

ПРИБОРЫ И МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЙ

Ударное сжатие пористых металлов и силикатов

А.Б. Медведев, Р.Ф. Трунин

Дан обзор результатов экспериментальных исследований ударного сжатия пористых металлов в лабораторных условиях и при подземных ядерных взрывах. Рассмотрены общие свойства ударных адиабат. Приведено описание совокупности опытов сравнительно простым широкодиапазонным уравнением состояния. Сопоставлены закономерности поведения пористых металлов и силикатов при ударном сжатии, которые качественно различаются в широком (порядка нескольких десятков гигапаскалей) диапазоне давлений. Возможное объяснение нестандартного поведения силикатов состоит в реализации при повышенных давлениях и температурах состояний вещества с отрицательными значениями коэффициента Грюнайзена. Высказана гипотеза, что подобная аномалия может быть причиной сверхадиабатического возрастания плотности в верхней мантии Земли.

PACS numbers: 07.35.+k, 42.70.Ce, 62.50.-p, 91.60.Fe, 96.12.-a

DOI: 10.3367/UFNr.0182.201208b.0829

Содержание

1. Введение (829).
 2. Метод исследования ударного сжатия пористых веществ (830).
 3. Результаты экспериментов с металлами (831).
 4. Модельное описание экспериментальных данных для металлов (834).
 5. Связь коэффициента Грюнайзена с относительным положением пористых ударных адиабат (836).
 6. Особенности динамических экспериментов с силикатами (837).
 7. Возможная отрицательность коэффициента Грюнайзена в верхней мантии Земли (842).
 8. Заключение (843).
- Список литературы (844).

1. Введение

При решении разнообразных научно-технических задач большое значение имеют уравнения состояния (УРС) веществ. В частности, УРС металлов широко применяются при расчётах различного типа высокоэнергетиче-

ских 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 ρ и внутренней энергии E являются экспериментальные данные по ударному сжатию. Эти данные существенным образом используются при определении параметров полумпирических модельных УРС, а при достигнутых максимальных значениях параметров служат тестовыми данными для проверки априорных теоретических моделей.

Главное внимание в ударно-волновых исследованиях уделяется изучению ударных адиабат, характеризующих исходно сплошное вещество с начальной плотностью ρ_0 , соответствующей нормальным условиям $P_0 = 1$ атм, $T_0 = 298$ К (основные ударные адиабаты). Такие адиабаты определены для большого числа веществ в широком диапазоне степеней сжатия $\sigma = \rho/\rho_0 > 1$ (как правило, до $\sigma \approx 2-3$, а иногда и больших). Материалы подобных исследований содержатся в многочисленных статьях, и они неоднократно публиковались в обобщённом виде [1–7]. Подробная экспериментальная информация приводится в справочниках [8–10].

При исследовании УРС веществ применяются также методы ударного сжатия пористых образцов, двукратного ударного сжатия, изэнтропической* разгрузки и др. Доступные названным методам области фазовой диаграммы на примере металла качественно изображены на рис. 1 в (P, V) -координатах ($V = 1/\rho$ — удельный объём).

Эксперименты по ударному сжатию пористых образцов, характеризующихся пониженной начальной плотностью, позволяют охватить диапазон состояний с более высокими значениями E и температуры T по сравнению с реализуемыми на основной ударной адиабате. Существ-

А.Б. Медведев. Российский федеральный ядерный центр — Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики, просп. Мира 37, 607190 Саров, Нижегородская обл., Российская Федерация
Тел. (83130) 2-20-31. Факс (83130) 2-03-20
E-mail: postmaster@ifv.vniief.ru
Р.Ф. Трунин. Саровский физико-технический институт — Филиал Федерального государственного учреждения высшего профессионального образования «Национальный исследовательский ядерный университет "МИФИ"» ул. Духова 6, 607186 Саров, Нижегородская обл., Российская Федерация
Тел. (83130) 7-68-63. Факс (83130) 3-48-09. E-mail: rector@sarfti.ru

Статья поступила 8 августа 2011 г.,
после доработки 20 декабря 2011 г.

* Сохраняем авторское, исторически сложившееся, написание слова "изэнтропа" и производных от него слов (в словарях — "изоэнтропа"). (Примеч. ред.)

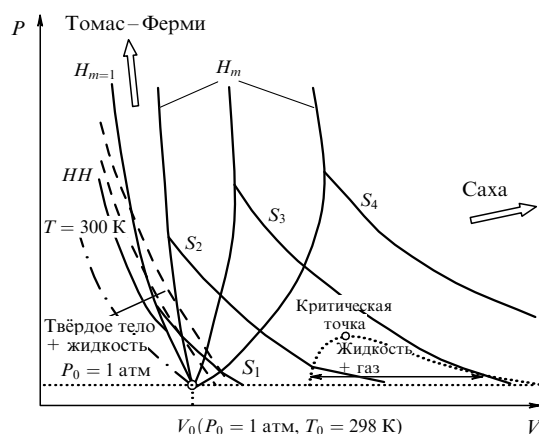


Рис. 1. Схематическая фазовая диаграмма металлов. $H_{m=1}$ — основная ударная адиабата, H_m — ударные адиабаты исходно пористого вещества, HH — ударная адиабата двукратного сжатия, штрихпунктирная кривая — изотерма ($T = 300$ K), $S_1 - S_4$ — изэнтропы расширения из ударно-сжатых состояний. Штриховые кривые ограничивают область, в которой вещество представляет собой смесь твёрдой и жидкой фаз.

венно различаются и значения σ . Полученные данные относятся, в том числе, к области состояний, соответствующих $\sigma < 1$ (при этом степень расширения вещества $1/\sigma > 1$). Эта информация является принципиально важной при определении моделей УРС.

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

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

Наряду с металлами рассматриваются силикаты. Одной из целей совместного рассмотрения этих двух типов веществ является демонстрация качественного отличия поведения силикатов от нормального поведения металлов в широком (порядка нескольких десятков ГПа) диапазоне давлений. Проведённый 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 плавленым и пористым кварцем на основе модельного УРС, отражающего данную аномалию. В разделе 7 рассматривается гипотетическая возможность проявления аномалии подобного типа в верхней мантии Земли.

2. 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 значений D и U при различных интенсивностях ударных волн определяет экспериментальную зависимость $D(U)$, соответствующую веществу с начальными значениями плотности ρ_{00} , давления P_{00} и внутренней энергии E_{00} . Параметры при ударном сжатии связаны уравнениями сохранения массы, импульса и энергии:

$$\rho = \rho_{00} \frac{D}{D - U}, \quad (1)$$

$$P = P_{00} + \rho_{00} D U, \quad (2)$$

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

где $V_{00} = 1/\rho_{00}$. На основе уравнений (1)–(3) с применением экспериментальной зависимости $D(U)$ может быть рассчитана в гидродинамическом приближении (без учёта сравнительно малой, обычно порядка нескольких ГПа, прочности вещества) ударная адиабата в любых других переменных, в частности в P , σ или P , V . Случай $\rho_{00} = \rho_0$, $P_{00} = P_0 = 1$ 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 $\rho_{00} = \rho_0/m$ (где коэффициент пористости $m > 1$). На практике такие образцы изготавливаются из порошкообразного вещества, состоящего из мелких частиц, разделённых пустотами. Предполагается, что исходно гетерогенное вещество за фронтом ударной волны становится гомогенным. При переходе от экспериментальной зависимости $D(U)$, соответствующей веществу с фиксированным значением m , к его ударной адиабате в (P, σ) -переменных в уравнениях (1)–(3) пренебрегается относительно небольшой поверхностной энергией диспергирования исходного образца (т.е. считается $E_{00} = E_0 = \text{const}$) 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 D и U обычно проводится в условиях, когда ударная волна, формируемая специальным нагружающим устройством (генератор ударной волны), сначала распространяется по экрану, а затем переходит в примыкающий вплотную к нему исследуемый пористый образец. При этом в экран от границы веществ распространяется либо центрированная волна разрежения, либо отражённая ударная волна (в зависимости от соотношения динамических "жёсткостей" материала экрана и исследуемого пористого вещества). Скорость D в образце определяется посредством регистрации времени прохождения волны между датчиками (электроконтакты, пьезодатчики и др.), расположенными на определённых расстояниях между собой. Нахождение значения U в основном проводится методом отражения [13]. В этом методе второй регистрируемой экспериментальной величиной, помимо скорости D в образце, является скорость D в экране-этalone с

хорошо известным из независимых экспериментов УРС. Такими веществами обычно являются Al, Fe, Cu. По найденному значению 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 (по известной исходной плотности ρ_{00} и найденной скорости ударной волны D в образце).

При исследованиях пористых образцов в лабораторных условиях в Российском федеральном ядерном центре — Всероссийском научно-исследовательском институте экспериментальной физики (РФЯЦ – ВНИИЭФ) применяются различные генераторы ударных волн, основанные на разгоне металлических лайнеров-ударников продуктами взрыва конденсированных взрывчатых веществ до скоростей $\approx 0,3$ – 9 км с^{-1} . Их описание дано в [6, 14]. Некоторые вещества в исходно пористом состоянии изучались также с применением ударных волн, генерируемых подземными ядерными взрывами.

Среди пористых веществ наиболее полно, с проведением ряда методических измерений, 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 $\approx 0,01$ – 100 мкм [15–18] и кварца в интервале ≈ 10 – 300 мкм [19] в пределах точности измерений не влияют на скорость D в образцах с фиксированной начальной пористостью m при относительно высоких (> 5 – 10 ГПа) давлениях. Исследовалось также возможное влияние влажности и находящегося в порах порошков воздуха [16, 19]. Однако значимого влияния влажности и воздуха в порах (по результатам опытов с "естественными" и тщательно просушенными образцами; вакуумирование от давления 1 атм до ≈ 1 мм рт. ст.) на значение D не было обнаружено. В методических опытах с пористой медью исследовалось влияние толщины исследуемых образцов [20], которая варьировалась более чем на порядок (от нескольких миллиметров до нескольких сантиметров). Опыты дали практически совпадающие результаты. Проводилась также регистрация профиля ударной волны в пористом кварце манганиновым датчиком [19]. Зарегистрированный стационарный профиль качественно соответствовал результатам аналогичных измерений в исходно сплошных гомогенных материалах. Указанные выше данные подтверждают возможность использования результатов ударно-волновых опытов с пористыми образцами, в том числе проведенных 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 данных, полученных в серии из 4–6 независимых опытов. Точность её параметров оценивается значениями: $|\Delta D/D| \approx 1\% - 2\%$, $|\Delta U/U| \approx 1\% - 2\%$, $|\Delta \sigma/\sigma| = m\sigma(\sigma - 1) \times (|\Delta D/D| + |\Delta U/U|)$.

3. Результаты экспериментов с металлами

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

Ми – Грюнайзена

$$P = P_{\text{cold}}(V) + \frac{\gamma}{V} (E - E_{\text{cold}}(V)). \quad (4)$$

Здесь P_{cold} — "холодное" (при абсолютной температуре $T=0$) давление, $E_{\text{cold}}(V) = - \int_{V_0}^V P_{\text{cold}}(V) dV$, $V_0 = 1/\rho_0$. Входящий в (4) коэффициент Грюнайзена, определяемый соотношением

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

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

$$P = \frac{(h-1) P_{\text{cold}} - 2\rho_0 \sigma E_{\text{cold}}}{h - m\sigma}, \quad (6)$$

где $h = 1 + 2/\gamma$. Для многих металлов при условиях, близких к нормальным, коэффициент $\gamma \approx 2$, чему отвечает $h \approx 2$. Рассчитанные на основе (6) ударные адиабаты, соответствующие четырём различным пористостям ($m = 1$, $m_1 < h$, $m_2 = h$, $m_3 > h$), в (P, σ) -координатах качественно изображены на рис. 2 сплошными кривыми (на начальных участках в интервалах σ от $1/m$ до 1 расчётные кривые характеризуются $P=0$). Каждой из адиабат рис. 2 отвечает своё значение предельного сжатия h/m , при котором знаменатель (6) обращается в нуль. При $m < h$ (режим m_1) ударные адиабаты расположены в области $\sigma > 1$, при $m > h$ (режим m_3) — в области $\sigma < 1$. Последнее объясняется настолько сильным разогревом вещества и обусловленным им сильным тепловым расширением при больших значениях m , что вещество под действием приложенного давления не может сжаться до нормальной плотности ρ_0 .

