

УДК 536.424.1

МОДЕЛЬ ПОЛИМОРФНОГО ПРЕВРАЩЕНИЯ ВЕЩЕСТВА В УДАРНОЙ ВОЛНЕ

1. УГЛЕРОД

С. А. Кинеловский

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

Рассмотрена модель, позволяющая на основе экспериментальных данных о сжатии вещества ударной волной описать процесс полиморфного фазового перехода в ударной волне. При этом полагается, что фазовый переход в непористом веществе имеет мартенситный характер и происходит в стационарной ударной волне, возникающей позади первой в непосредственной близости от нее. Определены условия возникновения этой ударной волны. Модель апробирована для непористого пиролитического графита. Показано, что модель удовлетворительно описывает экспериментальные результаты, полученные в различных исследованиях для этого типа графита.

Ключевые слова: полиморфизм, ударная волна, графит, алмаз, фазовый переход.

DOI: 10.15372/PMTF20200416

Введение. Распространение ударной волны по кристаллическому веществу может приводить к полиморфному переходу — перестройке атомной структуры вещества. Согласно [1] “образование за короткие промежутки времени $\sim 10^{-7}$ с новых кристаллических модификаций представляет один из наиболее интересных вопросов физики ударных волн и физики высоких давлений”.

В настоящей работе рассматривается ударно-волновой полиморфизм углерода: переход графит — алмаз, исследование которого ведется в течение уже более 50 лет. За это время опубликовано большое количество работ, в которых приведены результаты исследований влияния на данный фазовый переход различных факторов, таких как технология изготовления и структура образцов, их начальная плотность и температура, способы создания ударной волны и др. Обзор этих работ приведен в [2–7]. На основе анализа результатов проведенных ранее исследований можно сделать ряд выводов, связанных с тематикой данной работы.

1. Для графита различного типа значения давления и скорости ударной волны в начале фазового перехода, а также время Δt его осуществления существенно различаются. Например, в случае пиролитического графита для давления указываются значения ~ 40 ГПа [8] или 34 ГПа [9], в случае прессованных пористых образцов — $18 \div 23$ ГПа [8–10]. По оценкам, диапазон значений времени, в котором графит превращается в алмаз или алмазоподобную фазу высокого давления, составляет от $\Delta t \approx 10^{-8}$ с [10, 11] до $\Delta t \approx 3 \cdot 10^{-7}$ с [12], причем последнее значение соответствует прессованному пористому графиту. Указанные разли-

чия обычно объясняются реализацией разных механизмов превращения для различных типов графита.

2. Принято считать, что о фазовом переходе в графите при его ударном нагружении свидетельствует двухволновая структура, возникающая в некотором диапазоне значений скорости ударной волны, входящей в образец [13–17]. При увеличении интенсивности ударной волны эта конфигурация исчезает [13, 14] и фазовый переход происходит в одной ударной волне.

3. Рассматриваются в основном два механизма превращения: мартенситное и диффузионное. Для высококристаллических (с преобладанием гексагональной фазы и достаточно высокой плотностью) сортов графита переход осуществляется по мартенситному механизму [5, 18]. В пористых и низкокристаллических сортах графита (при этом реализуется двухволновая структура) переход происходит по диффузионному механизму, чем объясняется относительно низкое давление в начале фазового перехода [19], при этом допускается неполный переход графита в алмаз [16, 20].

Заметим, что использованный выше термин “механизм” не совсем точный и следует говорить о мартенситном или диффузионном характере превращения. По мнению автора данной работы, механизм — это термодинамическая модель, позволяющая описать не только характер перехода, но и характеристики состояния вещества после полиморфного превращения. В настоящее время такая модель отсутствует, и ее создание является целью данной работы.

Постановка задачи. Будем полагать, что переход имеет мартенситный характер; в рассматриваемом случае это означает, что весь графит при пересечении фронта ударной волны полностью переходит в фазу высокого давления.

В настоящей работе рассмотрим один тип графита — пиролитический графит, для которого согласно изложенным выше результатам анализа реализуется одноволновая конфигурация перехода и имеется достаточно много непротиворечивых результатов экспериментальных исследований полиморфного перехода. При этом будем рассматривать непористые и пористые (пористость не более 3 %) образцы, поскольку результаты для последних незначительно отличаются от получаемых для сплошного вещества.

Результаты экспериментов будем использовать в виде “графитовой ветви” ударной адиабаты Гюгонио для скоростей. Эти результаты обычно описываются линейной зависимостью

$$D = a + \lambda U, \quad (1)$$

где a , λ — эмпирические константы; D — скорость ударной волны; U — массовая скорость. Остальные характеристики процесса, в том числе “алмазная ветвь” адиабаты Гюгонио, давление и плотность после полиморфного превращения, должны описываться построенной термодинамической моделью.

