

программах, т. е. концентрация дефектов возрастает, температура реакции уменьшается; когда концентрация дефектов вследствие нагружения падает, температура повышается. Количественные данные приведены в таблице; звездочкой отмечены вещества в смеси, для которых вычислены  $D$  в определенных направлениях ( $hkl$ ); I — до взрыва, II — после взрыва. Наличие нескольких термоэффектов у одного состава соответствует многоступенчатому характеру взаимодействия.

В случае TiO ударное воздействие, приводящее к увеличению дефектности, изменяет и кажущуюся симметрию кристалла: исходная фаза имела моноклинную сингонию ( $a = 5,85 \text{ \AA}$ ,  $b = 9,34 \text{ \AA}$ ,  $c = 4,14 \text{ \AA}$ ,  $\beta = 107^\circ 32'$ ), после нагружения исчезли все слабые линии на рентгенограмме, а оставшиеся сильные — соответствуют кубической решетке с  $a = 4,176 \text{ \AA}$ , т. е. фазовый переход в данном случае обусловлен именно генерацией множества дефектов. Это обстоятельство характерно для монооксида титана, в котором в случае хаотического распределения вакансий (Ti и O) проявляется кубическая симметрия, при их упорядоченности — моноклинная [8, 9].

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Bergmann O., Barrington J. J. Amer. Ceram. Soc., 1966, 49, 502.
2. Бацанов С. С. Изв. СО АН СССР, 1967, 14, 22.
3. Бацанов С. С., Золотова Е. С. Докл. АН СССР, 1968, 180, 93.
4. Graham R., Morosin B., Horie Y. et al. // Shock Waves in Condensed Matter, 1985.— N. Y., 1986.
5. Бацанов С. С., Дерибас А. А., Кутолин С. А. Изв. АН СССР. Неорган. материалы, 1966, 2, 87.
6. Ручкин Е. Д., Соколова М. Н., Бацанов С. С. ЖСХ, 1967, 8, 465.
7. Бацанов С. С., Бахмутская В. А., Дерибас А. А. и др. ФГВ, 1967, 3, 158.
8. Уэддл А. // Нестехиометрические соединения/Под ред. Л. Манделькорна.— М.: Химия, 1971.
9. Watanabe D., Castles J., Jostsons A. et al. Acta Cryst., 1967, 23, 307.

Поступила в редакцию 28/IV 1987,  
после доработки — 14/XII 1987

УДК 532.593

### СТРУКТУРА И ПАРАМЕТРЫ УДАРНЫХ ВОЛИ ПРИ ДИНАМИЧЕСКОМ НАГРУЖЕНИИ ПРИРОДНОГО ГРАФИТА В ОБЛАСТИ ПОЛИМОРФНОГО ПРЕВРАЩЕНИЯ

М. Ф. Гоголя  
(Москва)

Интерес к полиморфному превращению графита в алмаз при динамических нагрузках начиная с 1920 г. не ослабевает по настоящий день. За это время проведено большое количество исследований по определению ударной сжимаемости и продуктов ударного сжатия различных видов графитов в широком диапазоне давлений. Достаточно полный перечень работ по данной тематике до 1976 г. приведен в [1]. В последующие годы можно отметить работы [2—4], выполненные с применением мanganinовых датчиков, цель которых заключалась в выяснении возможности исследования кинетики превращения графит — алмаз и определении влияния начальной температуры образцов на критическое давление начала превращения. В [5] исследованы параметры ударного сжатия при  $p \leq 120$  ГПа для трех типов графитов и аморфного углерода; в [6—9] анализировался сам механизм превращения.

Однако до настоящего времени существует некоторое несоответствие между характеристиками ударного сжатия. Особенно наглядно это видно

из рассмотрения критических давлений начала превращения. О самом начале превращения обычно судят по аномальному поведению скоростей ударной волны (УВ) или свободной поверхности образцов. Полученные давления значительно различаются. Например, по данным [10], пиролитический графит имеет излом ударной адиабаты при  $p = 42$  ГПа, по [5] — при  $p = 34$  ГПа, а в [11] в исследуемом диапазоне давлений до 50 ГПа не зафиксировано изменение наклона ударной адиабаты. Для других видов графитов диапазон критических давлений составляет  $18 \div 25$  ГПа [3—5, 10, 12, 13]. Наблюдаемое отличие превосходит возможные погрешности эксперимента и обычно объясняется структурой исследуемых образцов графита и их начальной плотностью. Существенное влияние на получаемые результаты (как на критические давления, так и на определяемые параметры ударного сжатия при более высоких давлениях) могут оказывать также размеры (толщина) образцов, метод определения параметров, в частности способ обработки регистрируемых величин. Это следует из [14], где рассмотрены характерные особенности распространения УВ по веществу, претерпевающему фазовое превращение.

