объема  $2v_N$  двух образующихся при ее распаде атомов N. Вследствие этого возрастание степени диссоциации  $\alpha$  при увеличении  $T$  приводит (например, на изобарах) к уменьшению совокупного объема смеси  $(1-\alpha)v_{N_2} + \alpha(2v_N)$ . Особенности поведения азота в ударных волнах, отраженные на рис. 15, очевидно обусловлены спецификой его УРС в плотном жидкоподобном состоянии.

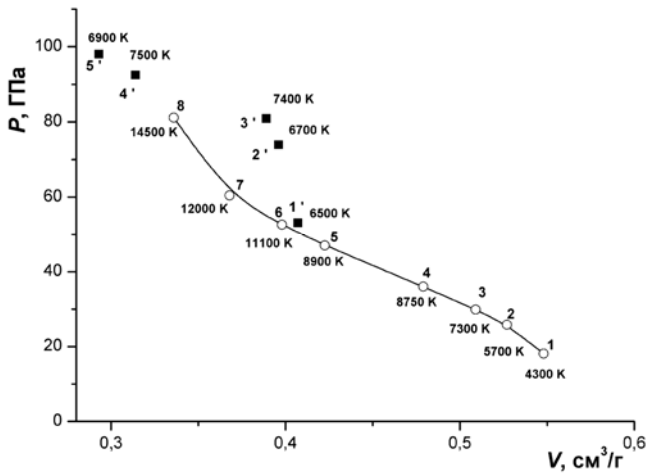


Рис. 15. Зависимость давления при однократном и двукратном ударно-волновом сжатии исходно жидкого азота. Сплошная кривая – ударная адиабата однократного сжатия. 1–5 – исходные состояния на первичной ударной адиабате для двукратного ударного сжатия в состоянии 1'–5'. В состояниях 1–8 и 1'–5' указаны значения температуры. Значки и указанные температуры – экспериментальные данные [92]

С учетом приведенных выше аргументов, представляется возможным непротиворечивое качественное объяснение совокупности отмеченных особенностей поведения силикатов, проявляющихся, скорее всего, в аморфном состоянии (с возможным, согласно [91], проявлением диссоциации), наличием у УРС стекла свойств  $\gamma < 0$ ,  $\beta < 0$  в довольно широкой подобласти  $P, T$ -параметров. При этом термодинамические функции УРС являются относительно плавными, хотя и немонотонными (УРС силикатов подобен УРС жидкоподобного азота). Данная трактовка является в целом гипотетической. Обзор других подходов к объяснению поведения  $SiO_2$  дан, в частности, в [93]. Автор этой работы (а также некоторые другие) придерживается мнения, что наличие пологих уча-

стков ударных адиабат у  $\alpha-SiO_2$   $\rho_0 = 2,65$  г/см<sup>3</sup> и плавленого кварца  $\rho_0 = 2,204$  г/см<sup>3</sup> в диапазоне  $P \approx 10 \div 40$  ГПа и их аномальное (перехлест) расположение при  $P \approx 20 \div 40$  ГПа (см. рис. 10), по-видимому, обусловлены термически активационным механизмом наработки фазы высокого давления (кристаллического стишовита) в двухфазной смеси  $\alpha-SiO_2$  (фаза низкого давления) и стишовита по мере увеличения  $E, T$ -параметров. В [93] в качестве возможности обсуждается также применимость к интерпретации особенностей поведения ударных адиабат исходного  $\alpha-SiO_2$  и плавленого кварца подхода, основанного на использовании однофазного УРС стекла (объяснение, предполагаемое в настоящей работе). Рассматриваются давления, большие  $\approx 20$  ГПа (при статическом  $T = 300$  К сжатии аморфизация исходного  $\alpha-SiO_2$  начинается с  $P \approx 25$  ГПа и заканчивается при  $P \approx 30$  ГПа [82]; в случае ударного сжатия из-за повышенных температур, способствующих аморфизации, ее начало ожидается при меньших давлениях [93]). Одним из существенных, согласно [93], аргументов против подобной интерпретации является невозможность объяснения выявленного в экспериментах пересечения адиабат исходного  $\alpha-SiO_2$  и плавленого кварца в интервале  $P \approx 20 \div 40$  ГПа при наличии у стекла параметра  $\gamma > 0$ . Однако при проявлении стеклом свойства  $\gamma < 0$  эта особенность находит логичное объяснение. Отметим, что в [94] проводились измерения структуры (среднего координационного числа) плавленого кварца при его статическом изотермическом  $T = 300$  К сжатии в интервале  $P \approx 0 \div 100$  ГПа. Опыты показывают преобразование структуры в диапазоне  $P \approx 20 \div 35$  ГПа. При этом авторы [94] склоняются к объяснению полученных результатов на основе механизма непрерывного уплотнения стекла в однофазном состоянии (сжимающегося подобно однокомпонентной жидкости) без реализации смеси фаз низкого и высокого давления. О непрерывном изменении структуры плавленого кварца при высоких давлениях вдоль изотермы  $T = 300$  К свидетельствуют результаты и других работ. Полученная в [55, 56] изотерма сжатия плавленого кварца (см. рис. 11), как отмечалось выше, также является непрерывной, без резких, характерных для фазовых переходов первого рода изменений сжимаемости. Эти результаты о структуре и сжимаемости говорят не



в пользу смесового подхода автора [93]. При непрерывном уплотнении плавленого кварца вдоль изотермы  $T = 300$  К вероятным является также его непрерывное уплотнение и при ударном сжатии, а также непрерывное уплотнение стекла, образующегося при ударном сжатии  $\alpha$ -SiO<sub>2</sub>  $\rho_0 = 2,65$  г/см<sup>3</sup>.

Отметим также следующее. Как видно из рис. 11, при  $P \approx 20 \div 40$  ГПа экспериментальная изотерма сжатия плавленого кварца  $T = 300$  К лежит над его ударной адиабатой, что при среднем превышении температуры вдоль адиабаты величины  $T = 300$  К объясняется проявлением УРС свойства  $\gamma = V(\partial P / \partial T)_V / C_V < 0$ , где  $C_V > 0$  – изохорическая теплоемкость. Таким образом, как эта особенность, так и перехлест адиабат кристаллического и плавленого кварца при  $P \approx 20 \div 40$  ГПа могут быть обусловлены проявлением аномалии  $\gamma < 0$  в УРС стекла.

