

## 06 Подобие ударно-волновых полиморфных переходов в системе кремнезема

© С.А. Кинеловский

Институт гидродинамики им. М.А. Лаврентьева СО РАН,  
630090 Новосибирск, Россия  
e-mail: skineg41@gmail.com

Поступило в Редакцию 20 декабря 2021 г.  
В окончательной редакции 8 марта 2022 г.  
Принято к публикации 24 марта 2022 г.

Для веществ системы кремнезема рассмотрена совокупность ударно-волновых экспериментальных данных для термодинамических характеристик полиморфного превращения. Проведен анализ этих характеристик в безразмерном виде. Обнаружен фундаментальный результат: при ударно-волновом нагружении для всех веществ системы термодинамические характеристики вещества после превращения определяются одной универсальной адиабатой Гюгонно полиморфного перехода. Показано, что предложенная ранее автором двухволновая модель полиморфного превращения описывает все полученные при анализе результаты. Совместное рассмотрение экспериментальных данных и модельных расчетов позволяет сделать вывод о том, что при полиморфном превращении плотность новой фазы определяется из условия равенства упругих составляющих давления после первой ударной волны и после полиморфного перехода.

**Ключевые слова:** полиморфизм, ударная волна, фазовый переход, кремнезем, адиабата Гюгонно, подобие.

DOI: 10.21883/JTF.2022.06.52511.320-21

### Введение

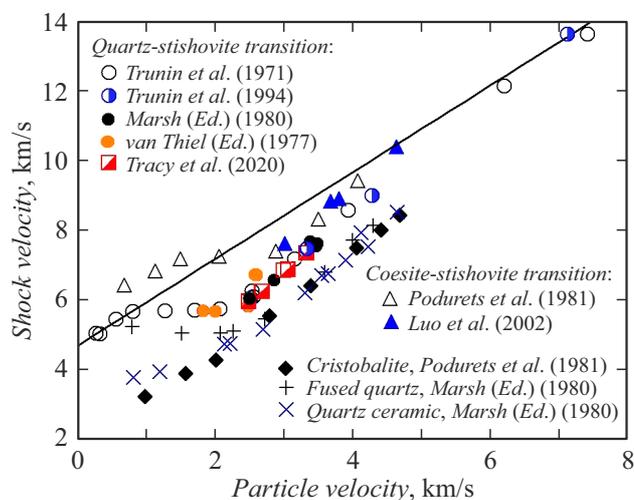
Распространение ударной волны по кристаллическому веществу может приводить к полиморфному переходу — перестройке атомной структуры вещества. Образование за очень короткие промежутки времени новых кристаллических модификаций представляет один из наиболее интересных вопросов физики ударных волн и физики высоких давлений.

Непроходящий интерес исследователей к ударному нагружению кремнезема имеет более чем полувековую историю. Для геофизических приложений это обусловлено тем, что  $\text{SiO}_2$  является доминирующим компонентом планет земной группы. Для физиков, поскольку данная система имеет несколько метастабильных полиморфов, она является удобной модельной системой для изучения фундаментальных физических свойств вещества и, в частности, полиморфных фазовых превращений. В рамках настоящей работы нет возможности сделать обзор результатов проведенных ранее исследований. Такие обзоры в совокупности с трансформацией со временем направлений исследований можно найти, например, в [1–4]. Здесь будут обсуждаться только результаты, непосредственно связанные с проблемами, рассматриваемыми в настоящей работе.

Из ранних исследований можно сделать вывод, что никогда не делалась попытка термодинамического анализа известных экспериментальных результатов по полиморфному превращению для всей системы кремнезема в целом. Такие результаты графически представлены на рис. 1 на плоскости  $(u_s - u_p)$ , где  $u_s$  — скорость ударной волны, а  $u_p$  — массовая скорость нагружаемого

вещества за фронтом волны как до, так и после фазового перехода. Эти данные взяты из [4–10] (заметим, что все они, кроме данных [4], имеются и в базе данных [11]). Следует отметить, что мы рассматриваем только непористые материалы или материалы с очень малой пористостью не более 3%.

Из рис. 1 видно, что для каждого кристаллического вещества адиабата Гюгонно состоит из нескольких участков. Первый участок соответствует адиабате Гюгонно первой ударной волны и описывается, как обычно, прямой линией:  $U_s = a + \lambda u_p$ , где  $a$  и  $\lambda$  — эмпирические коэффициенты (на графике для кварца это



**Рис. 1.** Данные адиабаты Гюгонно для фазового перехода в кремнеземе. Прямая линия — адиабата первой волны в кварце.

иллюстрируют экспериментальные точки и прямая линия, которая экстраполирована до больших значений  $u_s$ ; использованные здесь значения  $a$  и  $\lambda$  — даны ниже в таблице). Этот участок заканчивается при некоторой скорости  $u_s^{(1)}$ . Далее, практически при этом же значении скорости волны, массовая скорость вещества испытывает скачок, и начинается участок адиабаты Гюгонио фазы высокого давления. При этом, как показано в [4] для кварца, полностью новая фаза еще не сформирована; это произойдет несколько позже при некоторой величине  $u_s^{(2)}$  скорости волны (на графике это не столь очевидно) и далее идет уже собственно адиабата Гюгонио новой фазы.