Уравнение состояния углерода. Для построения модели требуются уравнения состояния графита и алмаза. “Проблема уравнения состояния углерода усложнена тем обстоятельством, что имеются существенно различающиеся по своим свойствам графитоподобные фазы — гексагональная и ромбоэдрическая, и алмазные фазы — кубическая (алмаз) и вюрцитоподобная (лонсдейлит)” [21]. Поскольку рассматриваются относительно небольшие значения давления и с целью упрощения модели попытаемся описать обе фазы углерода наиболее простым уравнением состояния типа уравнения Ми — Грюнайзена

$$p(\rho, T) = p_e(\rho) + p_h(\rho, T), \quad p_h(\rho, T) = \Gamma_0 \rho E_{ih}(T), \quad E_{ih}(T) = c_v(T - T_0),$$

где удельная теплоемкость c_v и коэффициент Грюнайзена Γ_0 полагаются постоянными; температура T_0 при нормальных условиях принимается равной 300 К; индексы e , h соответствуют упругой и тепловой составляющим, а индекс i — внутренней энергии.

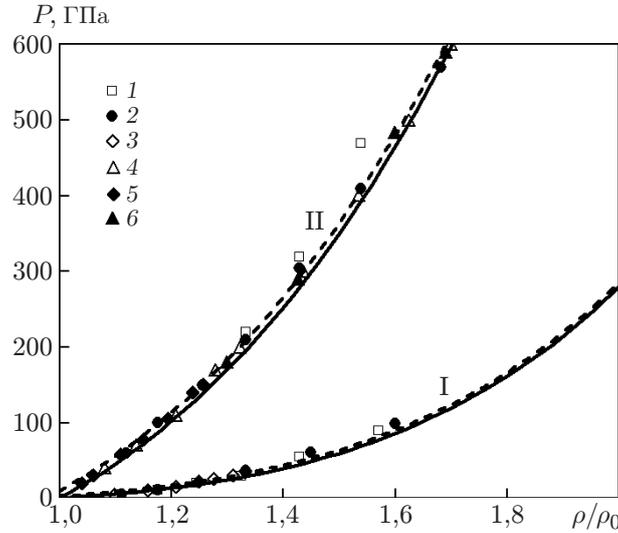


Рис. 1. Изотермы для графита (I) и алмаза (II), полученные при различных значениях температуры:

линии — данные настоящей работы (сплошные — $T = 300$ К, штриховые — $T = 10\,000$ К), точки — данные других работ (1 — [22, 23], 2 — [22], 3 — [24], 4 — [25], 5 — [25], 6 — [26])

Упругие составляющие давления и энергии примем в виде

$$p_e = \frac{B_0}{n} \left(\left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^n - 1 \right); \quad (2)$$

$$E_{ie} = \frac{B_0}{n\rho_0} \left\{ \frac{1}{n-1} \left[\left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^{n-1} - 1 \right] + \left(\frac{\rho_0}{\rho} - 1 \right) \right\}. \quad (3)$$

Входящие в уравнения (2), (3) параметры B_0 , n для графита и алмаза ниже будут иметь соответственно индексы g и d . Введем безразмерную температуру $\tau = T/T_0$, тогда тепловые составляющие давления и энергии принимают вид

$$p_h(\rho, \tau) = \Gamma_0 \rho \xi(\tau - 1), \quad E_{ih}(\tau) = \xi(\tau - 1)$$

($\xi = c_v T_0$). При начальных условиях ($\rho = \rho_0$, $T = T_0$) все составляющие давления и энергии равны нулю. Для энтропии получаем выражение [14]

$$S = c_v \ln [\tau (\rho_0/\rho)^{\Gamma_0}].$$

Как и в [21], для удельной теплоемкости для обеих фаз приняты одинаковые значения $c_v = 2$ кДж/(кг·К). Значения остальных параметров равны: $B_{0g} = 45$ ГПа, $n_g = 5$, $\Gamma_{0g} = 0,3$, $B_{0d} = 400$ ГПа, $n_d = 3,4$, $\Gamma_{0d} = 1$, $\rho_{0g} = 2,265$ г/см³, $\rho_{0d} = 3,515$ г/см³.

Результаты расчетов по формуле (2) представлены в виде двух изотерм для графита и алмаза на рис. 1, где для сравнения приведены также результаты расчетов, полученные в других работах. Заметим, что точки 1, взятые из работы [22], были получены по формулам Мурнагана — Берча, взятым, в свою очередь, из [23]; точки 4, 5 из работы [25] соответствуют разным уравнениям состояния.