Одна из наиболее явных особенностей и в то же время признак идущих фазовых превращений — релаксация давлений на фронте УВ, на начальном участке ее движения, должна приводить к зависимости определяемых параметров от толщины образца. Для графита такое влияние наблюдалось экспериментально. Так, зависимость скорости свободной поверхности образцов от толщины впервые отмечена в [12] на цейлонском графите при  $p = 18 \div 40$  ГПа. К сожалению, в [12] не приведены экспериментальные характеристики этого влияния. Авторы работы [15] также проводили подобные измерения при одной интенсивности входящей УВ, создаваемой ударником, двигающимся со скоростью  $w = 5,5$  км/с. Зависимости скорости УВ от базы измерения фиксировались в [13, 16].

Возможность релаксации состояний на фронте УВ накладывает ограничения при выборе метода исследования и способа обработки исходных данных. Это можно проиллюстрировать результатами анализа работы [16], проведенного в [13], где показано, что неправомерно использовать метод отражения для построения точек ударной адиабаты непосредственно по значениям скоростей УВ, измеренных на конечных базах в условиях затухания УВ, и, в частности, пользоваться предположением, что средняя измеренная на конечной базе скорость УВ равна мгновенной скорости на середине этой базы. Это можно отнести и к другим работам, где измерения проводились на одной фиксированной базе.

В [13] полученные при разных начальных состояниях в экранах зависимости скорости УВ от половины базы измерения экстраполировались к нулевой толщине и определенное таким образом значение скорости использовалось (по методу отражения) для нахождения массовой скорости  $u$ ,  $p$  и удельного объема  $v$ . Минимальные базы измерения составляли 2 мм, и если экстраполяция правомерна, то полученная на основании этих данных ударная адиабата должна отражать «мгновенные» параметры входящей в образец УВ, а излом адиабаты при  $p = 25$  ГПа (как и указывают авторы) может свидетельствовать о начале фазового превращения графита во фронте УВ. Однако затухание УВ по глубине образца даже при  $p = 60$  ГПа показывает, что превращение идет и за фронтом УВ. Таким образом, полученная в [13] ударная адиабата природного графита также не характеризует равновесные состояния, которые могут быть достигнуты при помощи использованных генераторов УВ, создающих в образце давления свыше 21 ГПа.

Образование двухволновой конфигурации [14, 17] также свидетельствует о фазовом переходе в УВ. Однако попытки использовать существующие методики для разрешения многоволновой структуры в проходящей УВ для графита не увенчались успехом [5, 18]. В настоящее время двухволновую структуру в образцах природного графита удалось зафиксировать только в отраженной волне (ступенчатое нагружение)

манганиновыми датчиками [2—4], причем давление в падающей волне было меньше критического, а в отраженной больше. При выборе такой постановки опытов авторы [2—4] исходили из того, что имеющиеся в литературе ударные адиабаты природного графита во всем диапазоне давлений отвечают равновесным состояниям. Тогда сам вид ударных адиабат (например, [10, 13]) позволяет получать все состояния одним ударно-волновым скачком [2]. Данное предположение не кажется убедительным, так как состояния, определяемые методом отражения, могут не соответствовать равновесным. Поэтому представляет интерес исследование динамики изменения состояний в образцах графита при давлениях выше начала превращения.

В настоящей работе для получения интересующей информации впервые применена электронно-оптическая методика. Выяснение возможности ее использования для исследования полиморфных превращений при динамических нагрузках — цель данной работы.

### Постановка эксперимента

Исследовался графит из Тайгинского и Завальевского месторождений. Природный графит кроме гексагональной содержит ромбоэдрическую модификацию углерода (например, Завальевский графит до 35 % [19]). Образцы диаметром 40 и высотой 0,3 ÷ 6 мм готовили из полидисперсного порошка холодным прессованием до плотностей 2,03 ÷ 2,08 г/см<sup>3</sup>. В экспериментальной сборке их помещали на дюралюминиевый экран толщиной 3 мм (рис. 1). Образцы толщиной 0,3 мм получали путем непосредственной напрессовки графита на экран, при этом величина слоя по поверхности экрана отличалась не более чем на 0,03 мм. УВ в образцах создавали торможением на экране продуктов детонации различных ВВ, в отдельных опытах — ударом разогнанной металлической пластины. Использовали заряды ВВ диаметром 40 и высотой 60 мм, детонация инициировалась генератором плоского фронта. Состояния в экране определяли в предварительных опытах. Гарантированная точность определения давления не хуже 5 %.

Для получения информации о структуре и параметрах УВ в графите использована методика, описанная в [20]. На образец графита (см. рис. 1) помещали индикаторную жидкость (ИЖ, высота слоя ~5 мм, диаметр кольца 20 мм) с известной зависимостью яркости излучения от давления на фронте УВ, т. е. в качестве безынерционного датчика давления использовали термическое излучение фронта УВ в жидкости. Температура ударного сжатия ИЖ пропорциональна  $p$ , а яркость излучения —  $T^4$ . Так как в опытах регистрируется спектральная плотность яркости излучения, то это обеспечивает высокую амплитудную чувствительность регистрации. Излучение фиксировалось (через диафрагму диаметром 5 мм и оптическую систему) фотоэлектронными умножителями ФЭУ-119 и ФЭУ-92 на эффективных длинах волн  $\lambda = 720$  и 420 нм соответственно. Фототок записывался осциллографом ОК-33.