Из анализа всех предыдущих исследований также следует, что до недавнего времени не удалось создать термодинамическую модель процесса, которая правдоподобно могла бы описать динамические характеристики материала после фазового перехода для любого кристаллического вещества. Такая двухволновая модель, базирующаяся на фундаментальных термодинамических величинах, недавно была рассмотрена в [12–15]. Поскольку эта модель используется в настоящей работе, следует отметить ее основные положения.

— Параметры  $a$  и  $\lambda$  ударной адиабаты первой ударной волны определяются путем линейной аппроксимации экспериментальных данных  $u_s$  и  $u_p$  вблизи начала фазового перехода. Возможные проблемы, возникающие в случае малого количества экспериментальных точек, достаточно подробно обсуждаются в [12–15].

— Уравнение состояния любой фазы записывается в форме Ми–Грюнайзена, причем „холодные“ (упругие) составляющие давления и энергии берутся в виде

$$p_e = \frac{K_0}{n} \left( \left( \frac{\rho}{\rho_0} \right)^n - 1 \right), \quad (1)$$

$$E_e = \frac{K_0}{n\rho_0} \left\{ \frac{1}{n-1} \left[ \left( \frac{\rho}{\rho_0} \right)^{n-1} - 1 \right] + \left( \frac{\rho_0}{\rho} - 1 \right) \right\}, \quad (2)$$

где  $K_0$  — модуль объемного сжатия,  $n = K'_0$  — его производная по давлению при  $p = 0$ ,  $\rho_0$  — плотность в нормальных условиях, а индекс „e“ обозначает упругие составляющие давления и энергии. Отметим, что, подобно [16], небольшая разница между изотермическим и адиабатическим модулями в настоящей работе не учитывается.

— Анализ (2) показывает, что для всех рассматриваемых нами фазовых переходов упругая энергия новой фазы уменьшается [12–15].

— Полиморфный переход осуществляется в „фазовом скачке“ — ударной волне, возникающей непосредственно за фронтом первой ударной волны и являющейся неподвижной относительно фронта первой волны. Интенсивность скачка уменьшается с ростом скорости ударной волны.

— Дополнительное сжатие вещества при фазовом превращении осуществляется за счет уменьшения упругой энергии.

— Плотность новой фазы при любой скорости ударной волны определяется из условия равенства упругих составляющих давления после первой ударной волны и после фазового скачка. Тогда с учетом (1) получаем

$$\rho_2 = \rho_{02} \left\{ \frac{K_{01}n_2}{K_{02}n_1} \left[ \left( \frac{\rho_1}{\rho_{01}} \right)^{n_1} - 1 \right] + 1 \right\}^{\frac{1}{n_2}}, \quad (3)$$

где индексы 1 и 2 относятся соответственно к первой и второй фазе.

— Остальные характеристики вещества — давление, массовая скорость и внутренняя энергия — определяются из классических уравнений динамической совместности на фронте ударной волны и фазовом скачке. В частности, для давления получаем:

$$p_2 = p_1 + \rho_{01}u_s(u_{p2} - u_{p1}) = \rho_{01}u_s u_{p2}. \quad (4)$$

— Полный переход пересекающего фронт ударной волны вещества в новую фазу происходит при скорости  $u_s^{(2)}$  ударной волны и определяется условием

$$|\Delta E_{e21}(u_s)| \geq k p_1(u_s) \left( \frac{1}{\rho_1(u_s)} - \frac{1}{\rho_2(u_s)} \right), \quad (5)$$

где  $\Delta E_{e21}$  — изменение удельной упругой энергии вещества, а  $k$  — эмпирический коэффициент. Сопоставление с экспериментальными результатами для различных веществ, в том числе и не входящих в систему кремнезема, дало, что  $k \approx 1/2$ .

— Модель не описывает неравновесное состояние вещества и поэтому, вообще говоря, справедлива при  $u_s \geq u_s^{(2)}$ , и при этом не учитывает возможные эффекты плавления или испарения вещества. Для некоторых веществ (например, графит и нитрид бора)  $u_s^{(1)} \approx u_s^{(2)}$ .