На рис. 1 видно, что предлагаемое упрощенное уравнение состояния можно использовать, причем для алмаза даже при $p > 200$ ГПа.

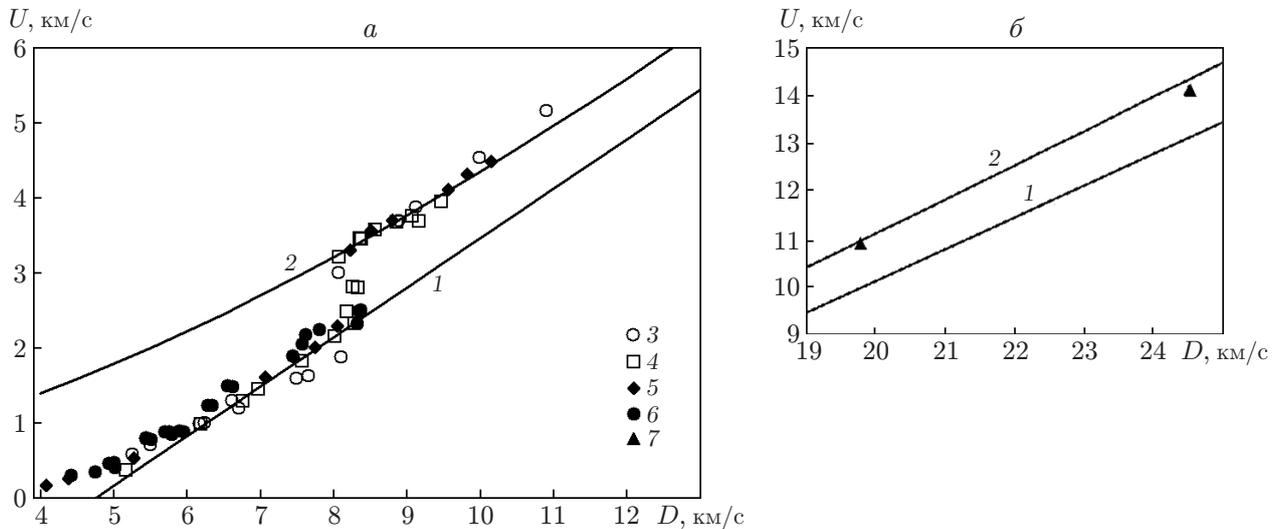


Рис. 2. Зависимость массовой скорости среды от скорости ударной волны:
a — $D = 4 \div 13$ км/с, *б* — $D = 19 \div 25$ км/с; линии — расчет (1 — линейная аппроксимация экспериментальных данных для “графитовой” ветви адиабаты Гюгоньо, 2 — зависимость $U(D)$ после фазового перехода), точки — данные экспериментов при различных значениях пористости m (3 — [9], $m = 1,024$; 4 — [8], $m = 1,024$; 5 — [27], $m = 1,029$; 6 — [28], $m = 1$; 7 — [29], $m = 1$)

Модель полиморфного превращения. Как указывалось выше, в модели будем использовать адиабату Гюгоньо для графита. На рис. 2 представлены экспериментальные и расчетные зависимости массовой скорости среды от скорости ударной волны для пиролитического графита.

Экспериментальные данные, полученные в работах [8, 9, 27–29], приведены также в работе [30] (пористость m — отношение плотности монолита к плотности образца). Аппроксимирующая линия 1 получена по формуле (1) при $a = 4,75$ км/с, $\lambda = 1,51$.

С помощью стандартных уравнений динамической совместности на фронте ударной волны, распространяющейся со скоростью D по покоящемуся материалу, можно рассчитать состояние среды за фронтом:

$$U_1(D) = \frac{D - a}{\lambda}, \quad \rho_1(D) = \frac{\rho_{0g}D}{D - U_1(D)}, \quad p_1(D) = \rho_{0g}DU_1(D); \quad (4)$$

$$E_{i1}(D) = \frac{p_1(D)}{2} \left(\frac{1}{\rho_{0g}} - \frac{1}{\rho_1(D)} \right). \quad (5)$$

При этом упругая часть внутренней энергии определяется с помощью выражения (3). Тогда можно определить тепловую составляющую внутренней энергии, температуру, энтропию и любую другую термодинамическую характеристику.