Первые эксперименты были выполнены с пористым Fe, $m \approx 1,41$ [21]. Был реализован режим ударного сжа-

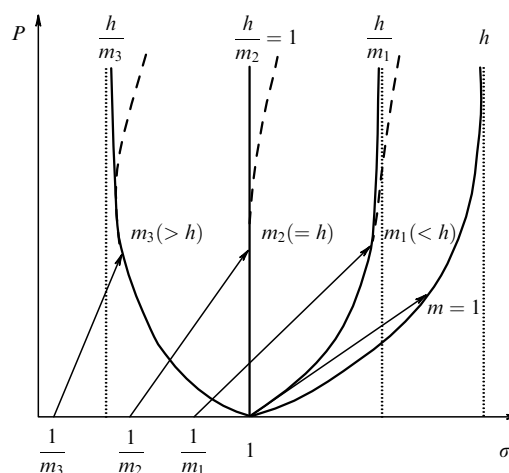


Рис. 2. Схематическое изображение ударных адиабат исходно сплошного и исходно пористого веществ при различных значениях пористости m . Сплошные линии — расчётные зависимости на основе УРС Ми – Грюнайзена, штриховые кривые — экспериментальные отклонения от расчётных зависимостей.

тия m_1 (см. рис. 2) при $P \approx 100\text{--}300$ ГПа, $\sigma \approx 1,2\text{--}1,4$. Опыты позволили оценить γ для Fe в данной области состояний и уточнить его УРС.

В [22] исследовался пористый W с $m \approx 1,7\text{--}4,3$ в диапазоне $P \approx 20\text{--}400$ ГПа. Экспериментальные ударные адиабаты в целом соответствовали модельным зависимостям, изображённым на рис. 2. Реализация в экспериментах режима m_3 (при $m > 2,1$) подтвердила достаточно необычный вывод теории о возникновении при ударном сжатии состояний, характеризующихся $\sigma < 1$. Вместе с тем в положении экспериментальных адиабат при высоких давлениях были обнаружены небольшие отклонения от модельных зависимостей, определяемых (6), в сторону увеличения σ . Эти отклонения, качественно изображённые на рис. 2 штриховыми кривыми, были объяснены уменьшением γ при увеличении T . Наличие таких отклонений указывало на необходимость корректировки УРС (4) в области большого разогрева вещества. Проведённые в [22] оценки значений температуры (до $\approx 3 \times 10^4$ К) показали, что отклонения происходят в области существования жидкого состояния W.

В [15] изучалась ударная сжимаемость четырёх пористых металлов: Al ($m \approx 1,43, 2,08, 2,98$), Ni ($m \approx 1,43, 1,75, 3,00$), Cu ($m \approx 1,57, 2,00, 3,01, 4,00$), Pb ($m \approx 1,67$). В трёх последних металлах максимальные давления составили ≈ 800 ГПа. Как и в [22], были реализованы оба режима сжатия (m_1 и m_3) и выявлено "смягчение" (штриховые кривые на рис. 2) экспериментальных ударных адиабат в области расплава. Отметим, что опубликованные в [15] значения параметров ударных волн позднее были уточнены А.И. Фунтиковым. Уточнённые величины для Ni приведены в [16], для Cu — в [20]. Для Pb изменения малы. Обновлённые (P, σ)-характеристики пористого Al приводятся ниже на рис. 5.

Для описания экспериментальных данных в [15] использовалась 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 при учёте вклада теплового возбуждения электронов позволила при соответствующем выборе свободных констант описать полученные в [15] экспериментальные данные для всех исследовавшихся металлов. По начальным буквам фамилий трёх первых авторов [15] Кормера, Урлина и Фунтикова данная модель получила название УРС КУФ.

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

Число исследованных металлов и число определённых для каждого из них пористых ударных адиабат были существенно увеличены 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 представлены в справочнике [10]. Наиболее полные исследования выполнены на Ni (13 адиабат), Cu (9 адиабат), Mo (8 адиабат). Для Fe, Ni, Cu измерения проводились при максимальных значениях пористости

($m \geq 10$), что позволило реализовать режим существенного ($\sigma \approx 0,2\text{--}0,4$) высокотемпературного расширения вещества.

На рисунке 3 показаны экспериментальные $D(U)$ -зависимости при различных m для Ni. Адиабаты расходятся веером из начальной точки с координатами $U = 0$, $D_0 \approx 0,1$ км с⁻¹. При $U \approx 0$ наклоны адиабат $(dD/dU)_m$ заметно различаются. При сравнительно малых m наклоны составляют ≈ 3 , при $m \approx 3\text{--}5$ — приблизительно 1,2, при $m > 7$ — около 1. С увеличением U значения $(dD/dU)_m$ для адиабат с различными m постепенно выравниваются и приближаются к наклону основной ударной адиабаты при $m = 1$. Качественно так же ведут себя аналогичные экспериментальные $D(U)$ -зависимости и для других металлов.

Данные по ударному сжатию пористого Ni представлены на рис. 4 в (P, σ)-координатах. Аналогичные результаты (дополненные рядом данных из [8, 9]) для Al, Fe и Cu приведены на рис. 5–7. Для лучшей наглядности на рис. 4–7 не показаны некоторые экспериментальные

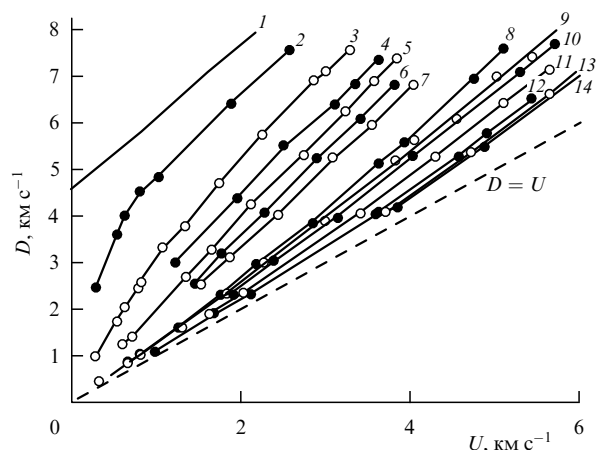


Рис. 3. Экспериментальные ударные адиабаты 1–14 сплошного и пористого Ni [10] при значениях пористости m соответственно: 1,00, 1,10, 1,41, 1,72, 2,00, 2,30, 2,70, 4,55, 5,58, 7,20, 10,0, 15,0, 20,0, 28,0.

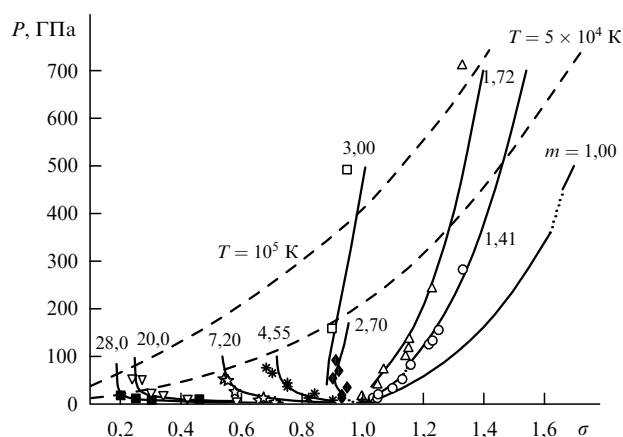


Рис. 4. Ударные адиабаты сплошного и пористого Ni. Экспериментальные данные [10] для различных значений пористости m показаны разными символами. Сплошные кривые — расчётные ударные адиабаты для вещества в твёрдом (низкие P) и жидком (высокие P) состояниях, пунктирные участки ударных адиабат отвечают области смеси фаз. Около адиабат указаны значения m , соответствующие экспериментальным. Штриховые кривые — расчётные изотермы.

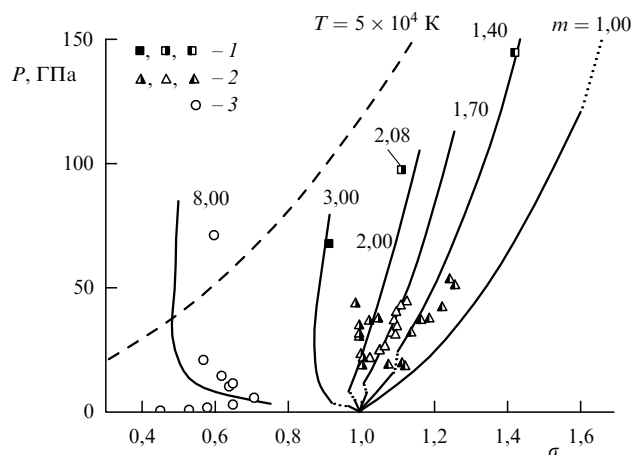


Рис. 5. То же, что на рис. 4, для Al. 1 — экспериментальные данные [15] (в обработке А.И. Фунтикова), 2 — [8], 3 — [10].

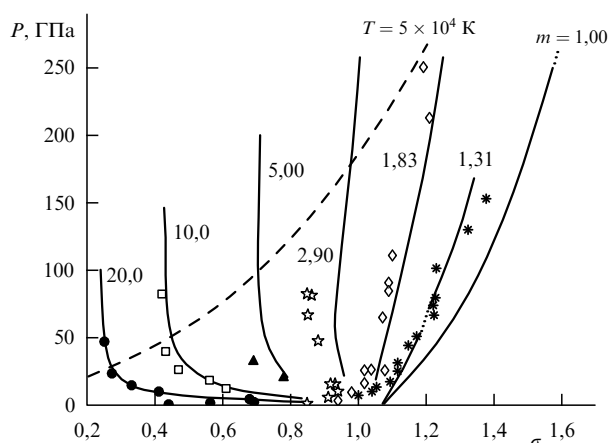


Рис. 6. То же, что на рис. 4, для Fe. Экспериментальные данные — [10], за исключением данных для $m = 1,31$ [9].

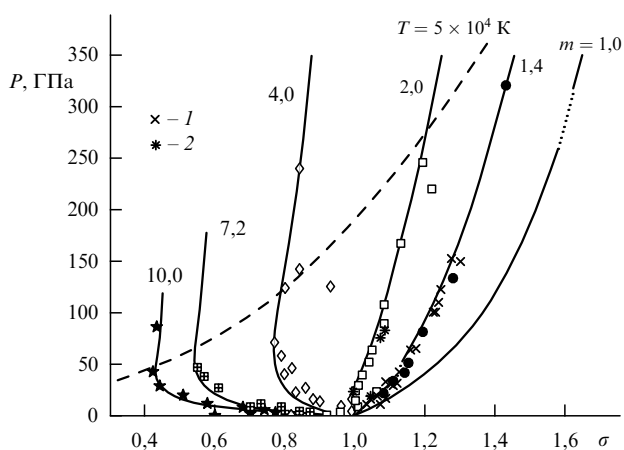


Рис. 7. То же, что на рис. 4, для Cu. Экспериментальные данные — [10], за исключением данных 1 ($m = 1,41$) и 2 ($m = 1,98$) [9].

ударные адиабаты, отвечающие промежуточным значениям m (по той же причине на рис. 6, 7 опущены некоторые данные [9]).

В работах [16–18, 20, 29–36] ударное сжатие пористых металлов исследовалось не только в области высоких давлений, но и при относительно малых давле-

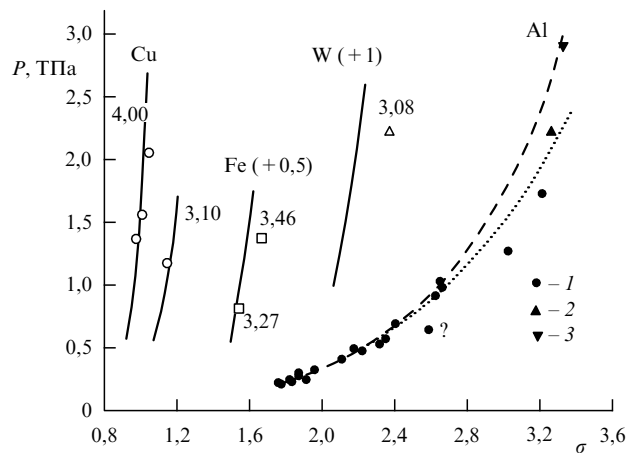


Рис. 8. Ударные адиабаты пористых Cu, Fe, W и сплошного Al. Экспериментальные данные для пористых металлов — [10]. Экспериментальные данные для сплошного Al: 1 — [10], 2 — [38], 3 — [39]. Модельные ударные адиабаты: сплошные кривые — для пористых металлов, штриховая кривая — для сплошного Al. Пунктирная кривая — ударная адиабата Al, рассчитанная по зависимости $D = 6,541 + 1,158U$. Числа около адиабат — значения пористости m . Данные для Fe и W сдвинуты вправо на 0,5 и 1 соответственно.

ниях "упаковки". Как видно, например, из рис. 5–7, для сжатия пористых металлов с $m \approx 8–10$ от начальной плотности ρ_{00} ($\sigma = 1/m$) до плотности $\approx (0,7–0,8)\rho_0$ требуются достаточно большие (до ≈ 5 ГПа) давления (напряжения). Это обусловлено влиянием реологии (прочности) при упаковке порошков.

Характерное свойство пористых металлов, проявляющееся при сравнительно высоких давлениях для всех исследованных металлов, состоит в последовательном уменьшении определённых в экспериментах значений σ (см. рис. 4–7) и соответственно увеличении V с возрастанием m на произвольных изобарах, т.е. положительности производной $(\partial V / \partial V_{00})_P$.