Такая постановка опытов позволила получить информацию о состоянии на контактной границе графит — индикатор в момент входа на нее УВ, а также следить за его изменением во времени по регистрации излучения с ударного фронта в жидкости, причем изменение состояния на фронте УВ происходит значительно медленнее, чем на контактной границе. Это обстоятельство улучшает временное разрешение процесса. Точность определения относительного изменения состояния на фронте УВ в ИЖ по давлению составляла ~0,05 ГПа.

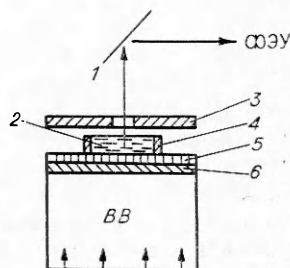


Рис. 1. Схема экспериментальной сборки.

1 — зеркало; 2 — индикаторная жидкость; 3 — диафрагма; 4 — кольцо; 5 — образец графита; 6 — дюралюминиевый экран.

Постановка задачи исследования предъявляет следующие требования к ИЖ: знание зависимости яркости излучения от  $p$ , незначительный коэффициент поглощения, ударная адиабата ИЖ должна быть близка к адиабате исследуемого вещества. В точности подобрать ИЖ с такой же сжимаемостью в принципе невозможно. И дело здесь не в том, что мало жидкостей с известной зависимостью яркости излучения от  $p$ , а в самом механизме ударного сжатия веществ, претерпевающих полиморфное превращение. Этот процесс может включать релаксационное ослабление переднего скачка давления и расщепление УВ [14]. Следовательно, в одном опыте могут реализоваться состояния, имеющие существенно разные параметры как по давлениям и массовым скоростям, так и по сжимаемости. Поэтому в работе использованы: динодметан (ИЖ1), бромформ (ИЖ2) и дибромметан (ИЖ3). При их выборе точкой отсчета служила ударная адиабата тайгинского графита [13], полученная на образцах такой же начальной плотности, как и в настоящей работе.  $p-u$ -диаграммы используемых материалов приведены на рис. 2. Ударная адиабата ИЖ1 практически совпадает с указанной адиабатой графита при  $p \leq 21$  ГПа и ее экстраполяцией в область высоких давлений. ИЖ1 имеет большой коэффициент поглощения, особенно в синей области спектра, поэтому измерения проводили в красной области, хотя и при этом (как будет показано ниже) наблюдались отклонения в определяемых величинах в зависимости от толщины слоя жидкости.

В работе использовались зависимости яркости излучения ИЖ от давления на фронте УВ, полученные в [22]. Проведены две серии опытов. В первой при постоянной толщине графитовых образцов 3 мм варьировалась интенсивность УВ в экране в диапазоне  $u_0 = 1,26 \div 1,87$  км/с, при этом регистрация проводилась с использованием ИЖ1 и ИЖ2. Во второй — при постоянном состоянии в экране ( $u_0 = 1,78$  км/с) изменялась толщина образцов от 0,3 до 6 мм, регистрация — по излучению в ИЖ2. Также были проведены дополнительные эксперименты с металлическими системами, которые позволяли получать состояния в экране толщиной 2 мм с  $u_0 = 2,39$  км/с, толщина образцов  $\sim 1$  мм, регистрация по излучению в ИЖ3.

### Результаты экспериментов

Полученные в первой серии опытов типичные записи яркости излучения фронта УВ в ИЖ2 приведены к одному масштабу по яркости и показаны на рис. 3. Окончание записей соответствует моменту выхода УВ из ИЖ в воздух. Если интенсивность УВ в экране определяется значением  $u_0 = 1,26$  км/с, в ИЖ2 регистрируется обычная картина незначительного уменьшения яркости излучения во времени, связанного с профилем заданной УВ. При  $u_0 = 1,49$  км/с в ИЖ2 наблюдается второй фронт свечения. Подобные регистрации получаются только при условии, если по жидкости распространяется вторая волна большей интенсивности и увеличение яркости излучения соответствует моменту догона второй волной первой. По мере увеличения давления УВ в экране растет вторая волна, а время догона  $t$  сокращается, при этом интенсивность первой УВ1 в пределах погрешности эксперимента остается постоянной при  $u_0 = 1,49 \div 1,78$  км/с, а затем повышается. Завал переднего фронта входящей в ИЖ волны незначительно растет с уменьшением интенсивности входящей в образец УВ.