Полагая, что в любой точке адиабаты Гюгоньо графита возможен переход в фазу высокого давления, рассмотрим механизм такого перехода (условия “включения” механизма обсуждаются ниже). Этот переход сопровождается разрушением старой и построением новой кристаллической структуры, при этом на решетку воздействует давление p_1 и значение упругой составляющей внутренней энергии уменьшается. При квазистатическом нагружении этот переход происходит очень медленно при постоянных давлении и температуре, что определяет итоговую плотность новой фазы (при условии, что известны уравнения состояния для обеих фаз). Предположим, что в случае ударно-волнового воз-

действия плотность новой фазы также определяется из условия равенства упругих составляющих давления для обеих фаз. Тогда плотность $\rho_2(D)$ фазы высокого давления находим из уравнения

$$\frac{B_{0g}}{n_g} \left(\left(\frac{\rho_1(D)}{\rho_{0g}} \right)^{n_g} - 1 \right) = \frac{B_{0d}}{n_d} \left(\left(\frac{\rho_2(D)}{\rho_{0d}} \right)^{n_d} - 1 \right). \quad (6)$$

С помощью уравнения (6) определяется только значение плотности $\rho_2(D)$ новой фазы. Итоговое давление отличается от $p_1(D)$, в силу того что при перестройке кристаллической решетки нарушаются условия сохранения потоков массы и импульса и как следствие возникает разрыв в значениях характеристик среды. Можно рассматривать два возможных варианта решения указанной проблемы. В предположении, что характеристики среды изменяются скачкообразно, разрыв (фазовый скачок) располагается непосредственно за фронтом первой волны и возникает через время Δt (время, за которое графит превращается в алмаз) на малом расстоянии от первой волны (при $D = 5 \div 10$ км/с — несколько десятых долей миллиметра). Во втором варианте все характеристики среды меняются непрерывно внутри очень узкой высокоградиентной зоны, расположенной непосредственно за фронтом первой волны; ширина этой зоны также определяется временем Δt . По мнению автора данной работы, для непористого пиролитического графита предпочтительнее рассматривать первый вариант.

Поскольку вторая волна неразрывно связана с первой ударной волной, а процесс полагается стационарным, в лабораторной системе координат скорость движения второй волны также равна D , а в системе, связанной с фронтом первой ударной волны, эта волна неподвижна. Плотность $\rho_2(D)$ материала за этой волной находим из (6), остальные характеристики течения определяются из уравнений динамической совместности на этом скачке уплотнения:

$$\rho_2(D) = \rho_{0d} \left\{ \frac{B_{0g} n_d}{B_{0d} n_g} \left[\left(\frac{\rho_1(D)}{\rho_{0g}} \right)^{n_g} - 1 \right] + 1 \right\}^{1/n_d}; \quad (7)$$

$$U_2(D) = D \left(1 - \frac{\rho_{0g}}{\rho_2(D)} \right), \quad p_2(D) = p_1(D) + \rho_{0g} D (U_2(D) - U_1(D)); \quad (8)$$

$$E_{i2}(D) = E_{i1}(D) + \frac{p_1(D) + p_2(D)}{2} \left(\frac{1}{\rho_1(D)} - \frac{1}{\rho_2(D)} \right).$$

Таким образом, определены все характеристики фазы высокого давления. Результат, полученный для массовой скорости $U_2(D)$, представлен на рис. 2 (кривая 2), где видно, что рассматриваемая модель достаточно точно описывает экспериментальные данные, в том числе две точки [29] для очень высоких скоростей D (см. рис. 2, б), при которых алмаз, по-видимому, находится уже в газообразной фазе.

Исследуем вопрос о моменте “включения” механизма полиморфного превращения, т. е. оценим величину скорости D^* , при которой происходит переход с “графитовой” на “алмазную” ветвь адиабаты Гюгонио (см. рис. 2, а). Как указывалось выше, превращение графит — алмаз сопровождается уменьшением удельной упругой энергии материала, которое согласно (3) описывается формулой

$$\Delta E_{e21}(D) = |E_{ied2}(D) - E_{ieg1}(D)|.$$

Удельная (на единицу массы) работа приложенного к среде давления p_1 по ее сжатию равна

$$A = |p_1(V_2 - V_1)|,$$

где $V = 1/\rho$ — удельный объем.