В рассмотренных выше лабораторных экспериментах исследована область состояний с внутренней энергией (её приращением) до ≈ 50 кДж г $^{-1}$. Более высокоэнергетические параметры (при значениях внутренней энергии до ≈ 300 кДж г $^{-1}$) реализованы при ударном сжатии пористых образцов при подземных ядерных взрывах. В таких опытах исследовались Cu ($m \approx 3,10, 4,00$) [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, измерения в данном случае проводились методом отражения; материал экрана — Al. Представленные на рис. 8 результаты получены с применением $D(U)$ -зависимости для Al ($\rho_0 = 2,71$ г см $^{-3}$) в виде $D = 6,541 + 1,158U$ [км с $^{-1}$] и использованием "зеркального" приближения в (P, U) -переменных для изэнтропы разгрузки и ударной адиабаты двукратного сжатия Al. Отвечающая этой $D(U)$ -зависимости ударная адиабата Al в (P, σ) -координатах показана на рис. 8, на котором также приведены экспериментальные данные по ударному сжатию Al.

Результаты для пористых металлов, полученные в сильных ударных волнах, создаваемых ядерными взрывами, в целом согласуются с данными лабораторных опытов. Их совместное представление в (D, U) -переменных подтверждает сделанный ранее (при обсуждении рис. 3 для Ni) вывод о том, что при сравнительно

больших U наклоны $(dD/dU)_m$ ударных адиабат пористых металлов приблизительно равны наклону их основных ударных адиабат. Типичные значения наклонов здесь составляют $\approx 1,2-1,3$.

Средние значения $\gamma = V\Delta P/\Delta E$ (где ΔP , ΔE — разность давлений и энергий на ударных адиабатах пористого и сплошного вещества при фиксированном значении V) для Cu, Fe и W, рассчитанные на основе данных, приведённых на рис. 8, составляют $\approx 0,6-0,7$, что примерно в три раза меньше значений γ для этих металлов в нормальных условиях.

Суммируя, можно сказать, что за приблизительно 60-летний период исследований получен обширный объём экспериментальных данных по ударному сжатию большого числа исходно пористых (в ряде случаев с $m \approx 10-30$) металлов при давлениях до ≈ 1 ТПа в широком диапазоне конечных плотностей, включая область значительного расширения (для нескольких металлов — до $1/\sigma \approx 5$) вещества. Эти экспериментальные результаты позволили установить общие закономерности поведения данных веществ при ударном сжатии. Результаты этих исследований дали существенную информацию относительно тепловых составляющих УРС металлов, послужив стимулом к созданию новых широкодиапазонных моделей УРС. Одна из таких моделей представлена в разделе 4.

Отметим, что ударное сжатие пористых образцов позволило исследовать, кроме свойств веществ при относительно высоких плотностях, их характеристики в сравнительно малоплотном (близком к области испарения) состоянии методом изэнтропической разгрузки. Эта возможность связана с более сильным возрастанием энтропии вещества за фронтом ударных волн в пористом веществе по сравнению с её увеличением вдоль основной ударной адиабаты. Подобным методом был исследован ряд исходно пористых металлов. В качестве примера на рис. 9 приведены результаты опытов по изэнтропической разгрузке Cu. Немонотонное поведение зависимостей обусловлено испарением вещества в волне разгрузки.

В РФЯЦ – ВНИИЭФ широко исследовались, наряду с металлами, и другие пористые вещества, в частности ионные соли, углерод, вода в твёрдом состоянии (снег) и

др. В целом, перечисленные вещества показывают те же закономерности ударного сжатия, что и пористые металлы $((\partial V/\partial V_{00})_P > 0)$. Полученные результаты для этих и некоторых других пористых веществ содержатся в справочнике [10].

4. Модельное описание экспериментальных данных для металлов

Для описания экспериментальных данных, в том числе по ударному сжатию пористых образцов, используются различные полуэмпирические модели УРС металлов. Обзор таких УРС дан в ряде работ [23, 41–43]. Линия уравнений типа УРС КУФ упоминалась в разделе 3. Модельные УРС содержат свободные константы, подбираемые из условия наилучшего описания результатов опытов. Предпочтительными являются те из УРС, которые при меньшем числе констант воспроизводят больший объём данных, а также имеют правильное асимптотическое поведение в экстремальных (P , T)-условиях.

Ниже кратко описано учитывающее испарение, термическую ионизацию и плавление вещества полуэмпирическое модельное УРС [44–48], которое содержит сравнительно небольшой набор свободных параметров, определяемых по доступным экспериментальным данным. При этом имеется удовлетворительное согласие с результатами других динамических опытов, в частности по ударному сжатию пористых образцов металлов (которые не используются при выборе модельных констант).

При формулировке модели жидкости используется представление о жидкости как о газе частиц (атомов, ионов, электронов), реальные свойства жидкости (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 моделью [49] рассматриваемая модель, однако, с математической точки зрения является более простой и имеет меньшее число свободных констант, что существенно в практических приложениях.

Для описания жидкости и газа с учётом ионизации используется модифицированная модель Ван-дер-Ваальса (модель мВдВ). Термическое уравнение состояния может быть представлено (при использовании дополнительной переменной P^{rep}) в следующем параметрическом виде:

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

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

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

Здесь k_B — постоянная Больцмана; $N = \sum_i N_i + N_e$ — полное число частиц, равное сумме числа ионов N_i (i — сорт иона) и электронов N_e , содержащихся в объёме $\bar{V}$; совокупность N_i , N_e , определяющая состав смеси, обозначена символом $\{N\}$; P^{att} — давление притяжения, $\bar{V}_C$ — коволюм, P^{rep} — кинетическое давление. Счи-

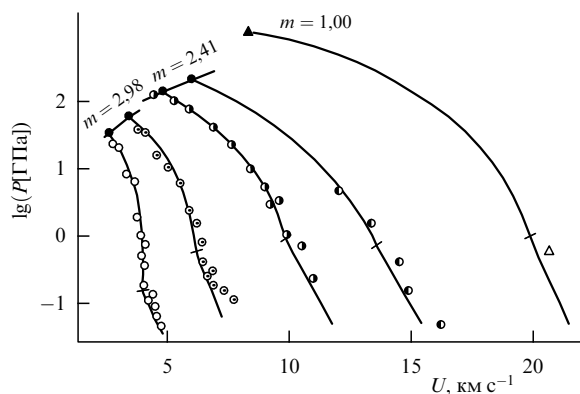


Рис. 9. Изэнтропы разгрузки исходно пористой и сплошной меди для различных значений пористости m . Экспериментальные данные для $m = 1$ — [40], для $m = 2,41$ и $2,98$ — [26]. Кривые — результаты расчёта на основе модельного УРС. Косыми отрезками отмечено начало испарения в волне разгрузки.

тается, что P^{rep} является причиной сжатия частиц, что отражено формулой (9) (в которой также учтена возможная зависимость коволюма от $\{N\}$). Функции P^{att} , $\bar{V}_C$ — эмпирические. Переменными УРС модели мВдВ являются T , P^{rep} , $\{N\}$. Если эти переменные заданы, то из (8) находится $\bar{V}$, после чего из (7) определяется P . Таким образом устанавливается термическая P – T – $\bar{V}$ -связь. При $\bar{V}_C = \text{const}$, $N_e = 0$ модифицированная модель ВдВ переходит в исходную модель ВдВ и, так же как последняя, учитывает испарение.

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

$$\begin{aligned} \bar{F} = & \bar{E}^{\text{rep}}(P^{\text{rep}}, \{N\}) + \bar{E}^{\text{att}}(V, \{N\}) - \\ & - k_B T \sum_i N_i \ln \left(\frac{e N T^{5/2} r_i \sigma_i(T)}{N_i P^{\text{rep}}} \right) - \\ & - k_B T N_e \ln \left(\frac{2 e N T^{5/2} r_e}{N_e P^{\text{rep}}} \right), \end{aligned} \quad (10)$$

где e — основание натурального логарифма,

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

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

$r = k_B^{5/2} (m/2\pi\hbar^2)^{3/2}$, 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^{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^{att} от степени ионизации не учитывались. Полагалось

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

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

где $M = m_0 \sum_i N_i$ — масса вещества, m_0 — масса атома (массой электронов ввиду её малости по сравнению с массой ионов и различием масс разных ионов пренебрегается), V — как и выше, удельный (единицы массы) объём, V_C — удельный коволюм.

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

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

$$\bar{V} = \bar{V}_C + \frac{N k_B T}{P^{\text{rep}}(V_C)}. \quad (16)$$

При $T = 0$ из (16) следует $\bar{V} = \bar{V}_C$, $V = V_C$, и в этом случае соотношение (15) представляет собой уравнение для холодного давления P_{cold} :

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

При реалистичном выборе зависимостей $P^{\text{att}}(V)$ и $P^{\text{rep}}(V_C)$ (или, что эквивалентно, $V_C(P^{\text{rep}})$ вместо $P^{\text{rep}}(V_C)$) с помощью уравнения (17) можно описать характерные особенности сжатия жидкости при относительно низких T (в частности, ударную сжимаемость жидкости), что распространяет модель ВдВ на область высоких плотностей.

В состоянии термодинамического равновесия значения N_i , N_e находятся из уравнений $\mu_i = \mu_{i+1} + \mu_e$ для химических потенциалов частиц $\mu_k = (\partial \bar{F}/\partial N_k)_{\bar{V}, T, \{N\}_{(k \neq i)}}$ ($k = i, e$; производная вычисляется при постоянном числе частиц всех компонентов, за исключением k -го). Итоговые уравнения аналогичны уравнениям Саха (отличаются от них заменой $P \rightarrow P^{\text{rep}}$) 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) сводится к УРС смеси идеальных газов ионов и электронов.

При конкретном построении УРС металлов статистические суммы σ ограничивались учётом основного состояния частиц. Статистические веса и потенциалы ионизации ионов — справочные данные.

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

При рассмотрении твёрдого состояния возможные полиморфные фазовые переходы не учитываются. Для F твёрдой фазы используется выражение, следующее из теории малых колебаний атомов для интервала температур $T \geq \Theta_D$ (где Θ_D — эффективная температура Дебая):

$$F = E_{\text{cold}}(V) + 3N_0 k_B T \ln \left(\frac{\Theta_D(V)}{T} \right), \quad (18)$$

где $N_0 = \text{const}$ — число атомов в объёме V , E_{cold} — холодная энергия.

Объединение моделей жидкой и твёрдой 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 жидкой S^l и твёрдой S^s фаз на линии плавления (индексы l (liquid) и s (solid) 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_{cold} в (18). Тем самым согласованным образом полностью определяется УРС твёрдой фазы.

В качестве критерия плавления используется аналог критерия Линдемана. Полагается, что объём жидкости при плавлении V^l удовлетворяет условию

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

Уравнения (7)–(9), (13), (14), (20) позволяют рассчитать зависимость $T^m(P)$.

Наиболее простыми переменными полного модельного УРС являются T , P^{rep} (или V_C). Если $T > T^m$, то

расчёты проводятся по УРС жидкости, в противном случае — по УРС твёрдого 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, содержащими сравнительно небольшое число свободных констант, которые (и β в (20)) подбираются на основе описания моделью термодинамических характеристик вещества при атмосферном давлении (плотности и сжимаемости при комнатной температуре, температуры и энтальпии плавления, энергии связи) и основной ударной адиабаты. Детальный вид УРС и параметры для Al, Fe, Ni, Cu, Mo, Ta, W, Pb приведены в [45, 46].

На рисунках 4–8 представлены результаты описания 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 данными эксперимента без специальной нормировки для него во всей исследованной области (P, σ) -состояний. Расчётные значения температуры достигают $\sim 10^5$ К. Наибольшая ($\approx 3 \times 10^5$ К) температура реализуется для Cu с $m = 4$ при $P \approx 2$ ТПа. Расчётная степень ионизации при этом составляет $\approx 2,7$. Для других исследованных пористых металлов модельное описание эксперимента близко к представленному 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 [44–47]; в [45, 46] приведены параметры критических точек восьми металлов).

5. Связь коэффициента Грюнрайзена 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 основной адиабате) судить о знаке параметра Грюнрайзена γ (5) вещества, который является важной характеристикой его УРС. При выводе этих соотношений предполагается применимость равновесной термодинамики к описанию результатов динамических экспериментов. Результаты опытов с металлами свидетельствуют о положительности γ для металлов. Другую тенденцию показывают эксперименты с силикатами (см. раздел 6.)

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

$$\lambda = \left(\frac{\partial V}{\partial V_0} \right)_P, \quad (21)$$

где $V = V(P, V_0)$ — удельный объём вещества в состоянии, соответствующем ударной адиабате с заданными P и $m = V_0/V_0$. Как отмечалось в разделе 3, металлы характеризуются $\lambda > 0$.