Значения параметров, характеризующих рассматриваемые в настоящей работе вещества, приведены в таблице. Принятые плотности для рассматриваемых в работе веществ взяты из [11], причем приведенное в [9,11] значение плотности кристобалита указывает на то, что в экспериментах использовались пористые образцы с пористостью  $m \approx 1.08$  (отношение плотностей сплошного и пористого материалов). Хотя выше и говорилось, что будут рассматриваться только результаты для пористых образцов с  $m \leq 1.03$ , здесь было сделано исключение в виду отсутствия других результатов. Расчетные оценки по модели в данном случае проводились аналогично [15]. Для кристобалита в [16] приведено значение модуля объемного сжатия  $K_0 = 11.5$  ГПа. В нашем случае было принято оценочное значение 10 ГПа, поскольку в [15] было показано, что для получения правдоподобных результатов расчетов для пористого материала значение  $K_0$  приходится уменьшать. Для кварцевой керамики в виду отсутствия данных для  $K_0$  также принято оценочное значение.

Для ряда веществ (кварц, коэсит, стишовит, плавный кварц) в литературе имеются многочисленные оценки модуля объемного сжатия в начальных условиях.

Значения характеристических параметров веществ, принятые в настоящей работе

Вещество	$\rho_0, \text{g/cc}$	$K_0, \text{GPa}$	$n$	$c_{0B}, \text{km/s}$	$a, \text{km/s}$	$\lambda$	$u_s^{(1)}, \text{km/s}$	$u_s^{(2)}, \text{km/s}$
Кристобалит	2.13	$\sim 10$	3.5	2.17	1.932	1.391	3.3	—
Кварц	2.65	37–39	4	3.84	4.757	1.25	5.8	7.2
Козсит	2.92	105	3.5	6.0	2.808	1.389	6.5	8.7
Стишовит	4.31	300	5	8.34	—	—	—	—
Плавленный кварц	2.2	37	—	4.19	—	—	5.1	—
Керамический кварц	2.15	11.5	—	2.3	—	—	1.6–2	—

В настоящей работе величины  $K_0$  и  $n$  оценивались из условия наилучшего описания уравнением (1) известных экспериментальных результатов для нормальных изотерм. Отметим, что полученные и приведенные в таблице значения для  $K_0$  попадают в известные из литературы диапазоны их значений для соответствующих веществ и, в частности близки к приведенным в [16]. Объемная скорость звука в нормальных условиях, подобно [17], оценивалась из соотношения  $\rho_0 c_{0B}^2 = K_0$ .

Параметры  $a$  и  $\lambda$  ударной адиабаты первой ударной волны в том случае, когда до начала фазового перехода имеется достаточное количество экспериментальных данных для  $u_s$  и  $u_p$ , могут быть определены по методу наименьших квадратов. В противном случае процедура определения этих параметров подробно описана в [12–15].

## 1. Результаты исследования

Участки экспериментальных зависимостей на рис. 1, относящиеся к адиабате фазового перехода, указывают на возможное существование подобия между процессами фазового перехода для указанных веществ. Будем рассматривать результаты экспериментов в безразмерном виде. Для каждого вещества скорости будем брать в отношении к объемной скорости  $c_{0B}$  звука, а давления — в отношении к  $\rho_0 c_{0B}^2$ . Тем самым для скорости ударной волны, массовой скорости и давления вводятся безразмерные величины:  $U_s = u_s/c_{0B}$ ,  $U_p = u_p/c_{0B}$ ,  $\Pi = p/K_0$ . В результате такой замены данные для адиабат Гюгоню, представленные выше на рис. 1, преобразуются к виду, показанному на рис. 2. В отличие от первого графика на рис. 2 скорость ударной волны и массовая скорость вещества поменялись местами. На взгляд автора так более логично, поскольку в эксперименте и в расчетах задается именно скорость ударной волны, а искомыми величинами являются характеристики вещества после фазового превращения. Здесь же приведена расчетная зависимость  $U_p(U_s)$  для кварца. На рис. 3 представлены экспериментальные данные для адиабаты Гюгоню после фазового перехода в виде зависимости  $\Pi(U_s)$  совместно с результатом расчета по модели для перехода кварц–стишовит.

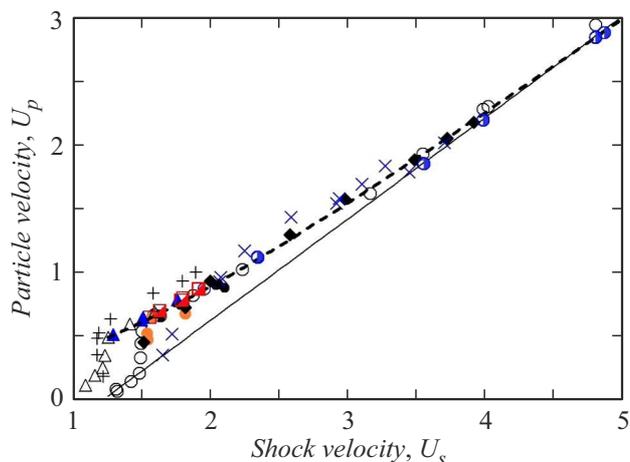


Рис. 2. Данные для адиабаты Гюгоню в безразмерном виде для фазового перехода в кремнеземе. Прямая линия — экстраполированная адиабата первой волны в кварце, прерывистая линия — расчет по рассматриваемой в данной статье модели полиморфного перехода кварц–стишовит. Обозначения экспериментальных данных те же, что на рис. 1.