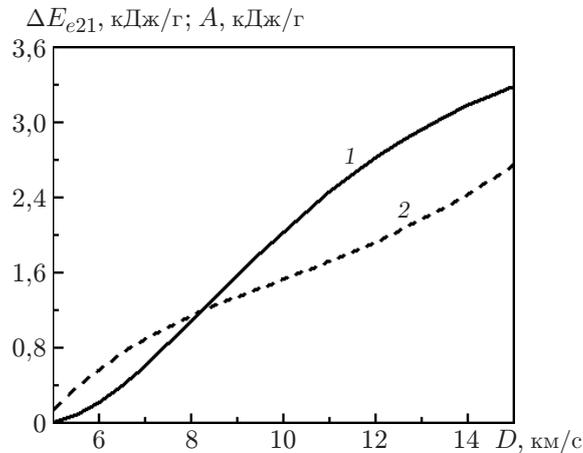


Рис. 3. Расчетные зависимости модуля изменения удельной упругой энергии (1) и работы давления по сжатию (2) от скорости ударной волны D для пиролитического графита

В случае квазистатического нагружения при фазовом превращении работа A совершается при сжатии вещества и равна указанному выше уменьшению упругой энергии. Известно, что при ударно-волновом воздействии в случае сильной ударной волны изменение внутренней энергии среды составляет $0,5A$, а вторая половина этой работы равна изменению кинетической энергии (в системе, где среда перед фронтом ударной волны находится в состоянии покоя). Далее, как и при определении плотности среды после фазового перехода, для оценки возможности осуществления фазового превращения будем полагать, что переход происходит при постоянных давлении и температуре, т. е. соответствующая часть работы связана только с изменением упругой энергии. Тогда получаем следующее условие для осуществления полиморфного превращения:

$$\Delta E_{e21}(D) \geq \frac{1}{2} p_1(D) \left(\frac{1}{\rho_1(D)} - \frac{1}{\rho_2(D)} \right), \quad (9)$$

т. е. высвобождаемая удельная упругая энергия должна быть больше или равна той части удельной работы, которая необходима для сжатия вещества. Для случая пиролитического графита результат расчета по формуле (9) представлен на рис. 3. Следовательно, полиморфный переход графит — алмаз возможен при скорости ударной волны $D^* \geq 8,2$ км/с ($p_1^* \geq 42$ ГПа), что в среднем соответствует экспериментальным данным, приведенным на рис. 2, а. Заметим, что это соответствие имеет место при выборе значения $a = 4,75$ км/с в (1). Изменение величины a в диапазоне $a = 4,65 \div 4,80$ км/с приводит к изменению значения D^* соответственно в диапазоне $D^* = 7,9 \div 8,4$ км/с и практически не оказывает влияния на положение расчетных кривых на рис. 2. При $D = D^*$ кривая $\Delta E_{e21}(D)$ имеет перегиб, что также можно рассматривать как условие начала фазового перехода.

Результаты анализа других термодинамических характеристик процесса показывают, что они или не имеют особенностей, или эти особенности находятся вдали от рассматриваемой области. В частности, условие равенства термодинамического потенциала Гиббса обеих фаз реализуется при $D \approx 6,5$ км/с (при этом $p_1 = 18,5$ ГПа) и согласно рис. 2, а не имеет отношения к рассматриваемому фазовому переходу.

О двухволновой конфигурации перехода. В рассматриваемой модели перехода помимо основной ударной волны возникает еще одна — фазовый скачок. Однако это не является вариантом волновой конфигурации, описываемой во введении. В рассматриваемой модели конфигурация стационарна, скорость второй волны равна скорости первой. Эта

конфигурация реализуется в случаях, когда имеет место полиморфный переход (однако в случае, если время Δt задержки ее возникновения очень мало, экспериментально зафиксировать наличие двух волн сложно). В рамках данной работы возможность рассмотреть этот вопрос подробно отсутствует. Поскольку возникновение двухволновой конфигурации ранее связывалось с низкокristаллическими и пористыми видами графита, все детали перехода могут быть исследованы при адаптации рассматриваемой модели для других типов графита.

Результаты исследования и их обсуждение. Выше показано, что предлагаемая модель полиморфного превращения для пиролитического графита удовлетворительно описывает кинематические характеристики процесса. Рассмотрим, как эта модель описывает давление и плотность материала после фазового перехода. Поскольку непосредственные измерения этих величин не проводились, будем сравнивать результаты расчетов по предложенной модели с расчетными значениями, которые приводятся в известных базах данных. На рис. 4 приведены результаты расчетов для обеих ветвей адиабаты Гюгонно. Обозначение точек на рис. 4 такое же, как на рис. 2. На рис. 4, б, как и на рис. 2, б, приведены результаты, полученные для больших скоростей ударной волны. Видно, что непосредственно после фазового перехода значения плотности материала, приводимые в базах данных, на $0,2 \div 0,3 \text{ г/см}^3$ занижены по сравнению со значениями, полученными с использованием модели.

Следует отметить, что модель основана на экспериментальных данных для адиабаты Гюгонно, аппроксимация которых проводится линейной зависимостью (1). Эта экспериментальная кривая зависит от состояния материала исследуемых образцов, методов создания ударно-волновой нагрузки и технологии обработки полученных в эксперименте результатов.