Покажем, что знак λ определяется знаком γ . Для этого воспользуемся коэффициентом

$$\eta = P \left(\frac{\partial V}{\partial E} \right)_P, \quad (22)$$

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

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

откуда

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

В результате дифференцирования соотношения (3) и некоторых преобразований, которые здесь опущены, можно получить следующее выражение η через λ :

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

Подстановка (25) в (24) даёт

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

Величиной $2(dE_{00}/dV_{00})/P$ при сравнительно больших P обычно можно пренебречь (для пористых образцов $dE_{00}/dV_{00} = 0$) и формула (26) принимает вид

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

Во взаимном положении ударных адиабат, характеризующихся различными значениями m , возможны три варианта, соответствующие $\lambda > 0$, $\lambda = 0$, $\lambda < 0$. Согласно (27), им отвечают значения γ различного знака. При $\lambda > 0$ выполняется условие $\gamma > 0$ (металлы и ряд других веществ). Когда $\lambda = 0$, значение $\gamma = 0$. В этом случае вещество с различными значениями m сжимается под действием одинакового давления P до одного и того же объёма V . При $\lambda < 0$ ($|\lambda| < 1$) параметр $\gamma < 0$. Проявлением веществом этого свойства можно, в частности, качественно объяснить необычную ситуацию, в которой значение V , реализуемое при ударном сжатии вещества с $m > 1$, меньше значения V , получаемого на адиабате с $m = 1$ (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 ρ_0 [51]. Ударные адиабаты расплавов Zn, Sn, Cd, Pb в (P, V) -координатах располагаются правее основных ударных адиабат этих металлов (для Cu в пределах погрешности эксперимента эти адиабаты совпадают). Такое же свойство ($\lambda > 0$) проявляется, например, и при ударном сжатии Mo, исходно нагретого до температуры 1673 К [52]. По оценкам [51, 52], для названных металлов средние значения $\gamma \sim 1$.

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

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

$$\gamma = \frac{\beta c_s^2}{C_P}. \quad (28)$$

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

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

Из соотношений (28), (29) видно, что реализация характеристики $\gamma > 0$ в однофазных областях состояний, занимающих основную долю пространства на фазовой диаграмме, связано 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 $\gamma < 0$. В данном случае вещество при внешних воздействиях проявляет свойства, качественно отличные от рассмотренных выше для металлов.

6. 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 5).

На рисунке 10 приведены данные по ударному сжатию (с начальными параметрами $P_0 = 1$ атм, $T_0 = 298$ К) исходно сплошных (коэсит при $\rho_0 = 2,92$ г см⁻³, α -кварц и кварцит при $\rho_0 = 2,65$ г см⁻³ и плавленый кварц при $\rho_0 = 2,204$ г см⁻³) и пористых ($\rho_{00} = 1,76, 1,90$ г см⁻³) образцов кремнезёма SiO₂ (здесь и далее начальная плотность непористых, в том числе жидких, образцов обозначается как ρ_0 , а пористых — как ρ_{00}). Рисунок 10 частично дополняется рис. 11, на котором, наряду с ударными данными для плавленого кварца, представлены результаты опытов по ударному сжатию пористого SiO₂ при $\rho_{00} = 1,35, 0,80, 0,55, 0,40$ г см⁻³ (при начальных параметрах $P_0 = 1$ атм, $T_0 = 298$ К). Ради наглядности результаты некоторых опытов по ударному сжатию пористых образцов с промежуточными значениями ρ_{00} на рис. 10, 11 опущены.

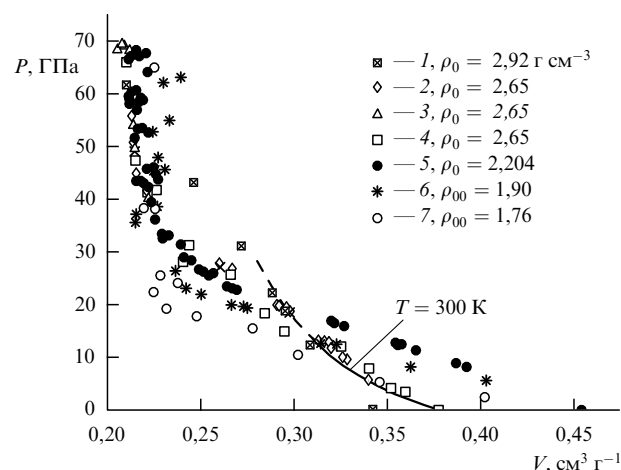


Рис. 10. Ударные адиабаты SiO₂. Экспериментальные данные по ударному сжатию: 1 — [10], 2 — [53], 3 — [9], 4 — [10], 5 — [9], 6 — [9], 7 — [10]. Сплошная кривая — изотерма $T = 300$ К кварца α -SiO₂ [54] (штриховая часть кривой — экстраполяция).

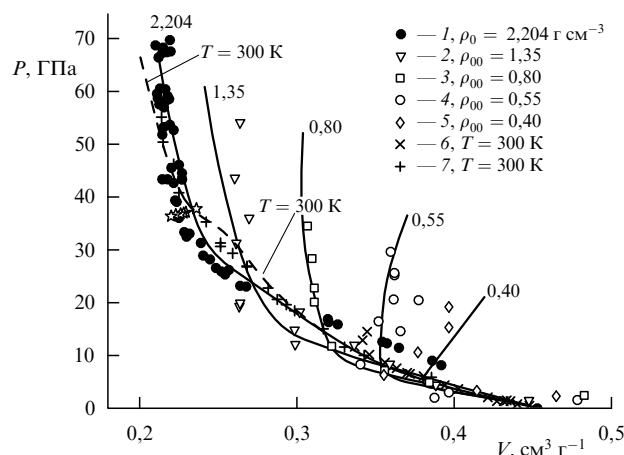


Рис. 11. Ударные адиабаты SiO₂. Экспериментальные данные по ударному сжатию: 1 — [9], 2–5 — [10]. Экспериментальные данные по изотермическому сжатию плавленого кварца $\rho_0 = 2,204$ г см⁻³: 6 — [55], 7 — [56]. Результаты расчётов на основе модельного УРС: сплошные кривые — ударные адиабаты; штриховая кривая — изотерма $T = 300$ К плавленого кварца.

Отметим, что данные по ударному сжатию SiO₂, приведённые на рис. 10, 11 (и те, что опущены), не являются исчерпывающими. В частности, в [57–60] исследования проведены при $\rho_{00} < 0,4$ г см⁻³ в диапазоне давлений до 100 ГПа, в [61] ударная сжимаемость образцов с $\rho_{00} = 1,35, 1,75$ г см⁻³ исследована при давлениях до ≈ 2 ТПа.

На рисунках 12, 13 показаны результаты опытов по ударному сжатию (исходно сплошные и пористые твёрдые образцы с начальными параметрами $P_0 = 1$ атм, $T_0 = 298$ К; расплавы при $P_0 = 1$ атм и повышенных значениях T_0) форстерита Mg₂SiO₄, энстатита MgSiO₃, фаялита Fe₂SiO₄ и анортита CaAl₂Si₂O₈.

Наряду с ударно-волновыми данными, на рис. 10, 12, 13 изображены изотермы ($T = 300$ К) статического сжатия исходных фаз ряда кристаллических силикатов при сравнительно небольших давлениях, рассчитанные по соотношению $P = K_T/K'[(\rho/\rho_0)^{K'} - 1]$ с параметрами из [54]: $\rho_0 = 2,65$, $K_T = 38$, $K' = 5,4$ — α -SiO₂; $\rho_0 = 3,22$, $K_T = 135,7$, $K' = 3,98$ — Mg₂SiO₄; $\rho_0 = 3,22$, $K_T = 125$,

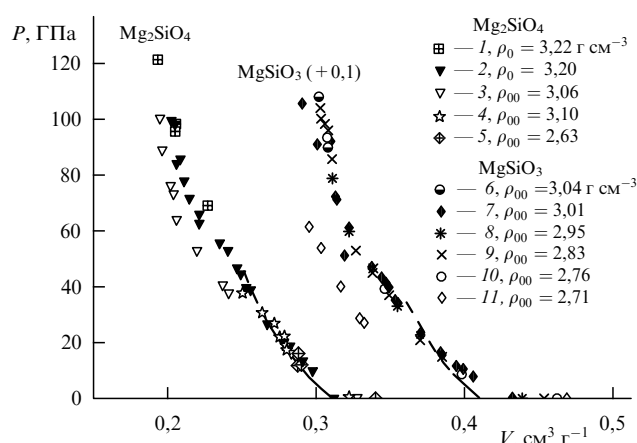


Рис. 12. Ударные адиабаты Mg_2SiO_4 и MgSiO_3 . Экспериментальные данные по ударному сжатию: 1 — [62], 2 — [9], 3 — [9], 4 — [63], 5 — [63], 6 — [64], 7–11 — [9]. Сплошные кривые — изотермы $T = 300$ К Mg_2SiO_4 и MgSiO_3 [54] (штриховые кривые — экстраполяция). Данные для MgSiO_3 сдвинуты вправо по оси абсцисс на $0,1 \text{ см}^3 \text{ г}^{-1}$.

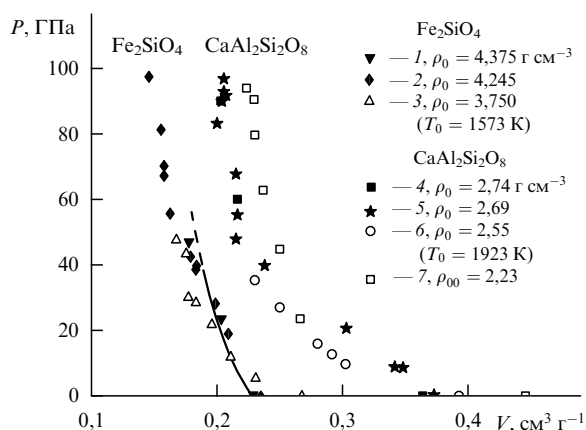


Рис. 13. Ударные адиабаты Fe_2SiO_4 и $\text{CaAl}_2\text{Si}_2\text{O}_8$. Экспериментальные данные по ударному сжатию: 1 — [65], 2 — [9], 3 — [65] (исходно жидкое состояние), 4 — [66], 5 — [67], 6 — [68] (исходно жидкое состояние), 7 — [66]. Сплошная кривая — изотерма $T = 300$ К Fe_2SiO_4 [54] (штриховая кривая — экстраполяция).

$K' = 5$ — MgSiO_3 ; $\rho_0 = 4,39$, $K_T = 124$, $K' = 4$ — Fe_2SiO_4 (размерность ρ_0 — г см^{-3} , размерность K_T — ГПа). Экспериментальные данные по изотермическому ($T = 300$ К) сжатию плавленого кварца с $\rho_0 = 2,204 \text{ г см}^{-3}$ приведены на рис. 11.

Отметим, что в рассматриваемом на рис. 10–13 диапазоне давлений ударные адиабаты сплошных и слабoporистых образцов расположены в области твёрдого состояния (до плавления). По оценкам [65], исходно жидкий Fe_2SiO_4 (см. рис. 13) становится твёрдым в состояниях на ударной адиабате начиная с давлений в несколько ГПа. По-видимому, при аналогичных, сравнительно малых, давлениях становится твёрдым и исходно жидкий анортит (см. рис. 13) (переход исходных расплавов в твёрдое состояние обусловлен более сильным возрастанием температуры с увеличением давления вдоль кривой плавления по сравнению с возрастанием температуры вдоль ударной адиабаты). Сильнопористый SiO_2 (см. рис. 11) при сравнительно высоких ударных давлениях находится в жидком состоянии. Оценки на

основе рассматриваемого далее YPC SiO_2 , в частности, показывают, что при ударном сжатии образцов с $\rho_{00} = 1,35 \text{ г см}^{-3}$ давлением $P \approx 22 \text{ ГПа}$ их температура повышается до $T \approx 3500 \text{ К}$, воздействие на образцы с $\rho_{00} = 0,55 \text{ г см}^{-3}$ давления $P \approx 5 \text{ ГПа}$ приводит к $T \approx 3000 \text{ К}$. Эти значения P, T приблизительно соответствуют параметрам на линии плавления SiO_2 . То есть обсуждаемые далее особенности поведения силикатов, как правило, имеют место в твёрдом состоянии вещества (исключением является сильнопористый SiO_2).

Из рисунка 10 видно, что в значительном диапазоне давлений ударные адиабаты SiO_2 , соответствующие меньшим значениям ρ_0 (или ρ_{00}), расположены левее адиабат, отвечающих более высоким значениям ρ_0 (ρ_{00}), что приводит к $\lambda < 0$. В частности, такое взаиморасположение адиабаты плавленого SiO_2 при $\rho_0 = 2,204 \text{ г см}^{-3}$ и адиабаты $\alpha\text{-SiO}_2$ и кварцита при $\rho_0 = 2,65 \text{ г см}^{-3}$ имеется в диапазоне $P \approx 20\text{--}40 \text{ ГПа}$, а адиабат, соответствующих $\rho_{00} = 1,76 \text{ г см}^{-3}$ и $\rho_0 = 2,65 \text{ г см}^{-3}$, — в диапазоне $P \approx 5\text{--}40 \text{ ГПа}$.