Полученные осциллограммы изменения яркости излучения в опытах с ИЖ1 пересчитаны на давление и представлены на рис. 4. Характер записей в ИЖ1 качественно несколько отличается от записей в ИЖ2. Так при  $u_0 = 1,49$  км/с после небольшого спада наблюдается монотонное увеличение интенсивности; при более высоких параметрах в экране фронт УВ2 имеет больший завал, чем в ИЖ2, а также на нем можно выделить характерную точку А, после которой рост интенсивности уменьшается. В случае ИЖ1 повышение давления в волне 2 происходит

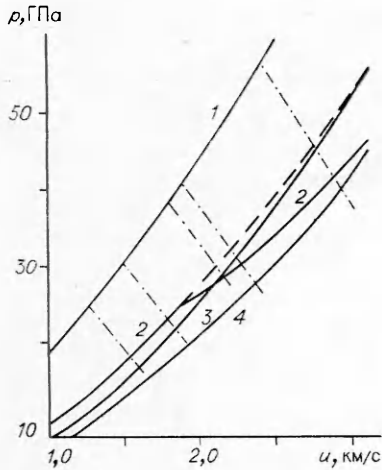


Рис. 2.  $p$  —  $u$ -диаграмма.

1—4 — ударные адиабаты соответственно алюминиевого сплава [23], графита [13], бромформа [22] и дибромметана [21]; — — — экстраполяция нижнего участка адиабаты [13] в область высоких давлений; — — — — — изоэнтропы экрана.

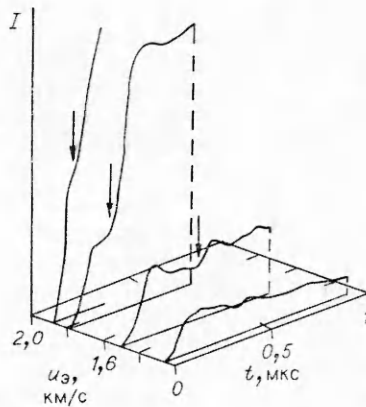


Рис. 3. Типичные записи яркости излучения  $I$  в бромформе в зависимости от интенсивности  $u_0$  входящей УВ при одинаковой толщине образцов графита 3 мм (стрелками отмечены моменты догона второй волной ударного фронта первой).

вплоть до момента выхода ее в воздух, т. е. на базе  $\sim 5$  мм. Уменьшение слоя жидкости до  $\sim 2,5$  мм привело к увеличению регистрируемого в волне 1 давления на 5 %.

Записи, полученные во второй серии опытов, представлены на рис. 5. Увеличение толщины образцов приводит к уменьшению интенсивности УВ1 в ИЖ2 от 26 ГПа при  $L = 0,3$  мм до постоянного значения 19 ГПа при  $L = 2,5 \div 6$  мм и к возрастанию времен догона УВ2 первой. Интенсивность волны 2 также падает с ростом толщины образцов, а завал фронта становится больше.

Регистрации, полученные с металлическими системами, имеют качественно

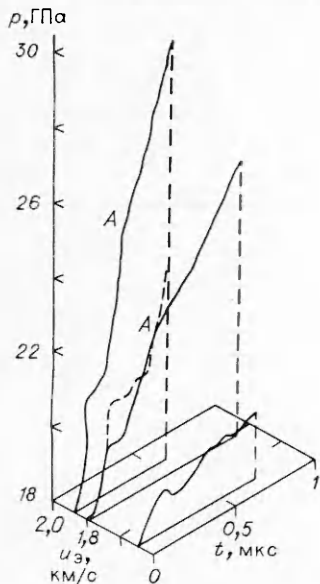


Рис. 4. Зависимость изменения давления на фронте УВ в динодметане от интенсивности входящей в образец УВ, при одинаковой толщине образцов 3 мм.

— — — — — опыт с толщиной слоя жидкости  $\sim 2,5$  мм.

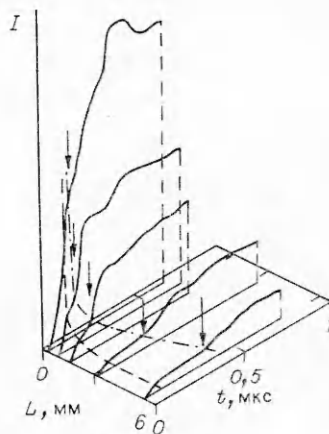


Рис. 5. Типичные регистрации изменения яркости излучения в бромформе от толщины образцов графита  $L$  при одинаковом состоянии в экране ( $u_0 = 1,78$  км/с).

Стрелками и штрихпунктирной линией отмечены времена догона второй волной ударного фронта первой; — — — — — изменение интенсивности фронта первой УВ.



Рис. 6. Типичная запись яркости излучения в дибромметане, полученная при высоких давлениях ( $u_0 = 2,39$  км/с).

другой вид (рис. 6), чем в предыдущих сериях. На фронте УВ наблюдается характерная точка, после которой изменяется характер роста интенсивности.