Поскольку экспериментальные зависимости $D(U)$ выходят на близкий к линейному режим лишь при достаточно больших значениях D (см. рис. 2, а), необходимо исследовать, для каких значений скорости D следует проводить интерполяцию.

В настоящей работе для каждой серии приведенных на рис. 2 результатов экспериментов [8, 9, 27, 28] рассматривалось несколько вариантов аппроксимации “графитовой” ветви

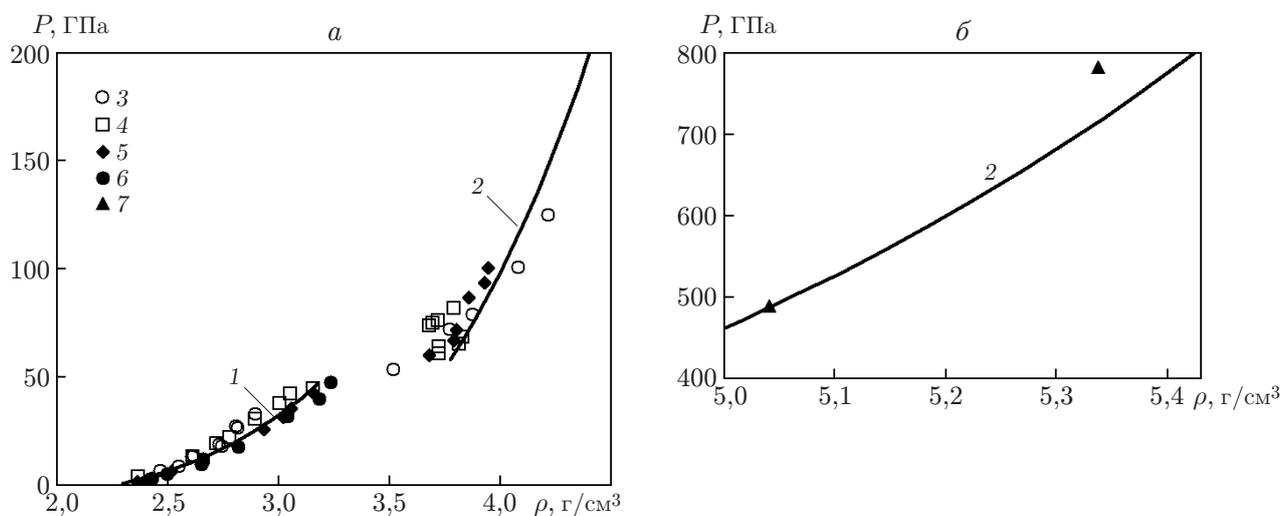


Рис. 4. Зависимость давления от плотности на фронте первой ударной волны (1) и после полиморфного перехода (2):

а — $\rho = 2,0 \div 4,5 \text{ г/см}^3$, б — $\rho = 5,0 \div 5,5 \text{ г/см}^3$; остальные обозначения те же, что на рис. 2

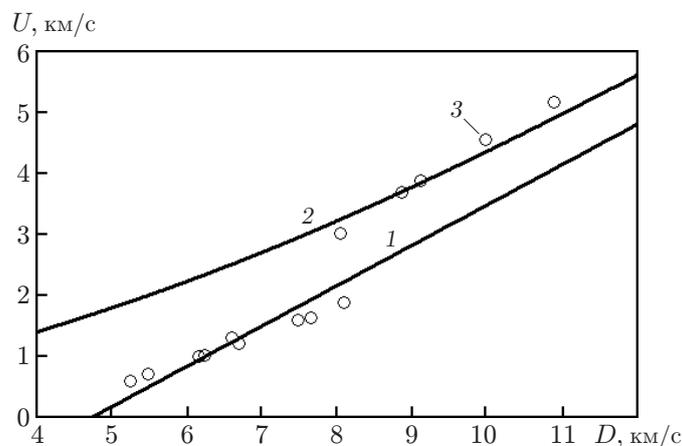


Рис. 5. Адиабата Гюгоньо для серии экспериментов [9] (обозначения те же, что на рис. 2)

адиабаты: с помощью метода наименьших квадратов находились значения коэффициентов в (1) для всех скоростей $D \geq 4$ км/с, $D \geq 5$ км/с, $D \geq 6$ км/с. В каждом варианте эти значения различались, причем для первой из указанных серий [9] существенно отличался от остальных угол наклона линии $D(U)$. Вследствие этого для использования в модели по трем остальным сериям были выбраны среднееарифметические значения параметров для $D \geq 6$: $a = 4,637$ км/с, $\lambda = 1,515$ (для первой серии эти значения соответственно равны 3,97 км/с и 2,192); тогда из условия (9) реализации фазового перехода получаем $D^* = 7,9$ км/с. Анализ результатов, приведенных на рис. 2, а, показывает, что для некоторых серий экспериментов (в частности, для [8]) переход осуществляется при $D^* \approx 8,4$ км/с; при использовании модели это происходит при $a = 4,8$ км/с, $\lambda = 1,51$. Таким образом, для расчета можно выбрать указанные ранее средние значения ($a = 4,75$ км/с, $\lambda = 1,51$), результаты для которых приведены на рис. 2–4.