В случае сравнительно малых интенсивностей ударных волн на оценку λ может оказать влияние прочность вещества. Относительное положение изотермы $T = 300$ К сжатия $\alpha\text{-SiO}_2$ и адиабаты с $\rho_0 = 2,65 \text{ г см}^{-3}$ (см. рис. 10) показывает, что влияние прочности вдоль последней при $P > 10 \text{ ГПа}$ незначительно. Для плавленого SiO_2 , судя по положению его изотермы $T = 300$ К и ударной адиабаты (см. рис. 11), такой же вывод справедлив для $P > 20 \text{ ГПа}$. Поэтому, по-видимому, можно считать, что anomальное взаиморасположение адиабат плавленого и исходно кристаллического кварца в диапазоне $P \approx 20\text{--}40 \text{ ГПа}$ имеет место при состоянии вещества, близком к гидродинамическому (т.е. в диапазоне проявления свойства $\lambda < 0$ влияние реологии мало). Прочность также не является ведущей в аномалии адиабат с $\rho_{00} = 1,76 \text{ г см}^{-3}$ и $\rho_0 = 2,65 \text{ г см}^{-3}$ при $P \approx 5\text{--}40 \text{ ГПа}$ (поскольку при давлениях, больших $P \approx 5 \text{ ГПа}$, адиабата пористого кварца расположена левее не только адиабаты сплошного, но и изотермы $T = 300$ К, которая при небольших разогревах в первом приближении определяет гидродинамическую ударную адиабату сплошного материала; учёт возможного влияния прочности вдоль адиабаты с $\rho_{00} = 1,76 \text{ г см}^{-3}$ только усугубит anomальное соотношение рассматриваемых ударных адиабат).

Нестандартным (см. рис. 11) является также положение ударных адиабат SiO_2 при $\rho_{00} = 0,40\text{--}1,35 \text{ г см}^{-3}$ по отношению к изотерме $T = 300$ К плавленого кварца ($\rho_0 = 2,204 \text{ г см}^{-3}$): в значительном диапазоне давлений ($P \approx 5\text{--}20 \text{ ГПа}$) адиабаты проходят левее изотермы. С повышением интенсивности ударных волн поведение этих пористых ударных адиабат нормализуется — они располагаются правее изотермы $T = 300$ К.

Тенденция $\lambda \leq 0$ в значительном диапазоне давлений проявляется также при ударном сжатии пористых и сплошных образцов Mg_2SiO_4 (см. положение данных при $\rho_{00} = 2,63\text{--}3,10 \text{ г см}^{-3}$ относительно данных при $\rho_0 \approx 3,2 \text{ г см}^{-3}$ на рис. 12), MgSiO_3 (см. данные при $\rho_{00} = 2,71\text{--}3,04 \text{ г см}^{-3}$ на том же рисунке) и анортита (см. положение экспериментальной точки $\rho_{00} = 2,23 \text{ г см}^{-3}$ при $P \approx 23 \text{ ГПа}$ по отношению к ударной адиабате с $\rho_0 \approx 2,7 \text{ г см}^{-3}$ на рис. 13). Результаты опытов для MgSiO_3 несколько противоречивы — данные для образцов с $\rho_{00} = 2,76\text{--}3,04 \text{ г см}^{-3}$, расположенные практически на одной $P(V)$ -кривой, приводят к $\lambda \approx 0$, а сжимае-

мость 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 с $\rho_{00} = 1,28 \text{ г см}^{-3}$ и $\rho_{00} = 1,65 \text{ г см}^{-3}$ при $P < 10 \text{ ГПа}$ [9].

Поведение ударных адиабат фаялита и анортита (см. рис. 13), исходно находящихся в малоплотном жидком состоянии (при $T_0 = 1573 \text{ К}$, $\rho_0 = 3,75 \text{ г см}^{-3}$ и $T_0 = 1923 \text{ К}$, $\rho_0 = 2,55 \text{ г см}^{-3}$ соответственно) качественно отличается от поведения аналогичных ударных адиабат для металлов (см. раздел 5). В значительной части интервала давлений $P \leq 40 \text{ ГПа}$ эти ударные адиабаты расположены левее основных ударных адиабат, соответствующих исходно плотному твёрдому материалу ($\lambda < 0$).

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

Одним из авторов настоящей статьи (Р.Ф.Т.) с коллегами были проведены эксперименты по двукратному ударному сжатию SiO_2 из исходных состояний с $P \approx 25 \text{ ГПа}$ и $P \approx 35 \text{ ГПа}$, соответствующих пологому участку ударной адиабаты с $\rho_0 = 2,65 \text{ г см}^{-3}$ (результаты не публиковались). Полученные данные в (P, V) -координатах лежат правее (круче) первичной ударной адиабаты, тогда как для металлов (см. раздел 5) наблюдается противоположная ситуация. Подобную особенность можно связать с проявлением веществом свойства $\gamma < 0$. Не исключено, что той же причиной объясняется расположение изэнтроп разгрузки рассматриваемых силикатов ($\alpha\text{-SiO}_2$ [69, 70], плавленого кварца [71], Mg_2SiO_4 [62], Fe_2SiO_4 [65], $\text{CaAl}_2\text{Si}_2\text{O}_8$ [67]) слева от основных ударных адиабат, приблизительно в той же подобласти (P, V) -состояний, где проявляется ударно-волновое свойство $\lambda < 0$. Качественно такой же крутой вид имеют изэнтропы гранита [72], риолита [73] и других силикатов вблизи пологого участка основных ударных адиабат. В [74] измерялись волновые профили при ударном сжатии ($P \approx 10\text{--}20 \text{ ГПа}$) и последующей изэнтропической разгрузке пористого туфа с $\rho_{00} \approx 1,7\text{--}1,85 \text{ г см}^{-3}$. В газодинамических расчётах экспериментальные результаты по разгрузке могли быть воспроизведены только на основе модели УРС с $\gamma < 0$. Используемые в [74] при описании эксперимента значения γ в состояниях ударного сжатия приведены на рис. 14.

Таким образом, данные экспериментов с различными силикатами, в том числе с SiO_2 (который изучен наиболее подробно), составляющим их основу, 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 $\gamma < 0$.

Ранее реализация ситуации с $\gamma < 0$ в SiO_2 в области пересечения ударных адиабат с различными значениями ρ_{00} отмечалась в [75], а возможность объяснения крутого хода изэнтроп SiO_2 проявлением свойства $\gamma < 0$ — в [76].

Отметим также некоторые другие особенности ударного сжатия силикатов.

Ударные адиабаты, показанные на рис. 10–13, в частности адиабаты, соответствующие близким к максимальным значениям ρ_0 (которые исследованы наиболее подробно), как правило, немонотонны. Практически у всех силикатов можно выделить пологий участок ударной адиабаты, расположенный, например, в случае SiO_2 с

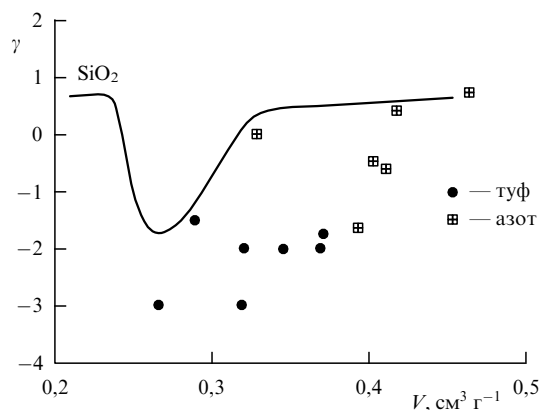


Рис. 14. Зависимость коэффициента Грюнайзена в ударно-сжатых состояниях. Символами показаны данные для туфа [74] и азота [92], сплошная кривая — результат расчёта по УРС SiO_2 вдоль ударной адиабаты с $\rho_0 = 2,204 \text{ г см}^{-3}$.

$\rho_0 = 2,65 \text{ г см}^{-3}$ в диапазоне $P \approx 10\text{--}40 \text{ ГПа}$ (см. рис. 10). При этом на ударных $P(V)$ -зависимостях отчётливо не проявляется резкого, характерного для фазовых переходов первого рода при пересечении фазовых границ, изменения сжимаемости. В частности, экспериментальная ударная адиабата $\alpha\text{-SiO}_2$ с $\rho_0 = 2,65 \text{ г см}^{-3}$ в случае реализации равновесной смеси кварца и стишовита состояла бы из трёх участков [79, 80], соответствующих $\alpha\text{-SiO}_2$, смеси фаз и фазе высокого давления — стишовиту ($\rho_0 \approx 4,3 \text{ г см}^{-3}$). При этом второй пологий участок, отвечающий смеси фаз, располагался бы в очень узком диапазоне давлений $P_1 < P < P_1 + \Delta P$, $\Delta P \ll P_1$, где $P_1 \approx 6\text{--}9 \text{ ГПа}$ — давление начала реализации смеси фаз (несколько различающееся в зависимости от способа его оценки). Сжимаемость на этом участке сильно превышала бы сжимаемость 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 SiO_2 , Mg_2SiO_4 , MgSiO_3 , $\text{CaAl}_2\text{Si}_2\text{O}_8$, при ударном и статическом сжатии переходят в стекло [79–85]) и с особенностями сжатия вещества в этом состоянии. Так, в [86] наличие пологих участков ударных адиабат силикатов связывается со способностью стекла к повышенному непрерывному уплотнению в диапазоне давлений, отвечающем этим участкам. Плавное поведение изотермы ($T = 300 \text{ К}$) сжатия плавленого кварца при давлениях вплоть до $P \approx 60 \text{ ГПа}$ (см. рис. 11) говорит в пользу непрерывного механизма уплотнения.

При высоких значениях параметров P, T также возможен распад (диссоциация) исходных силикатов на более простые компоненты. В частности, верхние крутые участки ударных адиабат сплошных образцов Mg_2SiO_4 , MgSiO_3 и Fe_2SiO_4 удовлетворительно воспроизводятся моделями в предположении реализации смесей $2\text{MgO} + \text{SiO}_2$, $\text{MgO} + \text{SiO}_2$, $2\text{FeO} + \text{SiO}_2$ с применением для оксидов УРС, характеризующих их плотные модификации (см., например, [87–89]). При этом, по-видимому, не исключена и более высокая степень разложения этих компонентов. В частности, в [90] отмечается возможность протекания при (P, T) -условиях, характерных для мантии Земли, реакции $\text{SiO}_2 = \text{SiO} + 0,5\text{O}_2$. В [91]

приведён анализ структуры материала, образующегося в результате сферического ударного сжатия шара, исходно состоящего из смеси α -SiO₂ и Al (средняя начальная плотность смеси $\rho_0 = 2,67 \text{ г см}^{-3}$). Результаты анализа сохранённых образцов совместно с результатами газодинамических расчётов показали, что, судя по наличию в конечном состоянии Si, Al₂O₃ и других веществ, исходный α -SiO₂ начинает разлагаться в твёрдом состоянии (до плавления) с выделением кислорода при достижении ударного давления $\approx 25\text{--}45 \text{ ГПа}$ (первое значение соответствует максимальному давлению в ударной волне, идущей к центру шара, второе — максимальному давлению в ударной волне вторичного сжатия, отражённой от центра; длительность первой ударной волны существенно превышает длительность второй). При этом, поскольку использованное в [91] при газодинамических расчётах упрощённое УРС смеси в диапазоне $P \approx 25\text{--}60 \text{ ГПа}$ даёт завышенное значение давления (в середине интервала на $\approx 30\%$) по сравнению с экспериментальным, а также из-за реализации (см. [91]) при ударном сжатии α -SiO₂ более высоких температур, чем в Al (при $P = \text{const}$), разложение чистого α -SiO₂ с $\rho_0 = 2,65 \text{ г см}^{-3}$, по-видимому, начинается при ударных давлениях, меньших, чем $\approx 25\text{--}45 \text{ ГПа}$. При приближении к состоянию вещества, близкому к началу разложения, в [91] зафиксировано увеличение доли аморфного кварца (т.е., по-видимому, диссоциирует аморфный кварц). Стишовита в сохранённых образцах не обнаружено. Очевидно, что более высокие температуры, характеризующие ударное сжатие пористых образцов, способствуют снижению давления начала диссоциации SiO₂.

В связи с возможностью объяснения поведения силикатов при ударном сжатии их разложением следует отметить качественное сходство проявляемых силикатами необычных свойств с особенностями, фиксируемыми при ударном сжатии плотного азота в области диссоциации. Экспериментальная ударная адиабата однократного сжатия плотного азота, отвечающая исходно жидкому состоянию с $T_0 \approx 77 \text{ К}$, $\rho_0 \approx 0,808 \text{ г см}^{-3}$, приведена на рис. 15. Эта адиабата, так же как и адиабата силикатов, имеет промежуточный пологий участок (при $P \approx 30\text{--}60 \text{ ГПа}$).