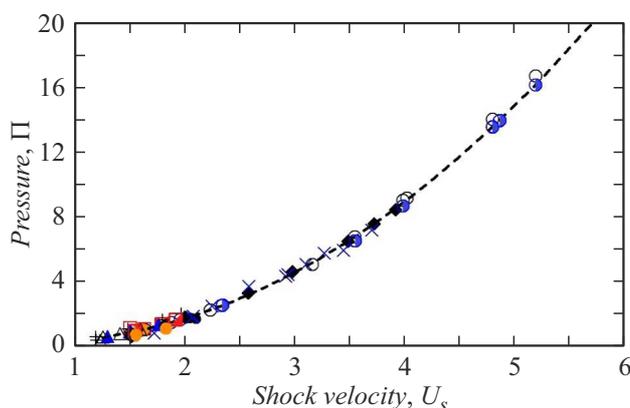


Рис. 3. Данные адиабаты Гюгоню в безразмерном виде для фазового перехода в кремнеземе. Прерывистая линия — расчет  $\Pi(U_s)$  по рассматриваемой в настоящей работе модели полиморфного перехода кварц–стишовит. Обозначения экспериментальных данных те же, что на рис. 1.

Процедура определения расчетных величин, необходимых для сравнения с экспериментальными данными, достаточно проста. Записываются стандартные уравнения динамической совместности на фронтах первой ударной волны и фазового скачка, к которым добавляются формулы (1)–(3). По полученной системе уравнений находятся требуемые величины в зависимости от скорости ударной волны.

## 2. Обсуждение результатов

Данные, представленные на рис. 2, подтверждают высказанное выше предположение о возможности существования подобия процессов полиморфного превращения в системе кремнезема: все экспериментальные данные для всех рассмотренных кристаллических веществ системы в безразмерном виде укладываются на одну кривую, которая с ростом  $U_s$  сходится, в частности, к адиабате Гюгонно первой ударной волны в кварце. При этом до начала фазового перехода ( $u_s \leq u_s^{(1)}$ ) каждое вещество имеет свою ударную адиабату как в размерном, так и в безразмерном виде. Для некристаллических веществ системы наблюдается такая же тенденция схождения к адиабате Гюгонно кварца.

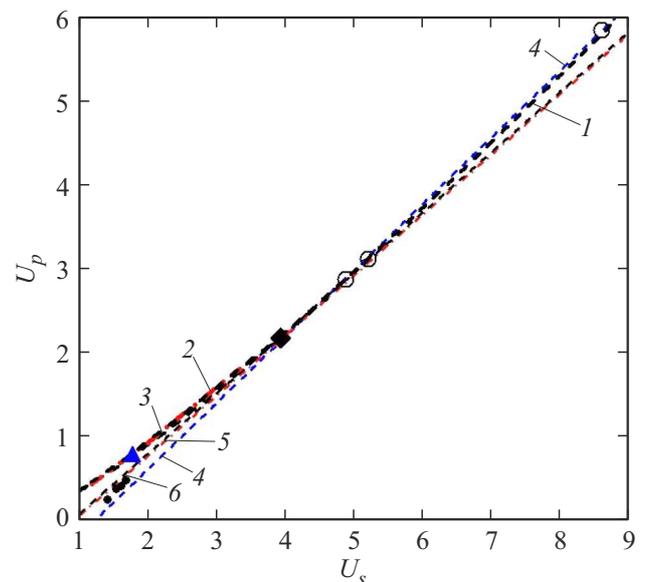
Рис. 3, где представлены данные для зависимости  $P(U_s)$  давления от скорости ударной волны, также демонстрирует наличие подобия полиморфных переходов для всех рассмотренных веществ системы. Аналогичная картина наблюдается и для экспериментальных зависимостей  $P(U_p)$  и  $U_s(U_p)$ . Таким образом, мы получили универсальный набор адиабат Гюгонно полиморфного перехода для системы кремнезема. Этот набор носит фундаментальный характер, поскольку позволяет определить динамические характеристики любого кристаллического вещества системы при полиморфном превращении в зависимости от скорости ударной волны. Отметим еще, что в случае зависимостей  $P(U_s)$  (рис. 3) и  $P(U_p)$  экспериментальные данные для аморфных веществ системы (плавленый кварц и керамика) не просто сходятся к универсальным адиабатам фазового перехода, а вместе с кристаллическими веществами весьма точно соответствуют этим зависимостям для всех значений скорости ударной волны.