Как отмечалось в разделе 1, значительные вариации размеров исходных частиц SiO<sub>2</sub> при одинаковом значении  $\rho_{00}$  в пределах точности измерений не сказываются на регистрируемой скорости ударной волны  $D$  (при одинаковой внешней нагрузке). К такому же результату привели и контрольные эксперименты с образцами, характеризующимися одинаковыми  $\rho_{00}$ , но имеющими различную начальную структуру (кристаллическая или аморфная) [19, 75, 95]. Оба этих результата, скорее всего, также свидетельствуют против реализации в ударно-сжатых состояниях смеси фаз и активационного механизма наработки кристаллической фазы высокого давления, поскольку ее количество при диффузионном механизме образования, очевидно, зависело бы от начального состояния материала, сказываясь на скорости  $D$  и положении ударной адиабаты. Представляется правдоподобным объяснить независимость конечных параметров от начальных переходом исходно пористого кварца за фронтом ударной волны в стеклообразное состояние (аморфизация, не требуя преодоления активационных барьеров, происходит быстро [93]), а при больших температурах, – плавлением. По-видимому, УРС аморфного (стекла и жидкости) SiO<sub>2</sub>, образовавшегося при ударном сжатии из исходно пористого вещества, также проявляет аномалию  $\gamma < 0$  (являющуюся продолжением аномалии  $\gamma < 0$ , выявленной по ударным адиабатам исходно кристаллического и плавленого кварца в интервале  $P \approx 20 \div 40$  ГПа, в несколько

отличные  $P, T$ -условия), что отражается необычной формой пористых адиабат, показанных на рис. 10, 11. В связи с предположением о возможности реализации состояний  $\gamma < 0$  для жидкости отметим, что в многофазном УРС SiO<sub>2</sub> [96] для описания жидкой фазы при  $P \approx 0 \div 15$  ГПа,  $T \approx 2000 \div 3200$  К используется значение  $\beta < 0$ .

С учетом качественного сходства особенностей поведения силикатов и азота в ударных волнах и возможного их объяснения диссоциацией была предпринята [97] попытка описания экспериментальных данных по ударному сжатию плавленого и пористого SiO<sub>2</sub> на основе модели мВдВ (см. раздел 3) в предположении разложения при повышенных  $P, T$ -условиях SiO<sub>2</sub> на компоненты SiO и O<sub>2</sub>. При использовании модели для исходно пористого кремнезема ожидается, что вне зависимости от его начального состояния (кристаллическое или аморфное) в ударных волнах он либо аморфизуется, либо переходит в жидкое состояние. Модель определяется формулами (7)–(10), в которых в рассматриваемом случае:  $N_e = 0$ ;  $i = \text{SiO}_2, \text{SiO}, \text{O}_2$ ;  $M = \sum_i m_i N_i$  ( $m_i$  – масса молекулы);  $\sigma_i(T)$  – внутренняя статсумма индивидуальной молекулы. Расчет  $\sigma_i(T)$  ограничивался

учетом основного электронного состояния частиц, колебания и вращение молекул описывались моделью жесткий ротатор – гармонический осциллятор [98]. Использованные для SiO<sub>2</sub>, SiO и O<sub>2</sub> значения энергии в идеально-газовом состоянии соответствуют экспериментальным значениям энергии диссоциации. Все параметры молекул взяты из [99]. Коволлом смеси  $\bar{V}_C$  полагался аддитивным по отношению к коволюмам компонентов:

$$\bar{V}_C(P^{\text{rep}}) = \sum_i N_i v_{C,i}(P^{\text{rep}}) \quad (v_{C,i} - \text{коволлом в рас-}$$

чете на одну частицу). Для притяжения  $P^{\text{att}}$  использовалось приближение (14) (независимость от детального состава). Коволумы компонентов и притяжение представлялись простыми функциями, содержащими свободные параметры. При выборе параметров коволюма SiO<sub>2</sub> и притяжения учитывались данные по изотермической  $T = 300$  К сжимаемости плавленого кварца и его энергии связи (сублимации). Коволлом O<sub>2</sub> определялся с привлечением данных по ударной сжимаемости жидкого O<sub>2</sub>. Коволумная функция SiO являлась подгоночной и определялась из условия по воз-

возможности оптимального описания моделью эксперимента по сжимаемости при высоких давлениях. Равновесные концентрации компонентов находились из уравнения  $\mu_{\text{SiO}_2} = \mu_{\text{SiO}} + 0,5\mu_{\text{O}_2}$  с привлечением балансных соотношений. В УРС [97] при высоких  $T$  учитывался также ряд других компонентов (в том числе ионов и электронов), но в рассматриваемых далее условиях их влияние мало. При проведении представленных ниже расчетов свободные коволюмные константы УРС были несколько изменены по сравнению с их значениями в варианте [97].

Подчеркнем сугубый эмпиризм рассматриваемой модели УРС в области сравнительно высоких плотностей (модель следует рассматривать как один из возможных способов описания данных опытов).

Отметим также, что настоящая модель близка к модели, использованной в [100] для описания свойств жидкой и газообразной двуокиси урана (выделение молекул  $\text{UO}_2$ ,  $\text{UO}$ ,  $\text{O}_2$  и других аналогичных частиц, учет их «размеров», моделирование статсумм возбуждения при всех рассматриваемых плотностях статсуммами идеального газа).

На рис. 11 представлены модельные ударные адиабаты пористых образцов  $\text{SiO}_2$ , а также ударная адиабата и изотерма  $T = 300$  К плавного кварца. При расчетах ударного сжатия влияние прочности, существенное для плавного кварца при  $P < 20$  ГПа, не учитывалось (из-за повышенных температур, достигаемых при ударном сжатии пористых образцов, в целом вдоль их ударных адиабат следует ожидать меньшего проявления реологии, чем вдоль адиабаты плавного кварца). При решении уравнения (3) полагалось  $E_{00} = \text{const}$  (равна расчетной величине для плавного кварца в нормальных условиях). Как видно из рис. 11, модель удовлетворительно описывает эксперимент по изотермическому и ударному (при  $P > 20$  ГПа) сжатию плавного кварца, а также по ударному сжатию пористых образцов. Модельная изотерма  $T = 300$  К, так же как и в эксперименте, проходит над модельной ударной адиабатой  $\rho_0 = 2,204$  г/см<sup>3</sup> в диапазоне  $P \approx 20 \div 40$  ГПа. Также передается тот факт, что значения  $V$ , достигаемые при ударном сжатии образцов с  $\rho_{00} = 0,4 \div 1,35$  г/см<sup>3</sup>, меньше значений  $V$ , реализуемых при изотермическом  $T = 300$  К сжатии плавного кварца при  $P \approx 5 \div 20$  ГПа (приблизительно в том же диапа-

зоне давлений расчетные ударные адиабаты, приведенные на рис. 11, пересекаются друг с другом). Воспроизведение этих особенностей обусловлено наличием в УРС подобласти состояний, характеризуемых  $\gamma < 0$ . Расчетные значения  $\gamma$  вдоль ударной адиабаты  $\rho_0 = 2,204$  г/см<sup>3</sup> показаны на рис. 14. Поведение  $\gamma$  вдоль других модельных адиабат, изображенных на рис. 11, качественно такое же (со смещением минимума  $\gamma$  в сторону более высоких значений  $V$ ). Плавным зависимостям  $\gamma$  соответствуют также плавные зависимости  $\beta$  (28). В области проявления свойства  $\gamma < 0$  расчетные ударные адиабаты вторичного сжатия и изэнтропы разгрузки проходят круче основной ударной адиабаты. Отрицательность модельных значений  $\gamma, \beta$  связана с тем, что суммарный коволюм смеси  $\text{SiO} + 0,5 \text{O}_2$  меньше коволюма  $\text{SiO}_2$  (аналог соотношения для азота  $2v_N < v_{\text{N}_2}$ ).

