

В случае $\mu > 1.25$ решающую роль в наборе скорости играет начальная стадия ускорения, вследствие чего $\omega_{(1.5)} > 1$. Предельное значение ω , очевидно, имеет место при $\mu \rightarrow \infty$, причем это значение не зависит от величины R' и равно $D/c_0 = 1.64$ ($c_0 = D(3/8)^{1/2} = 0.61D$ — скорость звука в покоящихся продуктах детонации).

Для $\mu = 0.25 \div 1.25$ начальный период ускорения (до выравнивания скоростей, $\omega = 1$) заканчивается при $R' = 1.1 \div 1.4$. Вследствие ухода части энергии в отраженную волну значение $\omega_{(1.5)} < 1$. Наконец, в случае $\mu < 0.25$ отраженная волна успевает догнать оболочку при небольших значениях R' , что ведет к выравниванию скоростей.

Очевидно, что ω существенно зависит также от величины R' . Например, при $\mu = 2$ и $R' = 1.5, 1.2, 1.1$ показатель ω соответственно составляет 1.09, 1.21, 1.34.

Минимальное давление в продуктах детонации, имеющее место на оболочке при $\mu = 4$, $R' = 1.5$, составляло 0.005, что при фронтальном давлении $p_{C-J} = 200$ —300 кбар соответствует $p = 1 \div 1.5$ кбар. Это обстоятельство позволяет считать приемлемым допущение $k = 3$, поскольку согласно [2] давление в точке перехода от изэнтропы $p = \alpha r^3$ к изэнтропе $p = br^\gamma$ ($\gamma = 1.2 \div 1.4$) составляет $1.5 \div 2.0$ кбар.

Авторы благодарят Л. А. Чудова за постоянное внимание к работе и ценные советы.

Поступила 13 V 1970

ЛИТЕРАТУРА

1. Б а н и ч у к Н. В. Расчет цилиндрической детонационной волны, расходящейся от линии взрыва. ПМТФ, 1969, № 5.
2. Б а у м Ф. А., С т а н ю к о в и ч К. П., Ш е х т е р Б. И. Физика взрыва. М., Физматгиз, 1959.
3. R u b i n E. L., B u r s t e i n S. Z. Difference methods for the inviscid and viscous equations of a compressible gas. J. comput. Phys., 1967, vol. 2, pp. 178—196.

ИССЛЕДОВАНИЯ ГЛИНЫ И ГЛИНИСТОГО СЛАНЦА ПРИ СИЛЬНЫХ ДИНАМИЧЕСКИХ ВОЗДЕЙСТВИЯХ

Л. В. Альтшулер, М. Н. Павловский

(Москва)

Излагаются результаты исследования динамической сжимаемости нескольких типов осадочных пород. Для четырех типов глин и сланца получены ударные адиабаты до давлений в 500 кбар и начальные участки изэнтроп расширения. Выявлены особенности в ходе кривых, связанные с фазовыми превращениями, и границы применимости для изучавшихся сложных систем правила аддитивного построения их адиабат по адиабатам компонент.

1. Ударная сжимаемость. В качестве объектов исследования были выбраны глины поверхностного залегания (А) почти белого цвета двух степеней влажности и глубинная глина (Б) зеленого цвета с той же градацией влажностей, а также глинистый сланец (В). Как показали элементный и рентгено-структурный анализы, основной составляющей в глинах и сланце является кремнезем, дополненный в зеленой глине и сланце минералами типа каолинита. В дальнейшем индексами A_4 и B_4 , A_{20} и B_{20} обозначены влажности $W = 4$ и 20% указанных белых (А) и зеленых (Б) глин, т. е. содержание воды в процентах к общему весу.

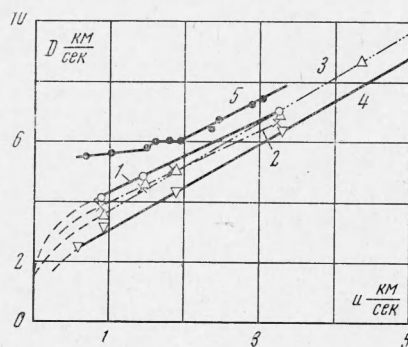
Измерения ударной сжимаемости образцов производились методом отражения [1, 2]. Величина волновой скорости определялась электроконтактным методом [4]. Толщины образцов в разных опытах составляли 4—6 мм. При выполнении необходимых построений на диаграммах давление — массовая скорость использовались динамические адиабаты алюминия и железа из [3]. Изэнтропы расширения экранов, прикрывающих образцы, отождествлялись при этом [2] с зеркальными отражениями ударных адиабат.

Результаты экспериментов по определению параметров, характеризующих ударную сжимаемость, приведены в табл. 1. В таблице и в дальнейшем тексте приняты следующие обозначения: ρ_0 г/см³ — начальная плотность, U_3 км/сек — массовая ско-