Условия опытов и их количественная обработка приведены в таблице. В экспериментах использовались образцы, приготовленные из тайгинского графита (Т) и завальевского (З). Величина  $p_1$  относится к состоянию на контактной границе графит — индикатор в момент прихода на нее УВ,  $p_2$  — максимальные давления, регистрируемые в ИЖ,  $t$  — время между началом записи и моментом догона фронта волны 1 второй в жидкости. Точность определения  $t$  мала, так как измеряются короткие времена, кроме того, существует некоторый разброс в начальных плотностях образцов и произвол в выборе самого момента догона. Характер изменения  $p_1$  и  $p_2$  от толщины образцов также показан на рис. 7.

### Анализ и обсуждение полученных результатов

Экспериментальные записи изменения яркости излучения в ИЖ показывают наличие волны 2, распространяющейся по жидкости. В связи с тем, что УВ в этих опытах создавались с помощью зарядов ВВ через дюралюминиевый экран толщиной 3 мм, то при регистрации в ИЖ могла фиксироваться вторая УВ, образованная за счет разности импедансов сборки. Однако оценки времен догона в жидкости первой волны второй при толщине образцов графита 3 мм, проведенные в предположениях, дающих априори заниженные значения, показывают, что такой догон не может произойти менее чем за 0,5 мкс. В экспериментах же фиксируются времена догона менее 0,5 мкс. Кроме того, если бы волна 2 была связана с циркуляцией волн по экрану, то с увеличением толщины графита при одинаковом состоянии в экране уменьшались бы времена догона. Результаты опытов дают совершенно обратную картину (см. рис. 5). Это говорит о том, что записи, полученные в обеих сериях экспериментов, обусловлены расщеплением УВ за счет процессов, связанных с полиморфным превращением графит — алмаз в проходящей УВ, т. е. наблюдается двухволновая конфигурация.

Марка графита	$u_0$ , км/с	L, мм	ИЖ	Состояние в индикаторе				Состояние в графите	
				$p_1$ , ГПа	$p_2$ , ГПа	$t$ , мкс	$\bar{t}$ , мкс	$p_1^*$ , ГПа	$D$ , км/с
Т	1,26	3,0	2	17,1					
	1,49	3,0	2	18,3	18,4	0,40	0,18	19,3	5,79
	1,49	3,0	1	19,1	19,9	—	—	19,5	5,81
	1,78	3,0	2	18,6	21,3	0,18	0,082	19,5	5,81
	1,78	3,0	1	19,7	25,6	0,20	0,087	20,0	5,87
	1,78	3,0	1	20,8	23,2*	0,24	0,109	21,2	5,99
	1,87	3,0	2	21,0	30,2	0,08	0,037	22,0	6,07
	1,87	3,0	1	21,0	29,7	0,18	0,079	21,3	6,00
	1,78	6,0	2	19,0	21,8	0,34	0,146	19,9	5,86
З	1,78	0,3	2	25,9	27,4	0,04	0,019	26,9	6,54
	1,78	0,8	2	22,1	25,6	0,07	0,029	23,1	6,18
	1,78	1,6	2	20,0	23,8	0,14	0,069	21,0	5,97
	1,78	3,15	2	18,7	21,9	0,28	0,116	19,6	5,83
	1,78	6,1	2	18,6	20,3*	0,40	0,116	19,6	5,83
	1,87	3,0	2	20,4	28,3	0,14	0,058	21,3	6,00
	2,39	1,1	3	36,5	38,5	—	—	40,5	7,66

\* Толщина слоя жидкости ~2,5 мм.

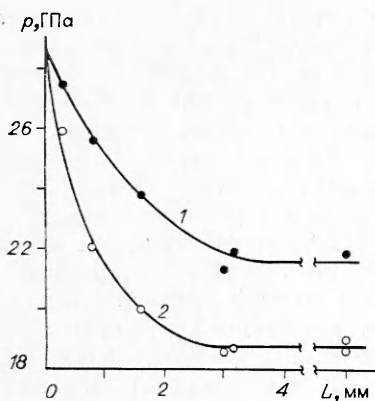


Рис. 7. Зависимости максимальных давлений  $p_2$  (1) и давлений  $p_1$  (2) на контактной границе образец — бромформ в жидкости от толщины образцов графита ( $u_0 = 1,78$  км/с).

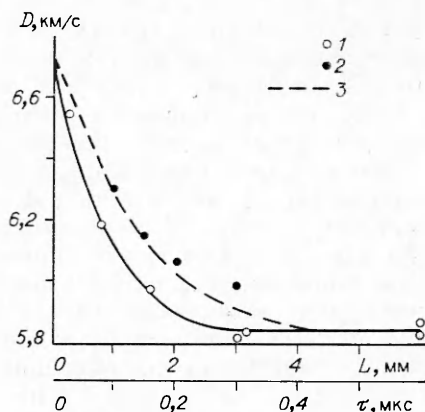


Рис. 8. Зависимость мгновенных значений скорости УВ в образце графита от пройденной базы  $L$  (1) и времени  $\tau$  (3) при  $u_0 = 1,78$  км/с. 2 — рассчитанные значения средних скоростей УВ на базах 2, 4 и 6 мм, отнесенные к середине образца.