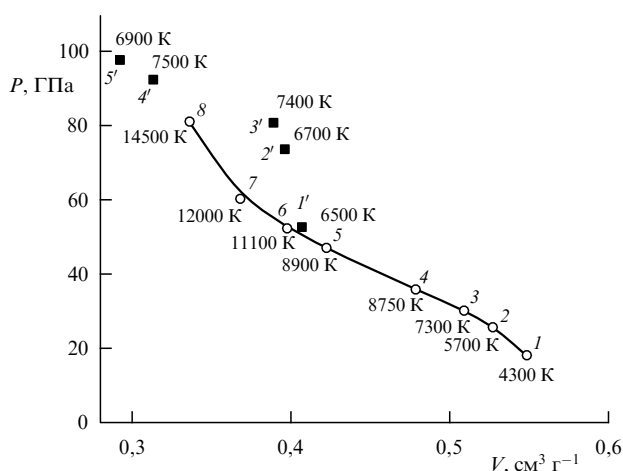


Рис. 15. Экспериментальная зависимость (символы) давления при однократном и двукратном ударно-волновом сжатии исходно жидкого азота [92]. Сплошная кривая — ударная адиабата однократного сжатия. 1–5 — исходные состояния на первичной ударной адиабате для двукратного ударного сжатия в состояния 1'–5'. Для состояний 1–8 и 1'–5' указаны экспериментальные значения температуры [92].

В соответствии с [92] в этом диапазоне давлений протекает реакция распада $\text{N}_2 = 2\text{N}$. На рисунке 15 показаны также результаты двукратной ударной сжимаемости азота из начальных состояний 1–5, соответствующих первичной ударной адиабате, в конечные состояния 1'–5'. Состояния 1'–3' расположены справа от ударной адиабаты однократного сжатия. Это качественно согласуется с отмечавшейся выше крутизной вторых адиабат кварца и изэнтроп разгрузки силикатов, что можно объяснить проявлением веществом свойства $\gamma < 0$. Дополнительным подтверждением реализации ситуации $\gamma < 0$ в азоте являются результаты экспериментальных измерений температуры [92] в состояниях 1–8 и 1'–5' (см. рис. 15). В состояниях 1'–3' значения V больше значений V на первичной ударной адиабате (при одинаковых давлениях), 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 γ азота [92] показаны на рис. 14. Отметим, что аномальные величины $\beta < 0$, $\gamma < 0$ можно объяснить, предположив, что объем v_{N_2} одной молекулы N_2 больше объема $2v_{\text{N}}$ двух атомов N , образующихся при её распаде. Вследствие этого возрастание степени диссоциации α при увеличении T приводит (например, на изобарах) к уменьшению совокупного объема смеси $(1 - \alpha)v_{\text{N}_2} + \alpha(2v_{\text{N}})$. Особенности поведения азота в ударных волнах, отражённые на рис. 15, очевидно, обусловлены спецификой его УРС в случае плотного жидкоподобного состояния.

С учётом приведённых выше аргументов представляется возможным непротиворечивое качественное объяснение совокупности отмеченных особенностей поведения силикатов, проявляющихся, скорее всего, в аморфном состоянии (судя по данным [91] — с подключением 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 подобно УРС жидкоподобного азота). Данная трактовка является гипотетической. Обзор других подходов к объяснению поведения SiO₂ дан, в частности, в [93]. Автор работы [93] (а также некоторые другие) придерживается мнения, что наличие пологих участков ударных адиабат α -SiO₂ с $\rho_0 = 2,65 \text{ г см}^{-3}$ и плавленого кварца с $\rho_0 = 2,204 \text{ г см}^{-3}$ в диапазоне $P \approx 10\text{--}40 \text{ ГПа}$ и их аномальное расположение (перехлест) при $P \approx 20\text{--}40 \text{ ГПа}$ (см. рис. 10), по-видимому, обусловлены термически активационным механизмом возникновения фазы высокого давления (кристаллического стишовита) в двухфазной смеси α -SiO₂ (фаза низкого давления) и стишовита по мере увеличения (E, T)-параметров. В [93] обсуждается также в качестве возможности применимость к интерпретации особенностей поведения ударных адиабат исходного α -SiO₂ и плавленого кварца подхода, основанного на использовании однофазного УРС стекла (объяснение специфики сжатия кварца, предполагаемое нами в настоящей статье). Рассматриваются давления, большие $P \approx 20 \text{ ГПа}$ (при статическом ($T = 300 \text{ К}$) сжатии аморфизация исходного α -SiO₂ начинается при $P \approx 25 \text{ ГПа}$ и заканчивается при $P \approx 30 \text{ ГПа}$ [82]; в случае ударного сжатия из-за повышенных температур, способствующих аморфизации, её начало ожидается при меньших давлениях [93]). Одним из существенных,

согласно [93], аргументов против подобной интерпретации является невозможность объяснения выявленного в экспериментах пересечения адиабат исходного α -SiO₂ и плавленого кварца в интервале $P \approx 20\text{--}40$ 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 $P \approx 0\text{--}100$ ГПа. Опыты показывают преобразование структуры в диапазоне $P \approx 20\text{--}35$ 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 относительно структуры и сжимаемости говорят не в пользу смешесового подхода автора [93]. При непрерывном уплотнении плавленого кварца вдоль изотермы с $T = 300$ К вероятным является также его непрерывное уплотнение и при ударном сжатии. Ожидаемо также и непрерывное уплотнение стекла, образующегося при ударном сжатии α -SiO₂ с $\rho_0 = 2,65$ г см⁻³.

Отметим следующее. Как видно из рис. 11, при $P \approx 20\text{--}40$ ГПа экспериментальная изотерма $T = 300$ К сжатия плавленого кварца лежит над его ударной адиабатой, что при среднем превышении температурой 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 теплоёмкость. Таким образом, как эта особенность, так и перехлест адиабат кристаллического и плавленого кварца при $P \approx 20\text{--}40$ ГПа могут быть обусловлены проявлением аномалии $\gamma < 0$ в УРС стекла.

Как отмечалось в разделе 2, значительные вариации размеров исходных частиц SiO₂ при одинаковом значении ρ_{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, имеющими одинаковые ρ_{00} , но различную начальную структуру (кристаллическую или аморфную) [19, 75, 95]. Оба эти результата, скорее всего, также свидетельствуют против реализации в ударно-сжатых состояниях смеси фаз и активационного механизма возникновения кристаллической фазы высокого давления, поскольку её количество при диффузионном механизме образования, очевидно, зависело бы от начального состояния материала, сказываясь на скорости D и положении ударной адиабаты. Представляется правдоподобным объяснение независимости конечных параметров от начальных переходом исходного пористого кварца за фронтом ударной волны в стеклообразное состояние (аморфизация, не требующая преодоления активационных барьеров, происходит быстро [93]), а при больших температурах — плавлением. По-видимому, УРС аморфного (стекла и жидкости) SiO₂, образовавшегося при ударном сжатии из исходно пористого вещества, также имеет аномалию

$\gamma < 0$ (представляющую собой продолжение аномалии $\gamma < 0$, выявленной по ударным адиабатам исходно кристаллического и плавленого кварца в интервале $P \approx 20\text{--}40$ ГПа, в область несколько отличных (P, T) -условий), что отражается в необычной форме пористых адиабат, показанных на рис. 10, 11. В связи с предположением о возможности реализации состояний $\gamma < 0$ для жидкости отметим, что в многофазном УРС SiO₂ [96] для описания жидкой фазы при $P \approx 0\text{--}15$ ГПа, $T \approx 2000\text{--}3200$ К используется значение $\beta < 0$.

Ввиду качественного сходства особенностей поведения силикатов и азота в ударных волнах и возможного их объяснения диссоциацией была предпринята [97] попытка описания на основе модели мВдВ (см. раздел 4) экспериментальных данных по ударному сжатию плавленого и пористого SiO₂ в предположении об его разложении при высоких давлениях и температурах на компоненты SiO и O₂. Согласно используемой модели, для исходно пористого кремнезёма ожидается, что в ударных волнах кремнезём, вне зависимости от его начального состояния (кристаллического или аморфного), либо аморфизуется, либо переходит в жидкое состояние. Модель определяется формулами (7)–(10), в которых в рассматриваемом случае $N_e = 0$, $i = \text{SiO}_2, \text{SiO}, \text{O}_2$, $\sigma_i(T)$ — внутренняя статистическая сумма индивидуальной молекулы. При расчёте $\sigma_i(T)$ учитывались только основное электронное состояние частиц; колебания и вращение молекул описывались моделью жёсткий ротатор–гармонический осциллятор [98]. Использованные для SiO₂, SiO и O₂ значения энергии в идеально-газовом состоянии соответствуют экспериментальным значениям энергии диссоциации. Все параметры молекул взяты из [99]. Коволуом смеси $\bar{V}_C$ полагался аддитивным по отношению к коволюмам компонентов: $\bar{V}_C(P^{\text{тер}}) = \sum_i N_i v_{C,i}(P^{\text{тер}})$ ($v_{C,i}$ — коволюм в расчёте на одну частицу). Для притяжения $P^{\text{атт}}$ использовалось приближение (14) (независимость от детального состава; в (14) $M = \sum_i m_i N_i$, m_i — масса молекулы). Коволуомы компонентов и притяжение представлялись простыми функциями, содержащими свободные параметры. При выборе параметров коволюма SiO₂ и притяжения учитывались данные по изотермической ($T = 300$ К) сжимаемости плавленого кварца и его энергии связи (сублимации). Коволуом O₂ определялся с привлечением данных по ударной сжимаемости жидкого O₂. Коволуомная функция SiO являлась подгоночной и определялась из условия по 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 значениях T учитывался также ряд других компонентов (в том числе ионов и электронов), но в рассматриваемых далее условиях их влияние мало. При проведении представленных ниже расчётов свободные коволюмные константы УРС были несколько изменены по сравнению с их значениями в варианте [97].

Подчёркнём 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 жидкого и газообразного диоксида урана (выделение

молекул UO_2 , UO , O_2 и других аналогичных частиц, учёт их "размеров", моделирование статистических сумм возбуждения при всех рассматриваемых плотностях статистическими суммами идеального газа).

На рисунке 11 представлены модельные ударные адиабаты пористых образцов SiO_2 , а также ударная адиабата и изотерма $T = 300$ К плавного кварца. При расчётах 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) E_{00} полагалась равной расчётной 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 с $\rho_0 = 2,204$ г см $^{-3}$ в диапазоне $P \approx 20\text{--}40$ ГПа. Также передаётся тот факт, что значения V , достигаемые при ударном сжатии образцов с $\rho_{00} = 0,40\text{--}1,35$ г см $^{-3}$, меньше значений V , реализуемых при изотермическом ($T = 300$ К) сжатии плавного кварца при $P \approx 5\text{--}20$ ГПа (приблизительно в том же диапазоне давлений расчётные ударные адиабаты, приведённые на рис. 11, пересекаются друг с другом). Воспроизведение этих особенностей обусловлено наличием в УРС подобласти состояний, характеризуемых $\gamma < 0$. Расчётные значения γ вдоль ударной адиабаты с $\rho_0 = 2,204$ г см $^{-3}$ показаны на рис. 14. Поведение γ вдоль других модельных адиабат, изображённых на рис. 11, качественно является таким же (со смещением минимума γ в область больших V). Плавным зависимостям γ соответствуют также плавные зависимости β (28). В области проявления свойства $\gamma < 0$ расчётные ударные адиабаты вторичного сжатия и изэнтропы разгрузки имеют большую крутизну, чем основная ударная адиабата. Отрицательность модельных значений γ , β связана с тем, что суммарный коволюм смеси $\text{SiO} + 0,5\text{O}_2$ меньше коволюма SiO_2 (аналог соотношения для азота $2v_N < v_{N_2}$).

Представляется, что приведённые 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 SiO_2 , позволяет в основных чертах воспроизвести особенности экспериментов при сравнительно высоких давлениях.

7. Возможная отрицательность коэффициента Грюнайзена в верхней мантии Земли

По современным представлениям такие силикаты, как SiO_2 , Mg_2SiO_4 , MgSiO_3 , Fe_2SiO_4 , могут являться основными пороодообразующими компонентами вещества мантии Земли и других планет её группы. Следует ожидать, что физические характеристики этих силикатов 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). Однако из-за отсутствия непосредственных данных, в частности о детальном составе и структуре вещества, многое в глубинной геофизике остаётся гипотетичным.

В связи с возможностью проявления основными силикатами аномальных свойств $\gamma < 0$, $\beta < 0$ (см. раздел 6) представляется целесообразным кратко изложить гипотезу о возможном проявлении подобной аномалии в 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 часть — в аморфном.

Относительно плавные ударные адиабаты силикатов (см. рис. 10–13) и плавная изотерма $T = 300$ К плавного кварца (рис. 11) говорят в пользу реализации также плавных распределений по глубине h различных термодинамических характеристик в мантии, в частности распределений плотности $\rho(h)$ и скорости звука $c_s(h)$. Такие зависимости имеют место в ряде моделей Земли, построенных на основе данных сейсмологии и некоторых других фактов (поскольку восстановление $\rho(h)$ - и $c_s(h)$ -распределений по сейсмическим данным неоднозначно, то возможно их представление в мантии как плавными, так и разрывными функциями [102]). Далее рассматривается случай непрерывных функций.