Представляется, что приведенные в данном разделе результаты не исключают возможности проявления различными силикатами аномального ( $\gamma < 0$ ,  $\beta < 0$ ) поведения в стеклообразном состоянии (реализации которого можно ожидать при сжатии с возможным подключением механизма диссоциации) в довольно широкой подобласти  $P, T, V$ -параметров. Отражение этого в УРС, как показывает пример с плавным и исходно пористым  $\text{SiO}_2$ , позволяет в основных чертах воспроизвести особенности экспериментов при сравнительно высоких давлениях.

## 6. Возможная аномальность верхней мантии Земли

По современным представлениям такие силикаты, как  $\text{SiO}_2$ ,  $\text{Mg}_2\text{SiO}_4$ ,  $\text{MgSiO}_3$ ,  $\text{Fe}_2\text{SiO}_4$ , могут являться основными порообразующими компонентами вещества мантии Земли и других планет ее группы. Следует ожидать, что их физические характеристики при  $P, T$ -условиях, реализующихся в мантии, в значительной мере определяют свойства (в том числе УРС) мантийного вещества, от которых зависит возможность реализации тех или иных процессов в мантии (например, конвекции). Из-за отсутствия непосредственных данных, в частности, по детальному составу и структуре вещества, многое в глубинной геофизике, однако, остается гипотетичным.

В связи с возможностью проявления основными силикатами аномальных свойств  $\gamma < 0$ ,  $\beta < 0$  (см. раздел 5) представляется целесообразным кратко изложить гипотезу о возможном проявлении подобной аномалии веществом мантии Земли. Эти свойства предположительно характеризуют вещество в стеклообразном состоянии, которое, по-видимому, не исключено для мантийного вещества. В частности, согласно [101], верхняя часть верхней мантии находится в кристаллическом состоянии, а нижняя – в аморфном.

Относительно плавные ударные адиабаты силикатов (рис. 10–13) говорят в пользу реализации также плавных распределений по глубине  $h$  различных термодинамических характеристик в мантии, в частности, распределений плотности  $\rho(h)$  и скорости звука  $C(h)$ . Такие зависимости имеют место в ряде моделей Земли, построенных на основе данных сейсмологии и некоторых других фактов (поскольку восстановление  $\rho(h)$ - и  $C(h)$ -распределений по сейсмическим данным не однозначно, то возможно их представление в мантии как плавными, так и разрывными функциями [102]). Далее рассматривается безразрывный случай.

В качестве примера типичного плавного распределения на рис. 16 приведено  $\rho(h)$ -распределение для модели В497, взятое из книги [103] (ее автор известный геофизик К. Буллен считал эту модель близкой к оптимальной). Его особенностью является ускоренное возрастание  $\rho$  на участке 1–2 (при  $h \approx 200 \div 1000$  км). В предположении однородности вещества мантии это можно объяснить следующим образом. Плотность с давлением в мантии связана соотношением

$$d\rho/dP = (\partial\rho/\partial P)_S + (\partial\rho/\partial S)_P dS/dP. \quad (30)$$

С учетом уравнения гидростатики  $dP/dh = \rho g$  ( $g(h)$  – ускорение силы тяжести) и связи  $(\partial\rho/\partial S)_P = -\gamma T / \rho C^2$  из (30) следует

$$d\rho/dh = \frac{\rho g}{C^2} - \frac{\gamma g T \rho^2}{C^2} dS/dP. \quad (31)$$

Если  $dS/dP = 0$  (т. е. выполняется условие адиабатичности), то распределение плотности подчиняется уравнению Адамса – Вильямсона

$$d\rho/dh = \frac{\rho g}{C^2}. \quad (32)$$

На рис. 16 показаны прямые линии 1–1' и 2–2', наклоны которых  $((d\rho/dh)_1, (d\rho/dh)_2)$  вычислены на основе уравнения (32) (в данных расчетах и везде далее считается  $g = 9,9 \text{ м/с}^2$ ) по значениям параметров в состояниях 1 и 2, определяемых моделью В497:  $\rho_1 = 3,38 \text{ г/см}^3$ ,  $C_1^2 = 41,2 \text{ км}^2/\text{с}^2$ ,  $\rho_2 = 4,60 \text{ г/см}^3$ ,  $C_2^2 = 76,1 \text{ км}^2/\text{с}^2$ . На крутом участке 1–2 рис. 16 всюду  $d\rho/dh > \rho g / C^2$  (т. е. рост плотности является сверхадиабатическим), что говорит о положительности второго слагаемого в правой части (31):  $\Delta_2 = -(\gamma g T \rho^2 / C^2) dS/dP > 0$ . Это возможно, если при  $h \approx 200 \div 1000$  км дифференциально и в среднем выполняются два условия:  $\gamma < 0$ ,  $dS/dP > 0$ . О возможности реализации первого условия свидетельствуют обсуждавшиеся в разделе 5 особенности динамических экспериментов с силикатами. В случае, когда  $\gamma < 0$  и температура в мантии  $T(P)$  с увеличением  $P$  возрастает (по современным представлениям это так, см., например, [102, 104]), второе условие  $dS/dP > 0$  также выполняется, поскольку

$$dS/dP = \frac{C_P}{T} dT/dP - \frac{C_P \gamma}{\rho C^2}. \quad (33)$$

В результате при  $\gamma < 0$  и  $dT/dP > 0$  выполняется полное условие  $\Delta_2 > 0$ , обеспечивающее ускоренное (сверхадиабатическое) возрастание  $\rho(h)$ -зависимости на участке 1–2 рис. 16.

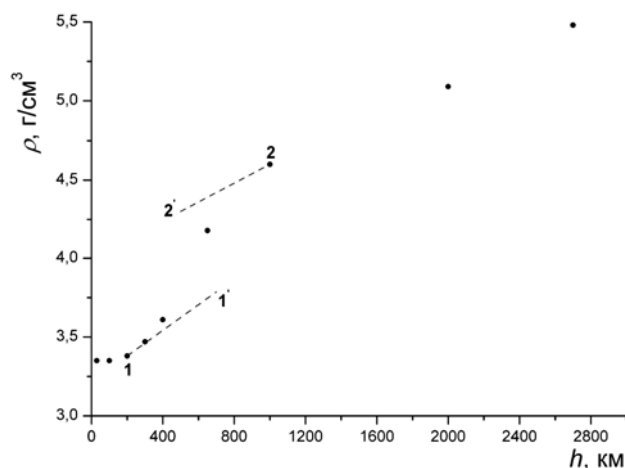


Рис. 16. Зависимость плотности  $\rho$  от глубины  $h$  в мантии Земли по модели В497 [103]. Наклоны прямых линий 1–1' и 2–2' рассчитаны по уравнению Адамса – Вильямсона на основе параметров в состояниях 1 и 2

Подстановка (33) в (31) приводит к соотношению

$$d\rho/dh = \frac{\rho g}{C^2} - \frac{\gamma g C_P \rho^2}{C^2} \left( dT/dP - \frac{\gamma T}{\rho C^2} \right). \quad (34)$$