Во второй серии давление на фронте первой волны падает по мере увеличения толщины образца. Это указывает на релаксационное ослабление фронта в самом образце графита. Релаксация идет вдоль ударной адиабаты метастабильных состояний графита [14]. В качестве такой адиабаты можно использовать экстраполяцию экспериментальных данных [13], полученных при  $p < 20$  ГПа, в область высоких давлений (см. рис. 2). Правомерность этого подтверждается полученными данными. Так, если провести экстраполяцию зависимостей  $p_1$  и  $p_2$  от  $L$  (см. рис. 7) к нулевой толщине образца, то полученное значение будет соответствовать пересечению изоэнтропы экрана с построенной адиабатой. Знание ударной адиабаты метастабильных состояний позволяет получить давления  $p_1^*$  на фронте первой УВ в графите и по ним — мгновенные значения скорости  $D$  ударной волны, относящейся к различным интенсивностям входящих УВ и толщинам. Значения  $p_1^*$  определялись на  $p-u$ -диаграмме в акустическом приближении с использованием величин  $p_1$ , адиабаты ИЖ и ударной адиабаты метастабильных состояний графита (см. таблицу). Из рис. 8 видно, что при  $u_0 = 1,78$  км/с релаксация фронта первой волны в графите происходит на базе 2,5–3 мм за времена около 0,5 мкс, при этом скорость уменьшается почти на 1 км/с.

Совокупность экспериментальных данных, полученных в опытах, показывает, что параметры первой УВ, распространяющейся в образцах графита после базы 3 мм, не меняются при  $u_0 = 1,49 \div 1,78$  км/с. Это обстоятельство позволяет определить критическое давление начала превращения для исследуемых типов графитов. Значение  $20,0 \pm 0,5$  ГПа хорошо согласуется с величиной, определенной манганиновыми датчиками [3].

Наблюдаемые качественные отличия между записями, полученными с применением ИЖ1 и ИЖ2 в первой серии, объясняются взаимным положением ударных адиабат метастабильных состояний графита и жидкостей. Как указывалось выше, адиабата ИЖ1 в  $p-u$ -координатах идет практически по кривой метастабильных состояний графита. Поэтому переход УВ из образца в жидкость не влияет на процессы в самом графите. Регистрируемый рост давления во второй волне, распространяющейся по ИЖ1 вплоть до момента выхода ее в воздух, указывает, что в опытах не реализуются параметры, связанные с достижением в графитовых образцах равновесных состояний, соответствующих интенсивностям УВ в экране. Ударная адиабата ИЖ2 лежит на  $p-u$ -диаграмме несколько ниже адиабаты метастабильных состояний графита. Поэтому при выхо-

де УВ на контактную границу образец — жидкость в образец отразится волна разрежения, которая хотя и не превышает 1,5 ГПа, но изменяет состояние в графите, что в свою очередь должно накладывать отпечаток как на процессы, идущие в графите, так и на регистрацию их в индикаторе. Следовательно, информация о давлениях, связанных со второй волной, носит скорее качественный характер. Наличие волны разрежения должно влиять и на регистрируемые в опытах времена догона второй волной первой. Но из-за невысокой точности определения  $t$  заметной разницы в случаях использования ИЖ1 и ИЖ2 не наблюдается. Времена изменения параметров на фронте УВ в жидкости однозначно связаны с временами аналогичного изменения на контактной границе графит — жидкость. Чтобы показать, как соотносятся эти времена и выяснить характерные интервалы расхождения волн 1 и 2 в образце графита на определенной базе, значения  $t$  на фронте УВ в жидкости пересчитаны на контактную границу с образцом ( $\tau$ ) в предположении, что ударная адиабата двукратного сжатия в  $p-u$ -координатах не отличается от однократной.

Значения  $\tau$ , соответствующие второй серии опытов, наряду с другими результатами также использованы для определения начальной скорости превращения в различных сечениях образцов. Оценки проводились на основании результатов, полученных в опытах, осциллограммы которых приведены на рис. 5. Использовалось выражение, полученное в [24]:

$$\left(\frac{\partial \alpha}{\partial t}\right)_L = \frac{\rho_0 (3D - a) \frac{dD}{dt} - b [1 - D^2 (D + bu)^{-2}] \left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_L}{b (v_2 - v_1) \rho_0^2 D^2},$$

где  $\alpha$  — массовая доля конечного продукта;  $v_1$  и  $v_2$  — удельные объемы исходного и конечного продуктов;  $a$  и  $b$  — коэффициенты в записи ударной адиабаты метастабильных состояний графита  $D = a + bu$ ;  $\rho_0 = 2,08$  г/см<sup>3</sup> — начальная плотность образцов графита;  $dD/dt$  — изменение скорости УВ по образцу;  $(\partial p/\partial t)_L$  — изменение давления в сечении  $L$ .