Теперь рассмотрим, в какой степени полученным результатам соответствуют расчеты по указанной выше термодинамической модели. Выбор этой модели обусловлен, собственно, тем, что в [12–15] было показано хорошее соответствие данной модели экспериментальным данным и, в частности, было показано, что она единственная достаточно точно описывает экспериментальные зависимости  $u_p(u_s)$  после фазового перехода для различных веществ.

Ранее попытки построить модели, описывающие кинетику фазового перехода в условиях нестационарного процесса, предпринимались неоднократно. В рамках настоящей работы нет возможности проводить обзор этих

работ. Отметим здесь только принципиальный момент. Общим в них было то, что в окрестности начала фазового перехода ( $u_s \approx u_s^{(1)}$ ) постулировалось уравнение, с помощью которого тем или иным способом задавалась величина доли вещества, перешедшего в новую фазу (например, [1,18] и некоторые более поздние работы). Причина того, что ни одна из этих моделей не стала общепризнанной, частично объясняется критическим замечанием автора [18]: указанное выше „уравнение не соотносит путь перехода с фундаментальными термодинамическими величинами, оно не дает никакого нового представления о базовом механизме перехода“. Помимо этого, эти модели описывали только сам переход, но не описывали характеристики состояния вещества после перехода при любой скорости ударной волны.

В нашей модели нестационарный участок полиморфного превращения не рассматривается, а вместо этого вводится выражение (3), физический смысл которого был изложен выше и которое позволяет определить плотность новой фазы для любой скорости ударной волны. Данные, представленные на рис. 2 и 3, иллюстрируют, что расчетная ударная адиабата фазового перехода кварц–стишовит описывает экспериментальные результаты для универсальной адиабаты Гюгонно. Результаты расчетов для фазовых переходов коэзит–стишовит и кристобалит–кварц полностью подтвердили выводы, которые приведены выше для перехода кварц–стишовит. Эти результаты для  $(U_s - U_p)$  — адиабаты Гюгонно представлены на рис. 4. На графике видно, что все адиабаты Гюгонно фазового перехода (кривые 1–3) практически совпадают друг с другом. Заметим, что



**Рис. 4.** Результаты расчетов  $(U_s - U_p)$  — адиабат Гюгонно фазового перехода (1 — кварц, 2 — коэзит, 3 — кристобалит) и первой ударной волны (4 — кварц, 5 — коэзит, 6 — кристобалит) в сравнении с экспериментальными данными. Черные кружки — стшовит, остальные обозначения экспериментальных данных те же, что на рис. 1.

идеального их совпадения можно, например, достигнуть малой коррекцией значений  $a$  и  $\lambda$  для первой ударной волны. Следовательно, можно сделать вывод, что рассматриваемая модель описывает отмеченный выше экспериментальный результат — существование универсальной адиабаты Гюгонио фазового перехода для веществ системы кремнезема. Из рис. 4 также видно, что для всех веществ адиабаты Гюгонио первой ударной волны с ростом ее скорости сходятся к универсальной адиабате фазового перехода и в какой-то момент сливаются с ней. Точнее, ударная адиабата фазового перехода пересекает их под малым углом. Физический смысл такого пересечения для каждого вещества заключается в том, что интенсивность фазового скачка становится нулевой (нулевое изменение характеристик вещества на его фронте), фазовый скачок пропадает и в дальнейшем фазовый переход и состояние вещества определяются адиабатой Гюгонио первой волны. На рис. 4 это иллюстрируют экспериментальные данные, которые не были показаны на рис. 1 и 2: это данные [6] для кварца при скоростях ударной волны  $u_s = 20$  km/s (давление после фазового перехода  $p \approx 630$  GPa) и при  $u_s = 33$  km/s ( $p \approx 1.9$  TPa). Видно, что эти точки лежат на адиабате Гюгонио первой волны для кварца (линия 4). Еще раз напомним, что расчетная линия 1 фазового превращения, показанная здесь для больших значений  $U_s$  в целях наглядности и проходящая на графике чуть ниже линии 4, физически уже не существует. Для других веществ, для которых проводился расчет, экспериментальные данные с высокими значениями  $U_s$  отсутствуют; на рис. 4 для двух веществ показаны точки из баз данных с максимальными значениями скорости ударной волны. Кроме того, для сравнения на рис. 4 показаны экспериментальные данные [19] для адиабаты Гюгонио стishовита.

Отметим, что все изложенное выше не противоречит традиционной двухволновой схеме фазового перехода (см., например, [20,21]), отличие от которой заключается лишь в причинах возникновения фазового скачка и в определении момента, когда происходит переход от двух волновой конфигурации к одноволновой.