Оценим с его помощью среднее значение  $\gamma_m$  на интервале  $h \approx 200 \div 1000$  км. Из (34) для средних (пометка «*m*»;  $h_m \approx 600$  км) значений величин можно получить уравнение

$$\gamma_m^2 - \gamma_m \frac{\rho_m C_m^2}{T_m} (dT/dP)_m - \left( (d\rho/dh)_m - \rho_m g / C_m^2 \right) \frac{(C_m^2)^2}{\rho_m g (C_P)_m T_m} = 0. \quad (35)$$

Далее используются следующие значения входящих сюда параметров:  $(d\rho/dh)_m = 0,00153$  (г/см<sup>3</sup>)/км,  $\rho_m = 3,99$  г/см<sup>3</sup>,  $C_m^2 = 58,7$  км<sup>2</sup>/с<sup>2</sup> (вычислены с применением линейных соотношений для  $\rho$  и  $C^2$  в промежутке  $h = 200 \div 1000$  км на основе вышеприведенных значений этих характеристик в состояниях 1 и 2). Полагается  $(C_P)_m = 3R/A$ , где  $R = 8,3 \times 10^{-3}$  кДж/(г·К),  $A = 20$  – средний атомный вес.  $T(P)$ -зависимость в диапазоне  $P = P_1 \div P_2$  (в модели В497 состояниям 1 и 2 на рис. 16 соответствуют  $P_1 \approx 6$  ГПа,  $P_2 \approx 40$  ГПа) представлялась прямой

$$T = T_1 + T'(P - P_1). \quad (36)$$

Параметры  $T_1$  и  $T'$  задавались следующим образом. Обычно [102, 104] при расчетном определении  $T(h)$ -распределения в мантии на глубине  $h = 100$  км принимается значение  $T \approx 1500$  К ( $\pm$  несколько первых сотен градусов). С учетом этого считается, что в (36)  $T_1 = 1500$  К (возможные вариации  $T_1$  не сказываются сильно на оценке  $\gamma_m$ ). Для параметра  $T'$  в (36) использовались два значения: 44,11 и 88,22 К/ГПа. Первое значение  $T'$  соответствует расчетным по (36) температурам  $T_m = 2250$  К,  $T_2 = 3000$  К, второе –  $T_m = 3000$  К,  $T_2 = 4500$  К. Им отвечают относительно низкое и высокое значения температуры  $T_C$  на границе (при  $h \approx 2900$  км) мантии с ядром, равные соответственно  $\approx 3500$  и  $\approx 5000$  К (эти значения не

противоречат оценочным значениям  $T_C$  [102, 104]). При расчетах величин  $T_C$  на основе  $T_2$  учтено, что прирост температуры в нижней (расположенной при  $h \approx 1000 \div 2900$  км) мантии составляет  $\approx 500$  К [102, 104]. Это оценочное значение получено модельным образом в предположении реализации в нижней мантии адиабатического (определяемого из условия  $dS/dP = 0$ ) распределения температуры. В пользу возможности использования условия адиабатичности говорит выполнение с хорошей точностью соотношения  $d\rho/dh = \rho g / C^2$  в диапазоне  $1000 \leq h \leq 2900$  км для модельного варианта В497 (см. рис. 16) и в других моделях мантии. Это приводит к равенству нулю второго слагаемого в (31), что в случае  $\gamma > 0$  требует выполнения равенства  $dS/dP = 0$  (можно предполагать, что при  $h > 1000$  км,  $P > 40$  ГПа условие  $\gamma > 0$  выполняется). Наиболее вероятным механизмом, обеспечивающим приближенное выполнение условия адиабатичности, является конвекция в нижней мантии. Отметим, что соотношение  $d\rho/dh = \rho g / C^2$  выполняется и во внешнем ядре Земли, для которого также обычно предполагается возможность реализации конвекции.

Использование в (35) принятых параметров приводит к следующим значениям коэффициента Грюнайзена:  $\gamma_m = -3,3$  при первом значении параметра  $T'$  в (36),  $\gamma_m = -2,2$  – при втором. По порядку величины они близки к значениям  $\gamma$  для SiO<sub>2</sub> и туфа в области аномалии (см. рис. 14). Найденным  $\gamma_m$  отвечают значения коэффициента расширения  $\beta_m = \gamma_m (C_P)_m / C_m^2$ , равные  $-7 \cdot 10^{-5}$  1/К и  $-4,7 \cdot 10^{-5}$  1/К соответственно. Им соответствует уплотнение вещества на несколько процентов при нагревании на  $\sim 1000$  К.

Таким образом, сверхадиабатическое возрастание  $\rho$  на участке 1–2 рис. 16 в модели В497 (и аналогичную особенность в других плавных моделях мантии Земли) можно объяснить проявлением аномалии  $\gamma < 0$ ,  $\beta < 0$ , на возможность которой указывают данные, обсуждавшиеся в разделе 5.

Отрицательность  $\gamma$  и  $\beta$  при  $h \approx 200 \div 1000$  км, т. е. практически во всей верхней мантии Земли, приводит к ряду существенных выводов относительно возможных в ней процессов. Объясняющее сильное возрастание плотности на участке 1–2 рис. 16 условие  $\Delta_2 > 0$ , которое выполняется в

рассматриваемом здесь случае ( $\gamma < 0$ ,  $dT/dP > 0$ ), является [105] условием отсутствия конвекции в среде. То есть в рамках рассматриваемой гипотезы верхняя мантия является устойчивой и не конвектирует (условие для конвекции в нижней мантии существует). При  $\beta_m < 0$  остывание со временем верхней мантии приводит к уменьшению ее плотности (увеличению объема).

В настоящее время при интерпретации крупных поверхностных структур Земли (и других планет ее группы) широко используется концепция тепловых мантийных плюмов [106, 107]. Она предполагает возможность образования на границе с ядром больших масс перегретого (на ~неск. тыс. К) по отношению к среде вещества, их подъем в форме столба (высотой ~ несколько сотен километров и более) по каналу до уровня коры (литосферы) и последующее длительное воздействие на последнюю. В стандартной ситуации, когда  $\beta > 0$ , вещество перегретого столба-плюма всегда легче среды и над каналом его всплытия следует ожидать вздутия поверхности коры (образования купола).

Вышеприведенные оценки показывают возможность  $\beta < 0$  в среде верхней мантии при  $h \approx 200 \div 1000$  км. Расчеты на основе модельного УРС  $\text{SiO}_2$  (см. раздел 5) не противоречат этому и показывают возможность отрицательности  $\beta$  также на некотором (~1000 К) удалении по  $T$  от средних условий, в том числе при повышенных температурах в диапазоне  $P \approx 0 \div 6$  ГПа. Таким образом, нельзя исключить возможность реализации в некоторой полосе температур верхней мантии среднего значения  $\beta < 0$ . Данная особенность вносит принципиальные коррективы в концепцию тепловых плюмов в случае, если плюм характеризуется высотой порядка размера верхней мантии [108–110].