Полученные результаты показывают (рис. 9), что начальная скорость превращения, как и следовало ожидать, падает по мере распространения волны по образцу. Знание давления начала превращения и ударной адиабаты алмаза [25] позволяет оценить предельное положение

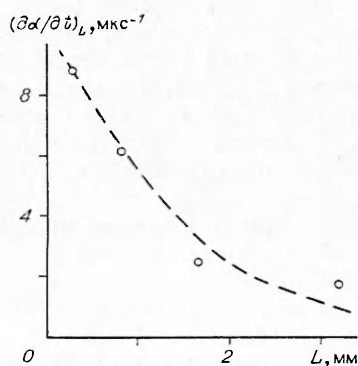


Рис. 9. Зависимость начальной скорости превращения  $(\partial \alpha / \partial t)_L$  от глубины проникновения УВ при  $u_0 = 1,78$  км/с.

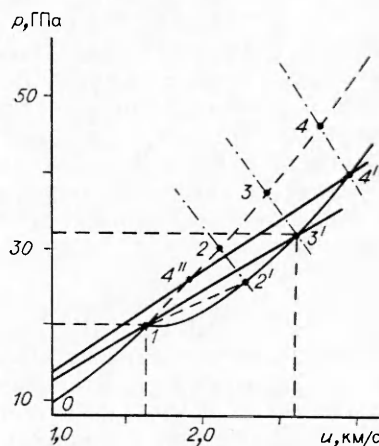


Рис. 10.  $p-u$ -диаграмма, иллюстрирующая различные случаи распространения УВ при полиморфном превращении графита.

0—1 — ударная адиабата графита; 1—2—3—4 — ударная адиабата метастабильных состояний графита; 1—2'—3'—4' — граница равновесных состояний плотной фазы. Лучи 1—2', 1—3' и 4'—4' соответствуют различным скоростям УВ.



кривой равновесных состояний и верхнюю границу существования двухволновой конфигурации исследуемого графита. Равновесные состояния рассчитывались в предположении полного превращения графита в алмаз при  $p > 20$  ГПа (при этом из рассмотрения выпадает область существования двух фаз) и без учета тепловых эффектов за счет разогрева графита в УВ (рис. 10). Реальные состояния с учетом сделанных предположений на  $p$  —  $u$ -диаграмме могут смещаться влево.

В зависимости от интенсивности воздействующей УВ можно выделить три характерные области. В первой по графиту распространяется обычная УВ, изменяющая исходную структуру образца (см. рис. 10,  $0-1$ ). Как указано в [19], это изменение в основном заключается в увеличении концентрации дефектов упаковки слоев турбостратного и ромбоэдрического типа.

Увеличение давления входящей УВ приводит к превращению графита в алмаз. В области выше точки 1, ограниченной сверху состоянием  $3'$ , которое определяется пересечением луча  $\rho_0 D$  ( $D = 5,82$  км/с) с кривой равновесных состояний (или изоэнтропой  $3-3'$ ) происходит расщепление ударно-волнового скачка, т. е. образование двухволновой конфигурации (вторая область). На контактной границе экран — образец в начальный момент реализуются состояния, лежащие на метастабильной ветви ( $0-1-4$ ) адиабаты исходной фазы (точка 2). Процесс превращения идет с уменьшением объема, что приводит к снижению давления как на фронте волны (состояния стремятся к точке 1), так и в слоях вещества, перешедших в плотную модификацию (точка  $2'$ ). Во вторую область также входит участок, где реализуется двухфазная структура.

Точка  $3'$  — граница между второй и третьей областями, на которой изменяется характер сжатия от ступенчатого к однократному. В третьей области также происходит релаксация состояний как на фронте УВ (к точке  $4'$ ), так и в превратившемся веществе (к точке  $4''$ ). Регистрации в этой области с использованием электронно-оптической методики дают записи, подобные рис. 6.

Качественно такая же картина, характеризующая особенности распространения волн в веществах, претерпевающих превращения с уменьшением удельного объема, рассмотрена в [14, 26]. В настоящей работе экспериментально показано, что эти особенности реализуются при ударном сжатии природного графита и даны некоторые количественные характеристики.

Проведенные исследования показали возможность использования электронно-оптической методики для исследования полиморфных превращений в конденсированных веществах, хотя и есть трудности с количественной интерпретацией результатов, относящихся к равновесным состояниям. В этом плане целесообразно совместить подобные измерения с регистрацией манганиновыми датчиками. На основании результатов настоящей работы инерционность датчиков и их относительно слабое временное и амплитудное разрешение можно компенсировать правильным выбором геометрических размеров экспериментальной сборки.