С учетом проведенных сопоставлений расчетных и экспериментальных данных сделанный выше вывод о существовании универсальной адиабаты фазового перехода следует дополнить тем, что универсальный набор адиабат Гюгонио полиморфного перехода для системы кремнезема существует на стадии процесса, когда реализуется двухволновая конфигурация.

Рассмотрим теперь другие результаты, которые получаются в расчетах с использованием модели [12–15] полиморфного превращения.

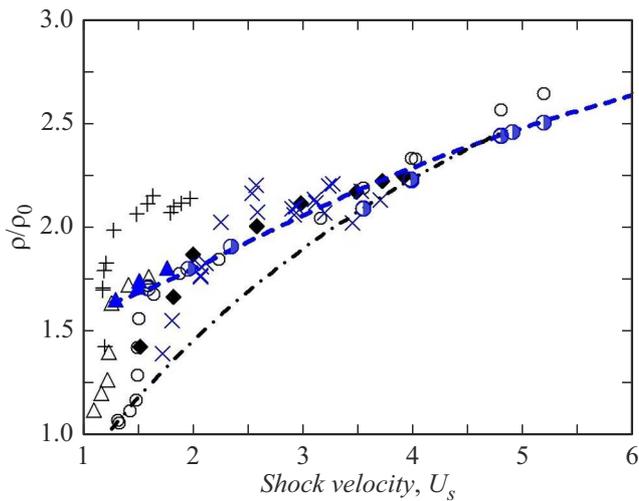
В качестве основного определяющего параметра при переходе к безразмерным величинам нами была выбрана объемная скорость звука каждого вещества в нормальных условиях. Рассмотрим, что произойдет с полученными выше результатами, если используется не совсем точное значение этой скорости. В этом случае как

экспериментальные, так и расчетные по модели точки остаются на соответствующей универсальной адиабате Гюгонио, смещаясь вверх или вниз вдоль нее. Аналогичная ситуация будет наблюдаться с расчетными точками, если в модели предположить, что фазовый скачок не неподвижен относительно первой ударной волны, а обладает относительно нее какой-то скоростью. Оказывается, что единственным вариантом, когда расчетные кривые „уходят“ с экспериментальных универсальных адиабат Гюгонио, является отказ в модели от выражения (3). Тем самым мы фактически получили подтверждение одного из заложенных в модель [12–15] предположений: при полиморфном переходе плотность новой фазы определяется из условия равенства упругих составляющих давления фаз после первой ударной волны и после фазового скачка.

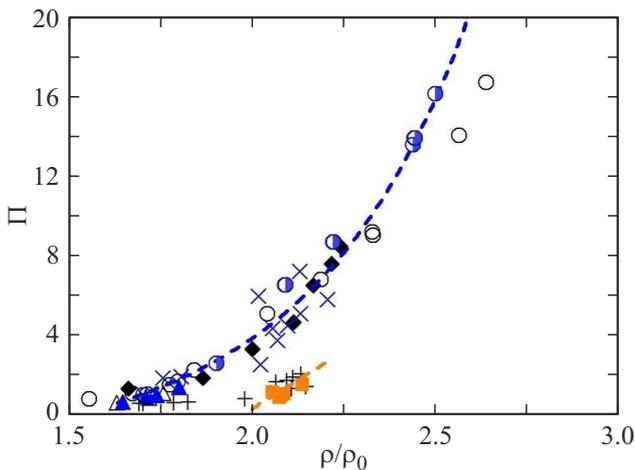
Кроме этого, можно отметить еще один момент, положительно характеризующий рассматриваемую модель. В [4], где проводились *in situ* исследования кристаллической структуры ударно-сжатого  $\alpha$ -кварца, было отмечено, что при давлении  $\sim 63$  GPa пики  $\alpha$ -кварца исчезли, что свидетельствует о полном переходе в кристаллическую фазу высокого давления. В рассматриваемой модели полный переход вещества в новую фазу происходит при скорости  $u_s^{(2)}$ , определяемой выражением (5) со знаком равенства. Для кварца это происходит при  $u_s^{(2)} \approx 7.2$  km/s и при этом давление на фазовом скачке  $\sim 60$  GPa.

Теперь остановимся на том факте, что в настоящей работе плотность вещества, точнее безразмерная величина степени сжатия вещества  $\sigma = \frac{\rho}{\rho_0} = \frac{V_0}{V}$  ( $V$  — удельный объем), после полиморфного превращения в обсуждении не затрагивалась.