Рассмотрим результаты серии экспериментов, которые не учитывались при определении a и λ (рис. 5). Видно, что угол наклона линии, описывающей экспериментальные точки на “графитовой” ветви адиабаты, существенно отличается от угла наклона линии 1, описывающей результаты остальных экспериментальных серий. Если эти точки аппроксимировать соответствующей прямой (значения параметров a и λ указаны выше), полученная расчетная линия 2 значительно отклоняется от экспериментальных точек “алмазной” ветви адиабаты, а неравенство (9) перестает выполняться во всей рассматриваемой области значений D . Следует отметить, что экспериментальные точки [9] незначительно отклоняются от адиабаты Гюгоньо, рассчитанной по результатам остальных серий экспериментов (см. рис. 5). Следовательно, можно считать, что модель описывает также серию экспериментов [9]. Поскольку переход в алмазную фазу в этих опытах происходит при той же скорости $D^* \approx 8,2$ км/с, использовавшийся графит близок по своим характеристикам к графиту, применявшемуся в других сериях экспериментов. По-видимому, указанные отклонения обусловлены какими-либо неучтенными факторами.

Рассмотренный пример наглядно показывает, что попытка использования в модели результатов только одной серии экспериментов может привести к существенным неточностям результатов расчета.

Заключение. В работе представлена модель, связывающая процесс полиморфного фазового перехода в ударной волне с изменением упругой энергии вещества. Согласно этой модели фазовый переход в непористом веществе имеет мартенситный характер и происходит в стационарной ударной волне (фазовом скачке), появляющейся позади первой волны в

непосредственной близости от нее. Возникновение фазового скачка и соответственно начало фазового превращения обусловлены тем, что уменьшение упругой энергии при фазовом переходе, начиная с некоторого значения скорости ударной волны, превышает ту часть работы сил давления, которая связана со сжатием вещества.

Модель апробирована для случая непористого пиролитического графита. Показано, что она удовлетворительно описывает известные экспериментальные результаты для этого типа графита.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Альтшулер Л. В.** Фазовые превращения в ударных волнах (обзор) // ПМТФ. 1978. № 4. С. 93–103.
2. **Duvall G. E., Graham R. A.** Phase transitions under shock-wave loading // Rev. Modern Phys. 1977. V. 49, N 3. P. 523–579.
3. **Bundy F. P., Basset W. A., Weathers M. S., et al.** The pressure-temperature phase and transformation diagram for carbon; updated through 1994 // Carbon. 1996. V. 34, N 2. P. 141–153.
4. **Vlodarchik E., Trebinski R.** Transformations of graphite and boron nitride in shock waves // Shock Waves. 1997. N 7. P. 231–248.
5. **Курдюмов А. В.** Фазовые превращения в углероде и нитриде бора / А. В. Курдюмов, А. Н. Пилянкевич. Киев: Наук. думка, 1979.
6. **Жук А. З., Иванов А. В., Канель Г. И.** Исследование кинетики фазового перехода графит — алмаз // Теплофизика высоких температур. 1991. Т. 29, № 3. С. 486–493.
7. **Курдюмов А. В.** Мартенситные и диффузионные превращения в углероде и нитриде бора при ударном сжатии / А. В. Курдюмов, В. Ф. Бритун, Н. И. Боримерчук, В. В. Ярош. Киев: Изд-во Куприянова, 2005.
8. **McQueen R. G., Marsh S. P.** Hugoniot of graphytes of various initial densities and the equation of state of carbon // Behavior of dense media under high dynamic pressures: Proc. of the Symp. on the behavior of dense media under high dynamic pressures, Sept. 1967. P.; N. Y.: Gordon and Breach, 1968. P. 207–216.
9. **Gust W. H.** Phase transition and shock-compression parameters to 120 GPa for three types of graphite and for amorphous carbon // Phys. Rev. B. 1980. V. 22, N 6. P. 4744–4749.
10. **Ананьин А. В., Дремин А. Н., Канель Г. И., Першин С. В.** Исследование структуры ударных волн в нитриде бора и графите в области полиморфных превращений // ПМТФ. 1978. № 3. С. 112–117.
11. **Гогоуля М. Ф., Батухтин Д. Г., Воскобойников И. М.** К вопросу о релаксационном ослаблении и расщеплении ударных волн в природном графите // Письма в ЖТФ. 1987. Т. 13. С. 786–789.
12. **Кравченко М. Н.** Скорости фазового перехода графита в алмаз // Исследование свойств вещества в экстремальных условиях. М.: Ин-т высоких температур АН СССР, 1990. С. 206–209.
13. **Альтшулер Л. В.** Применение ударных волн в физике высоких давлений // Успехи физ. наук. 1965. Т. 85, № 2. С. 197–258.
14. **Зельдович Я. Б.** Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений / Я. Б. Зельдович, Ю. П. Райзер. М.: Наука, 1966.
15. **Канель Г. И., Фортон В. Е., Разоренов С. В.** Ударные волны в физике конденсированного состояния // Успехи физ. наук. 2007. Т. 177, № 8. С. 809–830.
16. **Erskine D. J., Nellis W. J.** Shock-induced martensitic transformation of highly oriented graphite to diamond // J. Appl. Phys. 1992. V. 71, N 10. P. 4882–4886.