Автор признателен Д. Г. Батухтину и И. М. Воскобойникову за помощь в проведении работы, а также М. Ю. Мессиневу, Г. И. Канелю и Г. А. Ададурову за полезные советы и дискуссии.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Duvall G. E., Graham R. A. Rev. Mod. Phys., 1977, 49, 3, 523.
2. Ананьин А. В., Дремин А. Н., Канель Г. И. и др. ПМТФ, 1978, 3, 112.
3. Ананьин А. В., Дремин А. Н., Канель Г. И. и др. // Детонация. Критические явления. Физико-химические превращения в ударных волнах. — Черноголовка, 1978.
4. Разоренов С. В., Канель Г. И., Овчинников А. А. // Детонация. — Черноголовка, 1981. — Вып. 2.
5. Gust W. H. J. Phys. Rev. B, 1980, 22, 10, 4744.
6. Курдюмов А. В., Пилянкевич А. Н. Фазовые превращения в углероде и нитриде бора. — Киев: Наук. думка, 1979.

7. Балан Т. Р., Боримчук Н. И., Бочко А. В. и др. // Детонация и ударные волны.— Черноголовка, 1986.
8. Пятернев С. В., Першин С. В., Дремин А. Н. ФГВ, 1986, 22, 6, 125.
9. Кравченко М. Н., Нигматулин Р. И. // Детонация и ударные волны.— Черноголовка, 1986.
10. McQueen R. G., Marsh S. P. // Behaviour in dense media under high dynamic pressures.— Paris; N. Y., 1968.
11. Coleburn N. L. J. Chem. Phys., 1964, 40, 1, 71.
12. Alder V. J., Christian R. H. Phys. Rev. Lett., 1961, 7, 10, 367.
13. Дремин А. И., Першин С. В. ФГВ, 1968, 4, 1, 112.
14. Альтшулер Л. В. УФН, 1965, 85, 2, 197.
15. Алексеев Ю. Л., Волков К. П. ПМТФ, 1979, 2, 105.
16. Павловский М. П., Дракин В. П. Письма ЖЭТФ, 1966, 4, 5, 169.
17. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений.— М.: Наука, 1966.
18. Dogan D. G. J. Appl. Phys., 1963, 34, 844.
19. Курдюмов А. В. Кристаллография, 1978, 17, 3, 620.
20. Воскобойников И. М., Гоголя М. Ф. Хим. физика, 1984, 3, 7, 1036.
21. Dick R. D. J. Chem. Phys., 1981, 74, 7, 4053.
22. Гоголя М. Ф., Воскобойников И. М. ФГВ, 1988, 24, 5.
23. Баум Ф. А., Орленко П. П., Станюкович К. П. и др. Физика взрыва.— М.: Наука, 1975.
24. Канель Г. И. ПМТФ, 1977, 5, 117.
25. Павловский М. Н. ФТТ, 1971, 13, 3, 892.
26. Hayes D. V. J. Appl. Phys., 1974, 45, 3, 1208.

*Поступила в редакцию 25/V 1987*

УДК 539.4 + 519.6

### ОСОБЕННОСТИ ПРИМЕНЕНИЯ ЛАГРАНЖЕВА АНАЛИЗА ДЛЯ ОЦЕНКИ ПАРАМЕТРОВ СОСТОЯНИЯ МАТЕРИАЛА ЗА ФРОНТОМ УВ

*С. В. Цирель, В. А. Вирченко, С. В. Красавин  
(Ленинград)*

Лагранжев анализ — это метод расчета гидродинамических параметров состояния (давления  $p$ , массовой скорости  $u$ , внутренней энергии  $E$ , удельного объема и плотности  $v$ ,  $\rho$ ) в функции времени по серии экспериментальных записей лагранжевых датчиков  $p(t)$ ,  $u(t)$  или смешанной серии [1—4] при воздействии на материал плоского удара или взрыва заряда ВВ. Главным образом этот метод применяется для расчетов с данными по давлению [5], хотя имеются публикации, где предлагаются алгоритмы расчетов с данными по массовой скорости, лучший из них, по оценке авторов, в [3]. Основной недостаток имеющихся алгоритмов — отсутствие конкретных рекомендаций по выбору траекторий, поэтому цель настоящей работы заключается в разработке способов контроля точности проведения траекторий и устранения погрешностей вычислений с данными  $u(t)$ .

Лагранжев анализ характеризуется независимостью от формы уравнения состояния, ибо последнее получается в результате расчетов, а не служит их отправной точкой. Его можно рассматривать как метод численного решения уравнений гидродинамики, где вместо граничных условий и уравнения состояния используется серия экспериментальных записей.

Для интегрирования уравнений гидродинамики в лагранжевых координатах частные производные вида  $\frac{\partial A}{\partial h}$  ( $h$  — лагранжева координата) записываются через полные

$$\frac{\partial A}{\partial h} = \frac{dA}{dh} - \frac{\partial A}{\partial t} \frac{dt}{dh}. \quad (1)$$