На рис. 5 представлены результаты для  $\sigma(U_s)$ . Можно сразу заметить, что такой идеальности, с которой расчетная адиабата Гюгонио полиморфного перехода кварца описывала экспериментальные данные для всех веществ на рис. 2 и 3, здесь не наблюдается. Напомним, что „экспериментальные“ данные для давления и плотности во всех базах данных получаются с помощью измеряемых в опытах значений скоростей  $u_s$  и  $u_p$  расчетом из уравнений сохранения массы и импульса, и при этом „разброс“ данных несколько возрастает. Если на это не обращать внимания, то можно отметить, что расчетная адиабата Гюгонио полиморфного перехода в кварце неплохо описывает результаты для кристаллических веществ системы (правда, для коэсита наблюдается тенденция к тому, что экспериментальные результаты лежат немного выше расчетной кривой), но плохо описывает результаты в случае некристаллических веществ. Аналогичные выводы можно сделать и для зависимости  $\Pi(\sigma)$ , результаты для которой представлены на рис. 6. Здесь по сравнению с предыдущими графиками добавлены экспериментальные и расчетные данные [22] для плавленного кварца.



**Рис. 5.** Зависимость степени сжатия веществ системы кремнезема от безразмерной скорости ударной волны. Точки — данные экспериментов, линии — расчет по модели для перехода кварц–стишовит. Штрихпунктирная линия — адиабата Гюгонио первой ударной волны, штриховая линия — адиабата Гюгонио полиморфного перехода.



**Рис. 6.** Данные адиабаты Гюгонио полиморфного перехода для безразмерного давления  $\Pi(\sigma)$ . Обозначения экспериментальных данных те же, что на рис. 1, оранжевые квадраты — экспериментальные данные по плавленому кварцу из работы [22]. Синяя штриховая расчетная кривая относится к кварцу (настоящая работа), оранжевая штриховая — к плавленому кварцу [22].

На основании результатов, представленных на рис. 5 и 6, можно сделать вывод, что адиабаты Гюгонио, в которых используется плотность веществ, описываются универсальными зависимостями, по-видимому, только в случае кристаллических веществ системы кремнезема.

Вернемся теперь к рассмотренным выше наиболее важным универсальным зависимостям, описывающим все вещества системы кремнезема. Расчетные кривые для кварца, которые описывали экспериментальные дан-

ные после полиморфного превращения на рис. 2 и 3, удается аппроксимировать приведенными ниже аналитическими зависимостями:

$$\Pi(U_s) = 0.605 - 0.946U_s + 0.761U_s^2,$$

$$\Pi(U_p) = -0.249 + 1.116U_p + 1.331U_p^2,$$

$$U_s(U_p) = -0.131 + 1.332\sqrt{U_p} + 0.951U_p,$$

$$U_p(U_s) = \left[ \sqrt{\left(\frac{1.332}{1.902}\right)^2 + \frac{U_s + 0.131}{0.951}} - \frac{1.332}{1.951} \right]^2.$$

Последние две аппроксимации можно заменить более простыми выражениями, которые следуют с помощью (4) из первых двух:

$$U_p(U_s) = \Pi(U_s)/U_s, \quad U_s(U_p) = \Pi(U_p)/U_p.$$

Все приведенные выражения идеально описывают расчетные и экспериментальные данные вплоть до  $U_s \sim 8$ , что, например, для кварца соответствует скорости ударной волны  $u_s \sim 30$  km/s.

В завершение настоящего исследования необходимо отметить еще один момент. Имеются вполне обоснованные предположения о том, что полученные в работе универсальные адиабаты Гюгонио полиморфного превращения относятся не только к системе кремнезема, а справедливы и для других веществ в условиях полиморфного превращения. Предварительная проверка показала, что экспериментальные данные по полиморфному переходу, которые использовались в [12] (графит), в [14] (BN), а также данные [23] ( $\text{Si}_3\text{N}_4$ ) в точности соответствуют полученным выше универсальным адиабатам Гюгонио. Окончательный вывод о справедливости высказанного предположения можно будет сделать после проведения дополнительных исследований.

## Заключение

В работе проведен анализ множества экспериментальных данных ударно-волнового нагружения и полиморфного превращения веществ системы кремнезема. Анализ проводился на основе термодинамических характеристик процесса и не касался вопросов, связанных с изменением кристаллической структуры вещества. На основе только термодинамики процесса полиморфного превращения удалось обнаружить новые свойства веществ, имеющие фундаментальный характер.

— Обнаружено, что полиморфные переходы системы частично подобны друг другу. В процессе перехода основные характеристики (скорости, давление) в безразмерном виде на стадии процесса, когда реализуется двухволновая конфигурация, описываются универсальными адиабатами Гюгонио полиморфного превращения, одинаковыми для всех веществ системы, хотя адиабата Гюгонио первой ударной волны у всех веществ была

своя. Приведены данные, свидетельствующие о том, что этот результат может иметь место в более широком классе веществ, чем система кремнезема.