Диаграмма состояний, рассчитанная на основе модельного УРС  $\text{SiO}_2$ , в областях  $\beta < 0$  и  $\beta > 0$  качественно подобна диаграмме для воды, изображенной на рис. 17. Небольшое отличие состоит в том, что в модельном УРС при сравнительно небольших  $P, T$ -параметрах (приблизительно соответствующих  $h < 200$  км на рис. 16) имеется область состояний, где  $\beta > 0$ , что соответствовало бы на рис. 17 малому островку состояний с  $\beta > 0$  в начале координат.

Поясним возможные особенности всплытия столба-плюма в аномальной верхней мантии на примере рис. 17. Предположим, что основная

масса воды имеет температуру  $0^\circ\text{C}$  (аналог средней температуры в мантии) и характеризуется давлениями  $P = 50$  МПа на дне и  $P = 0,1$  МПа возле поверхности (интервал  $P \approx 0,1 \div 18$  МПа рис. 17 является аналогом интервала давлений, соответствующего верхней мантии, интервал  $P \approx 18 \div 50$  МПа – нижней). Пусть на дне возник столб перегретой воды (например, с перепадом давления между его дном и вершиной  $\Delta P \approx 10$  МПа). Если перегрев невелик (например,  $2^\circ\text{C}$ ), то подъем

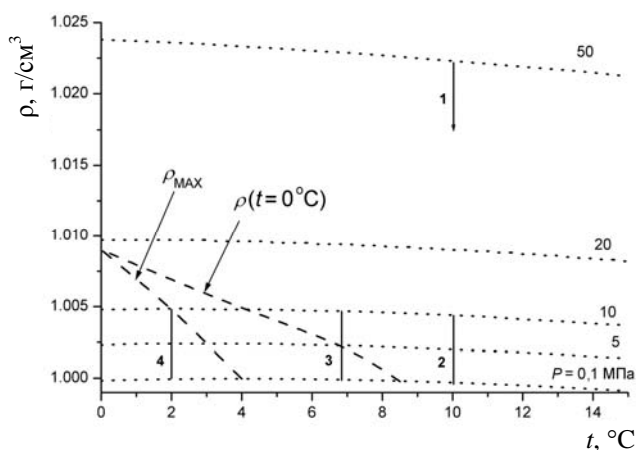


Рис. 17. Экспериментальные [111] зависимости плотности  $\rho$  от температуры  $t$  на изобарах воды. Линия  $\rho_{\text{MAX}}$  соединяет состояния максимальной (при  $P = \text{const}$ ) плотности. В состояниях под ней  $\beta < 0$ . На линии  $\rho(t = 0^\circ\text{C})$  плотность разогретой воды равна (при  $P = \text{const}$ ) плотности холодной при  $t = 0^\circ\text{C}$ . Указаны значения давления на изобарах. 1 – активный горячий столб на начальной стадии всплытия с положительной плавучестью, 2 – всплывший активный горячий столб с положительной плавучестью, 3 – несколько остывший столб с нулевой плавучестью, 4 – значительно остывший теплый плотный столб с отрицательной плавучестью

столба до поверхности не возможен (поскольку вблизи поверхности при  $2^\circ\text{C}$  столб плотнее воды при  $0^\circ\text{C}$ ). Однако если перегрев значителен ( $> 7^\circ\text{C}$ ), то подобный активный (преодолевший плотностной барьер, обусловленный аномалией) горячий столб всплывает. Предположим, что первоначальная температура горячего столба была  $10^\circ\text{C}$ . Такой столб после всплытия выталкивается из основной воды (чтобы избежать растекания, далее всплывший столб предполагается помещенным в вертикальную трубку с открытыми концами; стенка трубки – аналог реологических свойств твердой мантии, препятствующей растеканию плюма; выталкиванию столба соответствует повышенный уровень воды в трубке). После всплы-

тия, при отводе тепла вверх (в атмосферу) и по горизонтали (в среду), температура столба будет понижаться и соответственно уменьшаться его плавучесть (что отвечает снижению уровня воды в трубке). Когда, например, она понизится до  $7^\circ\text{C}$ , то будет достигнут нулевой уровень плавучести. При дальнейшем уменьшении температуры (переход в теплое состояние) столб станет плотнее основной воды и его плавучесть станет отрицательной (уровень воды в трубке станет ниже основного уровня воды при  $0^\circ\text{C}$ ). Отметим, что при фиксированной температуре столба в начале всплытия его способность к подъему до поверхности возрастает с увеличением высоты столба (определяемого величиной  $\Delta P$ ). Также отметим, что при быстром подъеме столба температура вещества изменяется изэнтропически. Это, однако, качественно не влияет на обсуждаемые особенности всплытия.

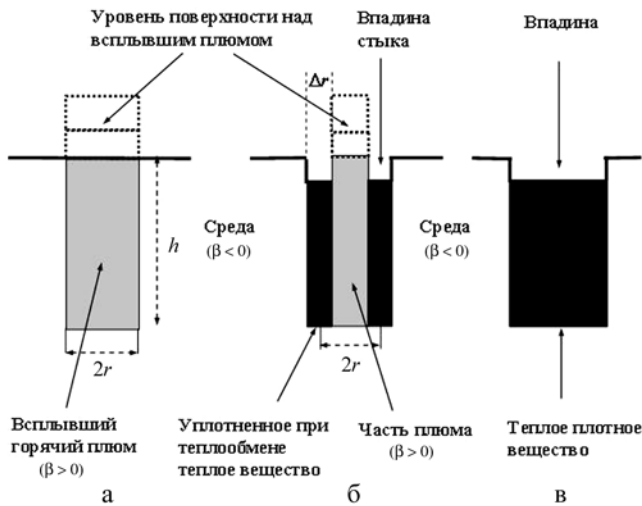


Рис. 18. Схематическое изображение уровня поверхности после всплытия столба-плюма в аномальной среде: а – сразу после всплытия плюма, б – на стадии горизонтального теплообмена между плюмом и средой, в – впадина на больших промежутках времени

С учетом отмеченных особенностей в случае воды (рис. 17) на рис. 18 качественно изображены ожидаемые формы рельефа поверхности коры вблизи места подъема активного теплового плюма (радиусом  $r$  и высотой  $h$ ) в условиях рассматриваемой аномалии. Сразу после всплытия уровень поверхности коры над плюмом (рис. 18,а) определяется его исходным перегревом и высотой. В первое время после всплытия на изменение формы рельефа поверхности наибольшее влияние окажет горизонтальный теплообмен между столбом-плюмом и средой. В его процессе, если перегрев плюма не экстремален (это предполагается), вертикальные колонки, расположенные в области