В качестве примера типичного плавного распределения на рис. 16 приведено $\rho(h)$ -распределение для модели В497, взятое из книги [103] (её автор, известный геофизик К. Буллен, считал эту модель близкой к оптимальной). Особенностью указанного распределения является ускоренное возрастание ρ на участке 1–2 (при $h \approx 200\text{--}1000$ км). В предположении однородности вещества мантии это можно объяснить следующим образом. Плотность и давление в мантии связаны соотношением

$$\frac{d\rho}{dP} = \left(\frac{\partial \rho}{\partial P} \right)_S + \left(\frac{\partial \rho}{\partial S} \right)_P \frac{dS}{dP}. \quad (30)$$

С учётом уравнения гидростатики $dP/dh = \rho g$ (где $g(h)$ — ускорение силы тяжести) и связи $(\partial \rho / \partial S)_P = -\gamma T \rho / c_s^2$ из

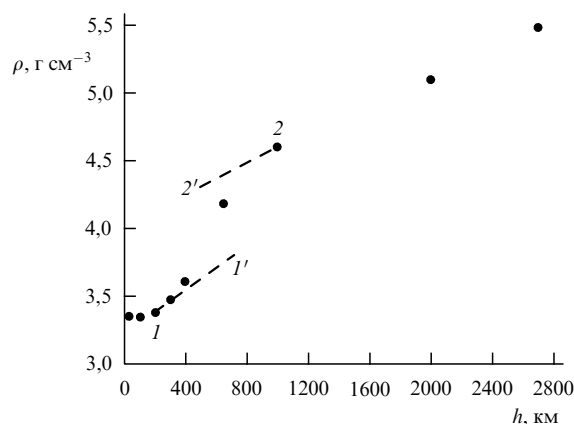


Рис. 16. Зависимость плотности от глубины в мантии Земли по модели В497 [103]. Наклоны прямых линий 1–1' и 2–2' рассчитаны по уравнению Адамса – Вильямсона на основе параметров в состояниях 1 и 2.

(30) следует

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

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

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

На рисунке 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 расчётах и всюду далее считается $g = 9,9 \text{ м с}^{-2}$) по значениям параметров в состояниях 1 и 2, определяемых моделью В497: $\rho_1 = 3,38 \text{ г см}^{-3}$, $c_{s1}^2 = 41,2 \text{ км}^2 \text{ с}^{-2}$, $\rho_2 = 4,60 \text{ г см}^{-3}$, $c_{s2}^2 = 76,1 \text{ км}^2 \text{ с}^{-2}$. На крутом участке $1-2$ рис. 16 всюду $d\rho/dh > \rho g/c_s^2$ (т.е. возрастание плотности является сверхадиабатическим), что говорит о положительности второго слагаемого в правой части (31): $\Delta_2 = -(\gamma g T \rho^2/c_s^2) dS/dP > 0$. Это возможно, если при $h \approx 200-1000 \text{ км}$ дифференциально и в среднем выполняются два условия: $\gamma < 0$, $dS/dP > 0$. О возможности реализации первого условия свидетельствуют обсуждавшиеся в разделе 6 особенности динамических экспериментов с силикатами. В случае, когда $\gamma < 0$ и температура в мантии $T(P)$ с увеличением P возрастает (в соответствии с современными представлениями (см., например, [102, 104])), второе условие, $dS/dP > 0$, также выполняется, поскольку

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

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.

Подстановка (33) в (31) приводит к соотношению

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

Оценим с помощью (34) среднее значение γ_m в интервале $h \approx 200-1000 \text{ км}$. Из (34) для средних величин (помечаемых индексом m ; $h_m \approx 600 \text{ км}$) можно получить уравнение

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

Далее используются следующие значения входящих в (35) параметров: $(d\rho/dh)_m = 0,00153 \text{ г см}^{-3} \text{ км}^{-1}$, $\rho_m = 3,99 \text{ г см}^{-3}$, $c_{sm}^2 = 58,7 \text{ км}^2 \text{ с}^{-2}$ (вычислены с применением линейных соотношений для ρ и c_s^2 в интервале $h = 200-1000 \text{ км}$ на основе вышеприведённых значений этих характеристик в состояниях 1 и 2). Полагается $(C_P)_m = 3R/A$, где $R = 8,3 \times 10^{-3} \text{ кДж моль}^{-1} \text{ К}^{-1}$, $A = 20$ — средний атомный вес. Зависимость $T(P)$ в диапа-

зоне $P = P_1 - P_2$ (в модели В497 состояниям 1 и 2 на рис. 16 соответствуют $P_1 \approx 6 \text{ ГПа}$, $P_2 \approx 40 \text{ ГПа}$) представлялась прямой

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

Параметры T_1 и T' задавались следующим образом. Обычно [102, 104] при расчётном определении $T(h)$ -распределения в мантии на глубине $h = 100 \text{ км}$ принимается $T \approx 1500 \text{ К}$ ($\pm$ несколько первых сотен градусов). С учётом этого считается, что в (36) $T_1 = 1500 \text{ К}$ (возможные вариации T_1 не сказываются сильно на оценке γ_m). Для параметра T' в (36) использовались два значения: $44,11 \text{ К ГПа}^{-1}$ и $88,22 \text{ К ГПа}^{-1}$. Первое значение T' соответствует рассчитанным по (36) температурам $T_m = 2250 \text{ К}$, $T_2 = 3000 \text{ К}$, второе — $T_m = 3000 \text{ К}$, $T_2 = 4500 \text{ К}$. Им отвечают относительно низкое и высокое значения температуры T_c на границе (при $h \approx 2900 \text{ км}$) мантии с ядром, равные соответственно $\approx 3500 \text{ К}$ и $\approx 5000 \text{ К}$ (эти значения не противоречат оценкам T_c [102, 104]). При расчётах величин T_c на основе T_2 учтено, что приращение температуры в нижней ($h \approx 1000-2900 \text{ км}$) мантии составляет $\approx 500 \text{ К}$ [102, 104]. Эта модельная оценка получена в предположении адиабатического распределения температуры в нижней мантии (определяемого из условия $dS/dP = 0$). В пользу правомерности использования условия адиабатичности говорит выполнение с хорошей точностью соотношения $d\rho/dh = \rho g/c_s^2$ в диапазоне $1000 \leq h \leq 2900 \text{ км}$ для модельного варианта В497 (см. рис. 16) и других моделей мантии. Это приводит к обнулению второго слагаемого в правой части (31), что в случае $\gamma > 0$ требует выполнения равенства $dS/dP = 0$ (можно предполагать, что при $h > 1000 \text{ км}$, $P > 40 \text{ ГПа}$ условие $\gamma > 0$ выполняется). Наиболее вероятным механизмом, обеспечивающим приближённое выполнение условия адиабатичности, является конвекция в нижней мантии. Отметим, что соотношение $d\rho/dh = \rho g/c_s^2$ выполняется и во внешнем ядре Земли, для которого также обычно предполагается возможность существования 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, которые по порядку величины близки к значениям γ для SiO_2 и туфа в области аномалии (см. рис. 14). Найденным γ_m отвечают значения коэффициента расширения $\beta_m = \gamma_m (C_P)_m / c_{sm}^2$, равные $-7,0 \times 10^{-5} \text{ К}^{-1}$ и $-4,7 \times 10^{-5} \text{ К}^{-1}$ соответственно.

Таким образом, сверхадиабатическое возрастание ρ на участке $1-2$ рис. 16 в модели В497 (и аналогичную особенность в других плавных моделях мантии Земли) можно объяснить (при $dT/dP > 0$) проявлением аномалии $\gamma < 0$, $\beta < 0$, на возможность которой указывают данные, обсуждавшиеся в разделе 6. Отметим, что условие $\Delta_2 > 0$ является [105] условием отсутствия конвекции в среде.

8. Заключение

Сформулируем основные результаты, представленные в настоящей статье.

1. За 60-летний период исследований получен большой объём данных по ударному сжатию значительного числа исходно пористых металлов. Проведённые иссле-

дования позволили проникнуть в область состояний сильнонагретой (до $T \sim 10^5$ К) и сравнительно малоплотной (со степенью расширения до ≈ 5) жидкости, недоступную в других экспериментах. В большинстве случаев исследования выполнены при давлениях до ~ 100 ГПа. Для некоторых металлов (Fe, Cu, W и др.) максимальные, реализованные с применением энергии ядерных взрывов, давления составили 1–2 ТПа.

2. Анализ данных по ударному сжатию пористых металлов, дополненный анализом результатов опытов с использованием других методов (двукратное ударное сжатие, изэнтропическая разгрузка и др.), свидетельствует, что при высоких давлениях и температурах металлы обладают стандартными термодинамическими характеристиками, в частности положительным коэффициентом Грюнайзена.

3. Экспериментальные данные по ударному сжатию пористых металлов показали значительное уменьшение коэффициента Грюнайзена (примерно до трёх раз относительно его значения в нормальных условиях) при реализованных в опытах разогревах и тем самым стимулировали развитие новых форм широкодиапазонных УРС, способных, в частности, отражать свойства вещества в состоянии, близком к газообразному.

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

5. Эксперименты в диапазоне давлений до ~ 100 ГПа с исходно пористыми и низкоплотными жидкими образцами различных силикатов дают противоречащий закону 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 SiO_2 с 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) увеличения плотности в большей части верхней мантии Земли.

Авторы выражают благодарность В.П. Копышеву за полезные обсуждения ряда вопросов.

Список литературы

1. Альтшулер Л В *УФН* **85** 199 (1965) [Al'tshuler L V *Sov. Phys. Usp.* **8** 52 (1965)]
2. Альтшулер Л В и др. *Журн. прикл. мех. тех. физ.* (2) 3 (1981) [Al'tshuler L V et al. *J. Appl. Mech. Tech. Phys.* **22** 145 (1981)]
3. Аврорин Е Н и др. *УФН* **163** (5) 1 (1993) [Avrorin E N et al. *Phys. Usp.* **36** 337 (1993)]
4. Ahrens T J, Johnson M L, in *Mineral Physics & Crystallography: a Handbook of Physical Constants* Vol. 3 (Ed. T J Ahrens) (Washington, DC: American Geophysical Union, 1995)
5. Трунин Р Ф *УФН* **164** 1215 (1994) [Trunin R F *Phys. Usp.* **37** 1123 (1994)]
6. Трунин Р Ф *УФН* **171** 387 (2001) [Trunin R F *Phys. Usp.* **44** 371 (2001)]
7. Nellis W J *Rep. Prog. Phys.* **69** 1479 (2006)
8. Van Thiel M, Shaner J, Salinas E (Eds) *Compendium of Shock Wave Data* (Livermore, Calif.: Lawrence Livermore National Lab., 1977)
9. Marsh S P (Ed.) *LASL Shock Hugoniot Data* (Berkeley: Univ. of California Press, 1980)
10. Трунин Р Ф (Ред.) *Экспериментальные данные по ударно-волновому сжатию и адиабатическому расширению конденсированных веществ* (Саров: РФЯЦ – ВНИИЭФ, 2006)
11. Зельдович Я Б *ЖЭТФ* **32** 1577 (1957) [Zel'dovich Ya B *Sov. Phys. JETP* **5** 1287 (1957)]
12. Зельдович Я Б, Райзер Ю П *Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений* (М.: Физматгиз, 1963) [Zel'dovich Ya B, Raizer Yu P *Physics of Shock Waves and High-Temperature Hydrodynamic Phenomena* (New York: Academic Press, 1966–1967)]
13. Альтшулер Л В, Крупников К К, Бражник М И *ЖЭТФ* **34** 886 (1958) [Al'tshuler L V, Krupnikov K K, Brazhnik M I *Sov. Phys. JETP* **7** 614 (1958)]
14. Альтшулер Л В и др. *УФН* **166** 575 (1996) [Al'tshuler L V et al. *Phys. Usp.* **39** 539 (1996)]
15. Кормер С Б и др. *ЖЭТФ* **42** 686 (1962) [Kormer S B et al. *Sov. Phys. JETP* **15** 477 (1962)]
16. Трунин Р Ф и др. *ЖЭТФ* **96** 1024 (1989) [Trunin R F et al. *Sov. Phys. JETP* **69** 580 (1989)]
17. Трунин Р Ф, Симаков Г В *ЖЭТФ* **103** 2180 (1993) [Trunin R F, Simakov G V *JETP* **76** 1090 (1993)]
18. Грязнов В К и др. *ЖЭТФ* **114** 1242 (1998) [Gryaznov V K et al. *JETP* **87** 678 (1998)]
19. Симаков Г В, Трунин Р Ф *Изв. АН СССР. Физ. Земли* (11) 72 (1991)
20. Трунин Р Ф и др. *ЖЭТФ* **95** 631 (1989) [Trunin R F et al. *Sov. Phys. JETP* **68** 356 (1989)]
21. Альтшулер Л В и др. *ЖЭТФ* **34** 874 (1958) [Al'tshuler L V et al. *Sov. Phys. JETP* **7** 606 (1958)]
22. Крупников К К, Бражник М И, Крупникова В П *ЖЭТФ* **42** 675 (1962) [Krupnikov K K, Brazhnik M I, Krupnikova V P *Sov. Phys. JETP* **15** 470 (1962)]
23. Копышев В П, Медведев А Б, сб. *Высокие плотности энергии* (Редкол. 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 *Вопр. атом. науки и тех. Методы и программы численного решения задач мат. физ.* (4) 47 (1979)
26. Альтшулер Л В и др. *ЖЭТФ* **78** 741 (1980) [Al'tshuler L V et al. *Sov. Phys. JETP* **51** 373 (1980)]
27. Гордеев Д Г и др. *Вопр. атом. науки и тех. Теор. и приклад. физ.* (3) 19 (2010)
28. Баканова А А, Дудолодов И П, Сутулов Ю Н *Журн. приклад. мех. тех. физ.* (2) 117 (1974) [Bakanova A A, Dudoladov I P, Sutulov Yu N *J. Appl. Mech. Tech. Phys.* **15** 241 (1974)]
29. Глушак Б Л и др. *ЖЭТФ* **96** 1301 (1989) [Glushak B L et al. *Sov. Phys. JETP* **69** 739 (1989)]
30. Трунин Р Ф, Симаков Г В *Мат. моделирование* **5** (8) 108 (1993)
31. Жерноклетов М В *ТВТ* **36** (2) 231 (1998) [Zhernokletov M V *High Temp.* **36** 214 (1998)]
32. Фунтиков А И *ТВТ* **36** 406 (1998) [Funtikov A I *High Temp.* **36** 384 (1998)]