— Показано, что предложенная ранее модель полиморфного превращения описывает ряд специфических моментов процесса. При этом получено подтверждение одного из основных допущений модели — плотность новой фазы определяется из условия равенства упругих составляющих давления на фронте первой волны и на фазовом скачке — и оно, по-видимому, является фундаментальным свойством полиморфного превращения вещества в ударной волне.

### Конфликт интересов

Автор заявляет, что у него нет конфликта интересов.

### Список литературы

- [1] J.W. Swegle. *J. Appl. Phys.*, **68**, 1563 (1990).
- [2] R.J. Hemley, C.T. Prewitt, K.J. Kingma. *Rev. Mineral.*, **29**, 41 (1994).
- [3] S.-N. Luo, T.J. Ahrens, P.D. Asimow. *J. Geophys. Res.*, **108** (B9), 2421 (2003). DOI:10.1029/2002JB002317
- [4] S.J. Tracy, S.J. Turneure, T.S. Duffy. *Sci. Adv.*, **6** (35), eabb3913 (2020). DOI: 10.1126/sciadv.abb3913
- [5] Р.Ф. Трунин, Г.В. Симаков, М.А. Подурец, Б.Н. Моисеев, Л.В. Попов. *Изв. АН СССР. Физика Земли*, **1**, 142 (1971).
- [6] Р.Ф. Трунин. *УФН*, **164** (11), 1215 (1994).
- [7] S.P. Marsh (Ed.). *LASL Shock Hugoniot Data* (Univ. California Press, Berkeley, 1980)
- [8] M. van Thiel (Ed.), *Compendium of Shock Wave Data* (Livermore: Lawrence Livermore Laboratory Report UCRL-50108, 1977), p. 373.
- [9] М.А. Подурец, Г.В. Симаков, Г.С. Телегин, Р.Ф. Трунин. *Изв. АН СССР, Физика Земли*, **1**, 16 (1981).
- [10] S.N. Luo, J.L. Mosenfelder, P.D. Asimov, T.J. Ahrens. *Geophys. Res. Lett.*, **29** (14), (2002). DOI: 10.1029/2002GL015627
- [11] Электронная база данных ударно-волновых экспериментов. [Электронный ресурс]. Режим доступа: <http://www.ihed.ras.ru/rusbank/catsearch.php>
- [12] С.А. Кинеловский. *ПМТФ*, **61** (4), 141 (2020). DOI: 10.15372/PMTF20200416 [S.A. Kinelovskii. *J. Appl. Mechan. Tech. Phys.*, **61** (4), 623 (2020). DOI: 10.1134/S0021894420040161]
- [13] С.А. Кинеловский. *ПМТФ*, **62** (2), 42 (2021). DOI: 10.15372/PMTF20210204 [S.A. Kinelovskii. *J. Appl. Mechan. Tech. Phys.*, **62** (2), 214 (2021). DOI: 10.1134/S0021894421020048]
- [14] С.А. Кинеловский. *ПМТФ*, **62** (4), 22 (2021). DOI: 10.15372/PMTF20210403 [S.A. Kinelovskii. *J. Appl. Mechan. Tech. Phys.*, **62** (4), 542 (2021). DOI: 10.1134/S0021894421040039]
- [15] С.А. Кинеловский. *ЖТФ*, **91** (11), 1707 (2021). DOI: 10.21883/JTF.2022.06.52511.320-21
- [16] H. Kimizuka, S. Ogata, J. Li, Y. Shibutani. *Phys. Rev. B*, **75**, 054109 (2007). DOI: 10.1103/PhysRevB.75.054109
- [17] T. Sato, N. Funamori. *Phys. Rev. Lett.*, **101**, 255502 (2008). DOI: 10.1103/PhysRevLett.101.255502
- [18] J.C. Boettger. *J. Appl. Phys.*, **72**, 5500 (1992).
- [19] S.-N. Luo, J.L. Mosenfelder, P.D. Asimov, T.J. Ahrens. *Geophys. Res. Lett.*, **29** (14), 1691 (2002). DOI: 10.1029/2002GL015627
- [20] G.E. Duvall, R.A. Graham. *Rev. Modern Phys.*, **49** (3), 523 (1977). DOI: 10.1103/RevModPhys.49.523
- [21] Л.В. Альтшулер. *ПМТФ*, **19** (4), 93 (1978). [L.V. Al'tshuler. *J. Appl. Mech. Tech. Phys.*, **19** (4), 496 (1978).]
- [22] S.J. Tracy, S.J. Turneure, T.S. Duffy. *Phys. Rev. Lett.*, **120**, 135702 (2018). DOI: 10.1103/PhysRevLett.120.135702
- [23] А.А. Баканова, В.А. Бугаева, И.П. Дудолодов, Р.Ф. Трунин. *Изв. АН СССР. Сер. Физика Земли*, **6**, 58 (1995).