стыка, будут переходить в теплое плотное состояние (аналогично тому, как после всплытия горячего элемента воды, характеризуемой  $10^\circ\text{C}$ , в воде, характеризуемой  $0^\circ\text{C}$ , при их горизонтальном теплообмене образуются колонки плотной теплой  $5^\circ\text{C}$  воды). В результате, на первых временных этапах после всплытия плюма следует ожидать преобразования структур, изображенных на рис. 18,а, в структуры типа центральное поднятие+окружающая его круговая впадина стыка, показанные на рис. 18,б. Оценочная скорость горизонтальной тепловой волны (приблизительно определяющая скорость образования впадины стыка) на основе соотношения  $\Delta r/\tau \sim (\chi/\tau)^{0,5}$  (где  $\Delta r$  – расстояние, пройденное тепловой волной,  $\tau$  – время после всплытия плюма,  $\chi \sim 0,01 \text{ см}^2/\text{с}$  – ориентировочное значение коэффициента температуропроводности для земных горных пород) на промежуток времени  $\tau \sim 1$  млн лет составляет  $\sim 1 \text{ см}/\text{год}$ . Такой скорости отвечает образование за 1 млн лет впадины стыка шириной  $\Delta r \sim 10 \text{ км}$ . С увеличением  $\tau$  расстояние, пройденное горизонтальной тепловой волной, и соответственно величина  $\Delta r$  увеличиваются  $\sim (\chi\tau)^{0,5}$ . Отметим, что в случае мощного плюма, характеризуемого  $h \sim$  нескольких сотен километров, и уплотнении вещества при переходе в теплое состояние на  $\sim$  несколько процентов (что допускают вышеприведенные оценки  $\beta_m$ ) ожидаемая глубина впадины стыка может достигать  $\sim 10 \text{ км}$ . Реализуемая на больших промежутках времени  $\tau$  (когда в плотное теплое состояние перейдет, в том числе и посредством вертикального выноса тепла, все вещество первоначально горячего столба-плюма, а также часть среды) структура является впадиной, схематически изображенной на рис. 18,в. По-видимому, данным механизмом можно объяснить образование впадин на поверхности Земли, характеризующихся повышенным тепловым потоком (кратероподобных структур и образований типа оз. Байкал, оз. Восток в Антарктиде и др.).

Отвечающие изображенным на рис. 18,б линейные поверхностные структуры напоминают, в основных чертах, поверхностные системы гор и островных дуг (например, Японской) с прилегающими к ним предгорными прогибами и глубоководными желобами. Не исключено, что глубинное уплотнение, связанное с переходом вещества в теплое состояние, является причиной процесса активной сейсмичности (скачкообразные подвижки неидеально текучего, в особенности относи-

тельно холодного, материала внутри и в окрестности области уплотнения) в районах расположения названных поверхностных образований. При этом в первое время после всплытия линейного ряда столбов-плюмов наиболее значимо уплотнение при горизонтальном теплообмене (со скоростью  $\Delta r / \tau \sim (\chi / \tau)^{0.5}$ ) на двух границах горячего вещества с окружающей мантией, вследствие чего в этих двух вертикальных (или наклонных при нарушении симметрии) зонах можно ожидать наибольших проявлений сейсмичности.

Рассматриваемая модель допускает наличие конвекции в нижней мантии Земли. Конвекция может «смыть» основания столбов-плюмов, уменьшая их первоначальную высоту до высоты порядка размера верхней мантии. Отсутствие конвекции в верхней мантии способствует длительной сохранности в ней оставшихся частей внедренных плюмов.

### Заключение

Сформулируем основные результаты, представленные в настоящей статье:

1. За 60-летний период исследований получен большой объем данных по ударному сжатию значительного числа исходно пористых металлов. Проведенные исследования позволили проникнуть в область состояний сильно нагретой (до  $\sim 10^5$  К) и сравнительно малоплотной (со степенью расширения до  $\approx 5$ ) жидкости, недоступную в других экспериментах. В большинстве случаев исследования выполнены при давлениях до  $\sim 100$  ГПа. Для некоторых металлов (Fe, Cu, W и др.) максимальные, реализованные с применением энергии ядерных взрывов, давления составили  $1 \div 2$  ТПа.

2. Анализ данных по ударному сжатию пористых металлов, дополненный анализом результатов опытов, полученных другими методами (двукратное ударное сжатие, изэнтропическая разгрузка и др.) свидетельствует, что при повышенных  $P, T$ -условиях металлы обладают стандартными термодинамическими характеристиками, в частности положительным коэффициентом Грюнайзена.

3. Экспериментальные данные по ударному сжатию пористых металлов показали значительное уменьшение (до  $\approx 3$  раз по сравнению со значением в нормальных условиях) коэффициента Грюнайзена при реализованных в опытах разогревах и, тем самым, стимулировали развитие новых форм широкодиапазонных УРС, способных, в том числе, к отражению свойств вещества в близком к газообразному состоянию.

4. Широкодиапазонная модель УРС, основанная на модифицированной модели Ван-дер-Ваальса, воспроизводит эксперимент по ударному сжатию пористых металлов без специальной нормировки на него. Удовлетворительно описываются также данные других динамических опытов. Модель является полезной при оценке УРС слабо исследованных металлов.

5. Эксперименты в диапазоне давлений до  $\sim 100$  ГПа с исходно пористыми и низкоплотными жидкими образцами различных силикатов дают отличающийся от закона сжатия металлов результат – в значительном диапазоне давлений реализуемая при их ударном сжатии плотность больше, чем на основной ударной адиабате исходно плотного материала. Эта аномалия может быть качественно объяснена реализацией состояний вещества, характеризующихся отрицательными коэффициентами Грюнайзена и теплового расширения. По-видимому, подобные свойства силикаты проявляют в аморфном виде.

6. Построенное на основе модифицированной модели Ван-дер-Ваальса УРС  $\text{SiO}_2$ , обладающее отрицательным коэффициентом Грюнайзена в довольно широкой подобласти  $P, T, V$ -параметров, удовлетворительно отражает особенности результатов опытов с плавленным и исходно пористым кварцем.

7. Отрицательное значение параметра Грюнайзена может являться причиной сверхадиабатического (не подчиняющегося уравнению Адамса – Вильямсона) роста плотности в большей части верхней мантии Земли.

8. Аномалия верхней мантии вносит принципиальные коррективы в современную концепцию тепловых мантийных плюмов. При ее наличии всплыть в мантии до поверхности может только активный сильноперегретый плюм, преодолевший плотностной барьер, обусловленный аномалией. При остывании плюма до теплого состояния он становится плотнее основной среды мантии и имеет тенденцию тонуть.

Авторы выражают благодарность В. П. Копышеву за полезное обсуждение ряда вопросов.