33. Трунин Р Ф, Симаков Г В, Медведев А Б *TBT* **37** 881 (1999) [Trunin R F, Simakov G V, Medvedev A B *High Temp.* **37** 857 (1999)]
34. Гударенко Л Ф и др. *TBT* **38** 437 (2000) [Gudarenko L F et al. *High Temp.* **38** 413 (2000)]
35. Трунин Р Ф, Панов Н В *TBT* **38** 754 (2000) [Trunin R F, Panov N V *High Temp.* **38** 728 (2000)]
36. Трунин Р Ф, Симаков Г В, Панов Н В *TBT* **39** 430 (2001) [Trunin R F, Simakov G V, Panov N V *High Temp.* **39** 401 (2001)]
37. Зубарев В Н и др., в сб. *Доклады I Всесоюз. симпозиума по импульсным давлениям, Москва, 24–26 октября 1973 г.* Т. 1 (М.: ВНИИФТРИ, 1974) с. 61
38. Ragan C E (III) *Phys. Rev. A* **25** 3360 (1982)
39. Ragan C E (III) *Phys. Rev. A* **29** 1391 (1984)
40. De Beaumont P, Leygonie J, in *Proc. of the 5th Symp. on Detonation, Pasadena, 1970*, p. 430
41. Бушман А В, Фортов В Е *УФН* **140** 177 (1983) [Bushman A V, Fortov V E *Sov. Phys. Usp.* **26** 465 (1983)]
42. Куропатенко В Ф, в сб. *Высокоскоростное взаимодействие тел* (Под ред. В М Фомина и др.) (Новосибирск: Изд-во СО РАН, 1999) с. 89
43. Валько В В и др., в кн. *Физика ядерного взрыва* Т. 2 (Под ред. В М Лоборева и др.) (М.: Физматлит, 2010) с. 140
44. Медведев А Б *Вопр. атом. науки и тех. Теор. и приклад. физ.* (1) 12 (1992)
45. Корышев В Р, Medvedev A B *Sov. Tech. Rev. B Therm. Phys.* **5** (2) 37 (1993)
46. Копышев В П, Медведев А Б *Термодинамическая модель сжимаемого коволяма* (Саров: РФЯЦ – ВНИИЭФ, 1995) с. 58
47. Медведев А Б, в сб. *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* (4) 116 (2010)
49. Грязнов В К, Иосилевский И Л, Фортов В Е, в сб. *Ударные волны и экстремальные состояния 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* **8** (22) 1378 (1982) [Gryaznov V K, Iosilevskii I L, Fortov V E *Sov. Tech. Phys. Lett.* **8** 592 (1982)]
51. Трунин Р Ф и др. *TBT* **33** (2) 222 (1995)
52. Duffy T S, Ahrens T J *J. Appl. Phys.* **76** 835 (1994)
53. Wackerle J J. *Appl. Phys.* **33** 922 (1962)
54. Knittle E, in *Mineral Physics & Crystallography: a Handbook of Physical Constants* Vol. 2 (Ed. T J Ahrens) (Washington, DC: American Geophysical Union, 1995)
55. Meade C, Jeanloz R *Phys. Rev. B* **35** 236 (1987)
56. Sato T, Funamori N *Phys. Rev. Lett.* **101** 255502 (2008)
57. Vildanov V G et al. *AIP Conf. Proc.* **370** 121 (1996)
58. Holmes N C, See E F, in *Shock Wave of Condensed Matter — 1991* (Ed. S C Schmidt) (Amsterdam: Elsevier, 1992) p. 91
59. Holmes N C, in *High-Pressure Science and Technology- 1993* (Ed. S C Schmidt) (Woodbury, NY: American Institute of Physics, 1994) p. 153
60. Nikolaev D N et al. *AIP Conf. Proc.* **505** 121 (2000)
61. Трунин Р Ф и др. *ЖЭТФ* **108** 851 (1995) [Trunin R F et al. *JETP* **81** 464 (1995)]
62. Jackson I, Ahrens T J *J. Geophys. Res.* **84** 3039 (1979)
63. Ahrens T J, Lower J H, Lagus P L *J. Geophys. Res.* **76** 518 (1971)
64. Симаков Г В, Трунин Р Ф *Изв. АН СССР Физ. Земли* (9) 80 (1973)
65. Chen G Q, Ahrens T J, Stolper E M *Phys. Earth Planet. Interiors* **134** 35 (2002)
66. Jeanloz R, Ahrens T J *Geophys. J. R. Astron. Soc.* **62** 529 (1980)
67. Boslough M B, Rigden S M, Ahrens T J *Geophys. J. R. Astron. Soc.* **84** 455 (1986)
68. Rigden S M, Ahrens T J, Stolper E M *J. Geophys. Res.* **94** 9508 (1989)
69. Подурец М А, Симаков Г В, Трунин Р Ф *Изв. АН СССР Физ. Земли* (7) 3 (1976)
70. Chhabildas L C, in *Shock Waves in Condensed Matter — 1985* (Ed. Y M Gupta) (New York: Plenum Press, 1986) p. 601
71. Chhabildas L C, Gray D E, in *Shock Waves in Condensed Matter — 1983* Vol. 4 (Eds J R Asay, R A Graham, B V Straub) (Amsterdam: Elsevier, 1984) p. 175
72. Sekine T et al. *Geophys. J. Int.* **120** 247 (1995)
73. Anderson W W et al. *Geophys. J. Int.* **132** 1 (1998)
74. Erskine D, Nellis W J, Weir S T *J. Geophys. Res.* **99** 15529 (1994)
75. Трунин Р Ф, Симаков Г В, Подурец М А *Изв. АН СССР Физ. Земли* (2) 33 (1971)
76. Swegle J W *J. Appl. Phys.* **68** 1563 (1990)
77. Davies G F *J. Geophys. Res.* **77** 4920 (1972)
78. Подурец М А, Трунин Р Ф *Изв. АН СССР Физ. Земли* (7) 21 (1974)
79. De Carli P S, Jamieson J C *J. Chem. Phys.* **31** 1675 (1959)
80. Jeanloz R et al. *Science* **197** 457 (1977)
81. Syono Y et al. *Science* **214** 177 (1981)
82. Hemley R J et al. *Nature* **334** 52 (1988)
83. Williams Q, Jeanloz R *Nature* **338** 413 (1989)
84. McNeil L E, Grimsdich M *Phys. Rev. Lett.* **68** 83 (1992)
85. Panero W R, Benedetti L R, Jeanloz R *J. Geophys. Res.* **108** 2015 (2003)
86. Stolper E D, Ahrens T J *Geoph. Res. Lett.* **14** 1231 (1987)
87. Альтшулер Л В, Трунин Р Ф, Симаков Г В *Изв. АН СССР Физ. Земли* (10) 1 (1965)
88. Альтшулер Л В, Шарипджанов И И *Изв. АН СССР Физ. Земли* (3) 11 (1971)
89. Телегин Г С и др. *Изв. АН СССР Физ. Земли* (5) 22 (1980)
90. Стишов С М, в сб. *Химия земной коры: Геохим. конф., посвящ. 100-летию со дня рождения В И Вернадского, 14–19 марта, 1963 г. Тезисы докладов* (М.: Изд-во АН СССР, 1963) с. 9 [Stishov S M, in *Chemistry of the Earth's Crust. Proc. of the Geochemical Conf. Commemorating the Centenary of Academician V.I. Vernadskii's Birth* (Ed. A P Vinogradov) (Jerusalem: Israel Program for Scientific Translations, 1966)]
91. Козлов Е А и др. *ФММ* **104** 91 (2007) [Kozlov E A et al. *Phys. Met. Metallogr.* **104** 86 (2007)]
92. Nellis W J et al. *J. Chem. Phys.* **94** 2244 (1991)
93. Кузнецов Н М, в сб. *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. B* **82** 184102 (2010)
95. Подурец М А и др. *Изв. АН СССР Физ. Земли* (1) 16 (1981)
96. Swamy V et al. *J. Geophys. Res.* **99** 11787 (1994)
97. Zhernokletov M V et al. *AIP Conf. Proc.* **620** 763 (2002)
98. Ландау Л Д, Лифшиц Е М *Статистическая физика* (М.: Наука, 1964) [Landau L D, Lifshitz E M *Statistical Physics* (Oxford: Pergamon Press, 1980)]
99. Глушко В П (Ред.) *Термодинамические свойства индивидуальных веществ* Т. 1–4 (М.: Наука, 1978–1982) [Glushko V P (Ed.) *Thermodynamic and Thermophysical Properties of Combustion Products* (Jerusalem: Israel Program for Scientific Translations, 1974)]
100. Грязнов В К и др. *Изв. РАН Сер. физ.* **63** 2258 (1999)
101. Кедров О К *Сейсмические методы контроля ядерных испытаний* (М.: Ин-т физики Земли РАН, 2005)
102. Магницкий В А, Артющков Е В, в сб. *Тектоносфера Земли* (Отв. ред. В В Белоусов) (М.: Наука, 1978) с. 487
103. Bullen K E *The Earth's Density* (London: Chapman and Hall, 1975) [Буллен К Е *Плотность Земли* (М.: Мир, 1978)]

104. Жарков В Н *Внутреннее строение Земли и планет* (М.: Наука, 1983) [Zharkov V N *Interior Structure of the Earth and Planets* (Chur: Harwood Acad. Publ., 1986)]
105. Ландау Л Д, Лифшиц Е М *Гидродинамика* (М.: Наука, 1986) [Landau L D, Lifshitz E M *Fluid Mechanics* (Oxford: Pergamon Press, 1987)]

Shock compression of porous metals and silicates

A.B. Medvedev

*Russian Federal Nuclear Center — All-Russian Research Institute of Experimental Physics,
prosp. Mira 37, 607190 Sarov, Nizhny Novgorod region, Russian Federation
Tel. + 7 (83130) 2 20 31. Fax + 7 (83130) 2 03 20
E-mail: postmaster@ifv.vniief.ru*

R.F. Trunin

*Sarov Physics and Technology Institute of the National Research Nuclear University "MEPhI",
ul. Dukhova 6, 607186 Sarov, Nizhny Novgorod region, Russian Federation
Tel. + 7 (83130) 7 68 63. Fax + 7 (83130) 3 48 09
E-mail: rector@sarfti.ru*

This paper reviews the results of experimental research on shock-compressed porous metals conducted in laboratory and underground nuclear explosion environments. The general properties of shock adiabats are discussed. A rather simple wide-range equation of state is used to describe the totality of test data. Porous metals and silicates are comparatively studied for, and found to qualitatively differ in, their behavior over a wide (tens of GPa) pressure range. A possible explanation for the nonstandard behavior of silicates is that the Grüneisen coefficient can assume negative values at elevated pressures and temperatures. A similar anomaly is hypothesized to account for the superadiabatic density gradient in the upper Earth mantle.

PACS numbers: **07.35.+k**, 42.70.Ce, **62.50.-p**, 91.60.Fe, **96.12.-a**

DOI: 10.3367/UFNr.0182.201208b.0829

Bibliography — 105 references

Received 8 August 2011, revised 20 December 2011

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **182** (8) 829–846 (2012)

Physics – Uspekhi **55** (8) (2012)