17. **Гоголя М. Ф.** Структура и параметры ударных волн при динамическом нагружении природного графита в области полиморфного превращения // Физика горения и взрыва. 1989. Т. 25, № 1. С. 95–104.
18. **Курдюмов А. В.** Влияние высоких давлений на вещество. Т. 1 / А. В. Курдюмов, В. Ф. Дегтярев, Е. Г. Понятовский и др. Киев: Наук. думка, 1987.
19. **Балан Т. Р.** Детонация и ударные волны / Т. Р. Балан, И. И. Воримчук, А. В. Бочко и др. Черногоровка: Объед. ин-т хим. физ. АН СССР, 1986.
20. **Чарахчян А. А., Милявский В. В., Хищенко К. В.** Применение моделей смеси для анализа ударно-волновых экспериментов с неполным фазовым превращением // Теплофизика высоких температур. 2009. Т. 47, № 2. С. 254–261.
21. **Розанов В. Б., Румянцева М. А.** Уравнение состояния углерода в задачах ударного сжатия при давлении ~ 1 мбар графитоподобных и алмазоподобных фаз // Краткие сообщ. по физике ФИАН. 1997. № 3/4. С. 9–24.
22. **Прут В. В.** Моделирование перехода графита в алмаз в изэнтропическом процессе // Журн. техн. физики. 2017. Т. 87, вып. 5. С. 700–709.
23. **Жарков В. Н.** Уравнения состояния твердых тел при высоких давлениях и температурах / В. Н. Жарков, В. А. Калинин. М.: Наука, 1968.
24. **Соколова Т. С., Дорогокупец П. И.** Уравнения состояния и термодинамические функции слоистых минералов // Материалы Всерос. совещ. “Современные проблемы геохимии”, Иркутск (Россия), 22–26 окт. 2012 г. Иркутск: Изд-во Ин-та географии СО РАН, 2012. С. 251–254.
25. **Bradley D. K., Eggert J. H., Smith R. F., et al.** Diamond at 800 GPa // Phys. Rev. Lett. 2009. V. 102. 075503.
26. **van Thiel M., Ree F. H.** Theoretical description of the graphite, diamond, and liquid phases of carbon // Intern. J. Thermophys. 1989. V. 10, N 1. P. 227–236.
27. **Трунин Р. Ф.** Экспериментальные данные по ударно-волновому сжатию и адиабатическому расширению конденсированных веществ / Р. Ф. Трунин, Л. Ф. Гударенко, М. В. Жерноклетов, Г. В. Симаков. Саров: РФЯЦ — Всерос. науч.-исслед. ин-т эксперим. физики, 2001.
28. **Coleburn N. L.** The compressibility of pyrolytic graphite // J. Chem. Phys. 1964. V. 40, N 1. P. 71–77.
29. **Nellis W. J., Mitchell A. C., McMahan A. K.** Carbon at pressures in the range 0.1–1 TPa (10 Mbar) // J. Appl. Phys. 2001. V. 90, N 2. P. 696–698.
30. **Электронная база данных ударно-волновых экспериментов.** [Электрон. ресурс]. Режим доступа: <http://www.ihed.ras.ru/rusbank/catsearch.php>.

*Поступила в редакцию 2/III 2020 г.,
после доработки — 2/III 2020 г.
Принята к публикации 2/III 2020 г.*