### Список литературы

1. Альтшулер Л. В. // УФН. 1965. Т. 85 (2). С. 197.
2. Альтшулер Л. В. и др. // ПИМТФ. 1981. Вып. 2. С. 3.
3. Аврорин Е. Н. и др. // УФН. 1993. Т. 163(5). С. 1.
4. Ahrens T. J., Johnson M. L. // In Mineral physics and crystallography: a handbook of physical constant Vol. 3, editor T. J. Ahrens (Copyright 1995 by American

- Geophysical Union 2000 Florida Avenue, N.W. Washington, DC 20009, 35).
5. Трунин Р. Ф. // УФН. 1994. Т. 164 (11). С. 1215.
  6. Трунин Р. Ф. // УФН. 2001. Т. 171 (4). С. 387.
  7. Nellis W. J. Rep. Prog. Phys. 2006. Vol. 69. P. 1479.
  8. Compendium of shock wave data. Ed. M. Van Thiel (LLL. University of California. Livermore, California, 1977).
  9. LASL Shock Hugoniot Data. Ed. S. P. Marsh (Berkeley-Los Angeles-London: Univ. California Press. 1980).
  10. Экспериментальные данные по ударно-волновому сжатию и адиабатическому расширению конденсированных веществ: Справочник / Под ред. Р. Ф. Трунина. Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2006.
  11. Зельдович Я. Б. // ЖЭТФ. 1957. Т. 32(2). С. 1577.
  12. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Физматгиз, 1963.
  13. Альтшулер Л. В., Крупников К. К., Бражник М. И. // ЖЭТФ. 1958. Т. 34 (4). С. 886.
  14. Альтшулер Л. В. и др. // УФН. 1996. Т. 166 (5). С. 575.
  15. Кормер С. Б. и др. // ЖЭТФ. 1962. Т. 42 (3). С. 686.
  16. Трунин Р. Ф. и др. // ЖЭТФ. 1989. Т. 96 (3). С. 1024.
  17. Трунин Р. Ф., Симаков Г. В. // ЖЭТФ. 1993. Т. 103 (6). С. 2180.
  18. Грязнов В. К. и др. // ЖЭТФ. 1998. Т. 114 (4). С. 1242.
  19. Симаков Г. В., Трунин Р. Ф. // Изв. АН СССР. Физика Земли. 1990. Т. 11. С. 72.
  20. Трунин Р. Ф. и др. // ЖЭТФ. 1989. Т. 95(2). С. 631.
  21. Альтшулер Л. В. и др. // ЖЭТФ. 1958. Т. 34(4). С. 874.
  22. Крупников К. К., Бражник М. И., Крупникова В. П. // ЖЭТФ. 1962. Т. 42 (3). С. 675.
  23. Копышев В. П., Медведев А. Б. // Высокие плотности энергии / Под ред. В. Н. Мохова и др. Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 1997. С. 271.
  24. Копышев В. П. Теория уравнений состояния. Саров: ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», 2009.
  25. Сапожников А. Т., Першина А. В. // Вопросы атомной науки и техники. Сер.: Методики и программы численного решения задач математической физики. 1979. Вып. 4. С. 47.
  26. Альтшулер Л. В. и др. // ЖЭТФ. 1980. Т. 78 (2). С. 741.
  27. Гордеев Д. Г. и др. // Вопросы атомной науки и техники. Сер.: Теоретическая и прикладная физика. 2010. Вып. 3. С. 19.
  28. Баканова А. А., Дудолодов И. П., Сутулов Ю. Н. // ПМТФ. 1974. Вып. 2. С. 117.
  29. Глушак Б. Л. и др. // ЖЭТФ. 1989. Т. 96 (4). С. 1301.
  30. Трунин Р. Ф., Симаков Г. В. // Математическое моделирование. 1993. Т. 5 (8). С. 108.
  31. Жерноклетов М. В. // ТВТ. 1998. Т. 36 (2). С. 231.
  32. Фунтиков А. И. // ТВТ. 1998. Т. 36 (3). С. 406.
  33. Трунин Р. Ф., Симаков Г. В., Медведев А. Б. // ТВТ. 1999. Т. 37 (6). С. 881.
  34. Гударенко Л. Ф. и др. // ТВТ. 2000. Т. 38 (3). С. 437.
  35. Трунин Р. Ф., Панов Н. В. // ТВТ. 2000. Т. 38 (5). С. 754.
  36. Трунин Р. Ф., Симаков Г. В., Панов Н. В. // ТВТ. 2001. Т. 39(3). С. 1.
  37. Зубарев В. Н. и др. Докл. I Всесоюзного симп. по импульсным давлениям. Т. 1. М.: ВНИИФТРИ, 1974. С. 61.
  38. Ragan III C. E. // Phys. Rev. A. 1982. Vol. 25 (6). P. 3360.
  39. Ragan III C. E. // Phys. Rev. A. 1984. Vol. 29(3). P. 1391.
  40. De Beaumont P., Leygonie J. // Proc. of the 5-th Symp. on detonation (Pasadena, 1970, 430).
  41. Бушман А. В., Фортов В. Е. // УФН. 1983. Т. 140 (2). С. 177.
  42. Куропатенко В. Ф. // Высокоскоростное взаимодействие тел / Под ред. В. М. Фомина и др. Новосибирск: Изд-во СО РАН, 1999. С. 89.
  43. Валько В. В. и др. Физика ядерного взрыва. Т. 2 / Под ред. В. М. Лобарева и др. М.: Изд-во физмат литературы, 2010. С. 140.
  44. Медведев А. Б. // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Теоретическая и прикладная физика. 1992. Вып. 1. С. 12.
  45. Kopyshchev V. P., Medvedev A. B. // Sov. Techn. Rev. V. Therm. Phys. Rev. 1993. Vol. 5. Part 2. P. 37.
  46. Копышев В. П., Медведев А. Б. Термодинамическая модель сжимаемого коволюма. Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 1995. С. 58.
  47. Медведев А. Б. // Ударные волны и экстремальные состояния вещества / Под ред. В. Е. Фортова и др. М.: Наука, 2000. С. 315.
  48. Медведев А. Б. // Физика горения и взрыва. 2010. Вып. 4. С. 116.
  49. Грязнов В. К., Иосилевский И. Л., Фортов В. Е. // Ударные волны и экстремальные состоя-



- ния вещества / Под ред. В. Е. Фортова и др. М.: Наука, 2000. С. 342.
50. Грязнов В. К., Иосилевский И. Л., Фортов В. Е. // Письма в ЖТФ. 1982. Т. 8 (22). С. 1378.
51. Трунин Р. Ф. и др. // ТВТ. 1995. Т. 33(2). С. 222.
52. Duffy T. S., Ahrens T. J. // J. Appl. Phys. 1994. Vol. 76. P. 835.
53. Wackerle J. // J. Appl. Phys. 1962. Vol. 33(3). P. 922.
54. Knittle E. In "Mineral physics and crystallography: a handbook of physical constant", Vol. 2, editor T. J. Ahrens (Copyright 1995 by American Geophysical Union 2000 Florida Avenue, N.W. Washington, DC 20009, 58).
55. Meade C., Jeanloz R. // Phys. Rev. B. 1987. Vol. 35 (1). P. 236.
56. Sato T., Funamori N. // Phys. Rev. Lett. 2008. Vol. 101. P. 255502.
57. Vildanov V. G. et al. In Shock Wave of Condensed Matter- 1995, ed. S. C. Schmidt et al (American Institute of Physics, NY, 1996, 121).
58. Holmes N. C., See E. F. // In Shock Wave of Condensed Matter -1991, ed. S. C. Schmidt (Elsevier Science Publishers B.V., 1992, 91).
59. Holmes N. C. In High-Pressure Science and Technology- 1993, ed. S. C. Schmidt (American Institute of Physics, 1994, 153).
60. Nikolaev D. N. et al. // In Shock Wave of Condensed Matter-1999, ed M. D. Furnish, L. C. Chhabildas, R. S. Hixson (American Institute of Physics, 2000, 121).
61. Трунин Р. Ф. и др. // ЖЭТФ. 1995. Т. 108 (3). С. 851.
62. Jackson I., Ahrens T. J. // J. Geoph. Res. 1979. Vol. 84 (B6). P. 3039.
63. Ahrens T. J., Lower J. L., Lagus P. L. // J. Geoph. Res. 1971. Vol. 76. P. 518.
64. Симаков Г. В., Трунин Р. Ф. // Изв. АН СССР. Сер.: Физика Земли. 1973. Вып. 9. С. 80.
65. Chen G. Q., Ahrens T. J., Stolper E. M. // Phys. of Earth and Planetary Interiors. 2003. Vol. 134. P. 35.
66. Jeanloz R., Ahrens T. // J. Geophys. J. R. astr. Soc. 1980. Vol. 62. P. 529.
67. Boslough M. B., Rigden S. M., Ahrens T. // J. Geophys. J. R. astr. Soc. 1986. Vol. 84. P. 455.
68. Rigden S. M., Ahrens T. J., Stolper E. M. // J. Geophys. Res. 1989. Vol. 94. P. 9508.
69. Подурец М. А., Симаков Г. В., Трунин Р. Ф. // Изв. АН СССР. Физика Земли. 1976. Вып. 7. С. 3.
70. Chhabildas L. C. In Shock Waves in Condensed Matter-1985, ed. Y. M. Gupta (New York: Plenum, 1986, 601).
71. Chhabildas L. C., Gray D. E. In Shock waves in condensed matter-1983, vol. 4, ed. J. R. Asay, Graham R. A., Straub V. V. (Elsevier Science Publishers B.V., 1984, 175).
72. Sekine T. et al. // Geophys. J. Int. 1995. Vol. 120. P. 247.
73. Anderson W. W. et al. // Geophys. J. Int. 1998. Vol. 132. P. 1.
74. Erskine D., Nellis W. J., Weir S. T. // J. Geophys. Res. 1994. Vol. 99(8). P. 15529.
75. Трунин Р. Ф., Симаков Г. В., Подурец М. А. // Изв. АН СССР. Сер.: Физика Земли. 1971. Вып. 2. С. 33.
76. Swegle J. W. // J. Appl. Phys. 1990. Vol. 68 (4). P. 1563.
77. Davies G. F. J. // Geophys. Res. 1972. Vol. 77. P. 4920.
78. Подурец М. А., Трунин Р. Ф. // Изв. АН СССР. Сер.: Физика Земли. 1974. Вып. 7. С. 21.
79. DeCarli P. S., Jamieson J. C. // J. Chem. Phys. 1959. Т. 31. С. 1675.
80. Jeanloz R. et al. // Science. 1977. Vol. 197. P. 457.
81. Syono Y. et al. // Science. 1981. Vol. 214. P. 177.
82. Hemley R. J. et al. // Nature. 1988. Vol. 334. P. 52.
83. Williams Q., Jeanloz R. // Nature. 1989. Vol. 338. P. 413.
84. McNeil L. E., Grimsdich M. // Phys. Rev. Lett. 1992. Vol. 68 (1). P. 83.
85. Panero W. R., Benedetti L. R., Jeanloz R. // J. Geophys. Res. Vol. 2003. Vol. 108 (B1), 2015, doi:10.1029/2001JB001663.
86. Stolper E. D., Ahrens T. J. // Geoph. Res. Lett. 1987. Vol. 14 (12). P. 1231.
87. Альтшулер Л. В., Трунин Р. Ф., Симаков Г. В. // Изв. АН СССР. Сер.: Физика Земли. 1965. Вып. 10. С. 1.
88. Альтшулер Л. В., Шарипджанов И. И. // Изв. АН СССР. Сер.: Физика Земли. 1971. Вып. 3. С. 11.
89. Телегин Г. С. и др. // Изв. АН СССР. Сер.: Физика Земли. 1980. Вып. 5. С. 22.
90. Стишов С. М. Строение Земли в свете экспериментальных исследований при высоких давлениях // Химия земной коры: Тез. докл. геофизической конф., посвященной 100-ю со дня рождения В. И. Вернадского, 14–19 марта, 1963 г. М.: Изд-во АН СССР. 1963. С. 9.
91. Козлов Е. А. и др. // Физика металлов и металловедение. 2007. Т. 104. С. 1.
92. Nellis W. J. et al. // J. Chem. Phys. 1991. Vol. 94(3). P. 2244.
93. Кузнецов Н. М. // Ударные волны и экстремальные состояния вещества / Под ред. В. Е. Фортова и др. М.: Наука, 2000. С. 199.

94. Sato T., Funamori N. Phys. Rev. 2010. Vol. B 82. P. 184102.
95. Подурец М. А. и др. // Изв. АН СССР. Сер.: Физика Земли. 1981. Вып. 1. С. 16.
96. Swamy V., Saxena S. K. // J. Geophys. Res. 1994. Vol. 99 (B6). P. 11787.
97. Zhernokletov M. V. et al. In Shock Compression of Condensed Matter-2001, ed. M. D. Furnish, N. N. Thadhai, Y. Horie (American Institute of Physics, 2002, 763).
98. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Статистическая физика. М.: Наука, 1964.
99. Термодинамические свойства индивидуальных веществ. Т. 1–4: Справочник / Под ред. В. П. Глушко. М.: Наука. С. 1978–1982.
100. Грязнов В. К. и др. // Изв. Академии наук. Сер.: Физическая. 1999. Вып. 63 (11). С. 2258.
101. Кедров О. К. Сейсмические методы контроля ядерных испытаний. М.: Саранск: Тип. «Красн. Окт.», 2005.
102. Магницкий В. А., Артюшков Е. В. // Тектоносфера Земли / Под ред. В. В. Белоусова. М.: Наука, 1978. С. 487.
103. Буллен К. Е. Плотность Земли. М.: Мир, 1978.
104. Жарков В. Н. Внутреннее строение Земли и планет. М.: Наука, 1983.
105. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Гидродинамика. М.: Наука, 1986.
106. Morgan W. J. // Nature. 1971. Vol. 230. P. 42.
107. Грачев А. Ф. // Физика Земли. 2000. Вып. 4. С. 3.
108. Медведев А. Б. О возможных причинах образования впадин и гор. Н. Новгород: Университетская книга, 2004.
109. Медведев А. Б. // Физика Земли. 2008. Вып. 4. С. 48.
110. Medvedev A. B. New Concepts in Global Tectonics Newsletter. 2010. N 56. P. 86. ([www.ncgt.org](http://www.ncgt.org)) (Русский текст – [www.vniief.ru/публикации/ публикации в зарубежных журналах/2010](http://www.vniief.ru/публикации/публикации_в_зарубежных_журналах/2010))
111. Thermophysical Properties of Fluid Systems, NIST Webbook, <http://webbook.nist.gov/chemistry/fluid>

Статья поступила в редакцию 28.11.2011.