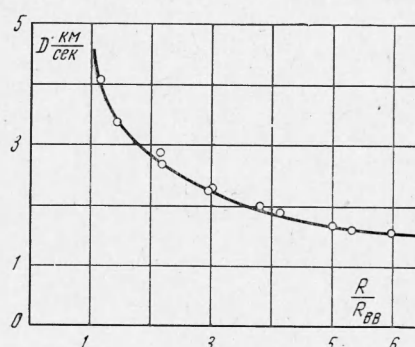
Таблица 1

Исслед. материал	$\rho_0, \frac{г}{см^3}$	$U_0, \frac{км}{сек}$	$D, \frac{км}{сек}$	$U, \frac{км}{сек}$	$P, \text{кбар}$	$\frac{\rho}{\rho_0}$	$\rho, \frac{г}{см^3}$	$V, \frac{см^3}{г}$
A_{20}	2.03	0.69	4.12	0.91	76.5	1.284	2.62	0.382
	2.03	1.14	4.83	1.45	142.5	1.428	2.91	0.344
	2.06	2.70	7.02	3.26	471	1.868	3.85	0.260
A_4	2.23	0.69	3.85	0.89	77	1.307	2.91	0.344
	2.24	1.14	4.46	1.44	145	1.475	3.30	0.302
	2.27	1.50	5.15	1.84	215	1.556	3.54	0.283
	2.24	2.70	6.70	3.23	485	1.933	4.33	0.231
B_{20}	2.02	0.69	3.55	0.95	68	1.364	2.76	0.362
	2.04	1.14	4.63	1.47	139	1.466	2.99	0.335
	2.02	1.50	5.10	1.90	194	1.594	3.22	0.311
	2.00	2.70	6.97	3.28	458	1.892	3.79	0.264
	2.02	3.70	8.70	4.37	770	2.010	4.06	0.246
B_4		0.35'	2.52	0.605	32.8	1.316	2.83	0.353
	2.15	0.69	3.20	0.96	66	1.429	3.07	0.326
		1.50	4.39	1.90	179	1.763	3.80	0.263
		2.70	6.40	3.32	457	2.075	4.46	0.224
		0.69	5.53	0.72	111	1.150	3.19	0.313
B	2.77	1.14	5.62	1.23	191	1.280	3.55	0.282
		1.43	5.80	1.51	243	1.352	3.75	0.267
		1.50	6.00	1.61	268	1.369	3.79	0.264
		1.68	6.06	1.81	304	1.427	3.95	0.253
		1.80	6.05	1.98	332	1.486	4.12	0.243
		1.64'	6.43	2.38	424	1.589	4.40	0.227
		1.71'	6.78	2.46	462	1.570	4.35	0.230
		2.72	7.29	2.91	590	1.664	4.62	0.217

рость материала экрана, который обычно был алюминиевым (в тех случаях, когда материалом служила медь, значения U_0 отмечены штрихом), $D_{км/сек}$ — волновая скорость, $U_{км/сек}$ — массовая скорость за фронтом ударной волны в образце, P кбар — давление ударного сжатия, ρ г/см³ и V см³/г — плотность и удельный объем ударно сжатого вещества.



Фиг. 1



Фиг. 2

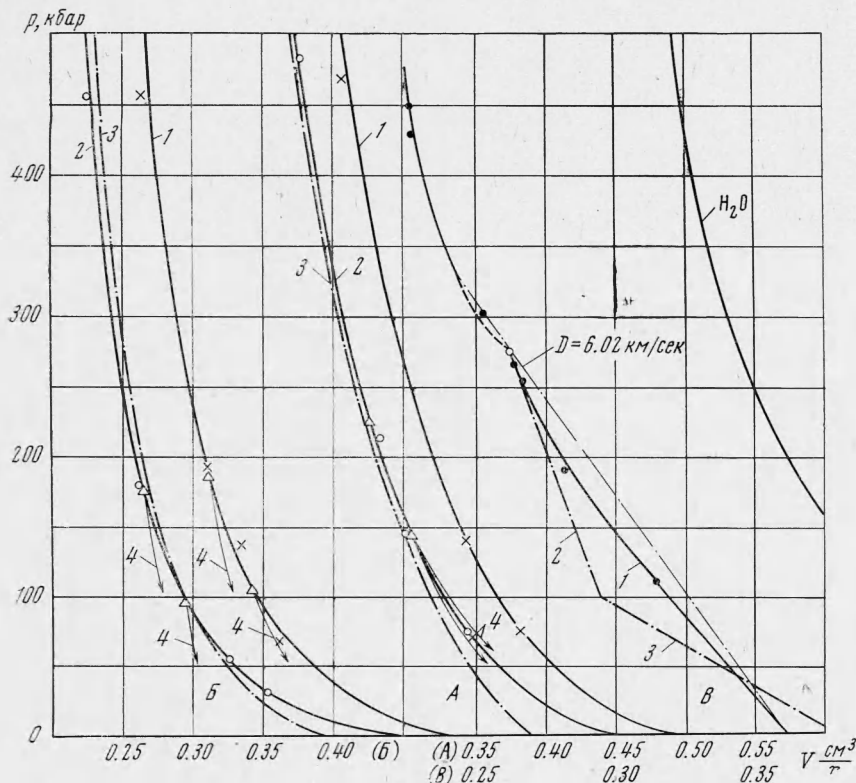
Данные табл. 1 представлены графически в координатах D и U на фиг. 1 (1 и 2 — глины A_{20} и A_4 , 3 и 4 — глины B_{20} и B_4 , 5 — сланец).

Совокупность полученных экспериментальных точек для глин удовлетворительно описывается следующими соотношениями:

$$D(A_{20}) = 3.05 + 1.23 U, \quad D(A_4) = 2.78 + 1.21 U \\ D(B_{20}) = 2.20 + 1.50 U, \quad D(B_4) = 1.60 + 1.47 U$$

Для белой глины влажностью 20% дополнительно была определена зависимость скорости сравнительно слабой расходящейся ударной волны, создаваемой взрывом небольших сферических зарядов ВВ ($2 R_{ВВ} = 50 \text{ мм}$) из сплава тротила и гексогена, от расстояния R до центра заряда (см. фиг. 2).

Траектория движения ударных волн и их скорости определялись с помощью системы контактов, расположенных в массиве глин на разных расстояниях от заряда. Эти измерения позволили определить звуковую скорость вырождающейся ударной волны. Заметим, что для влажной глины она почти совпадает со скоростью звука в воде.



Фиг. 3

Данные фиг. 2 позволили ориентировочно построить для глины A_{20} начальный участок ее D - U -зависимости. По аналогии та же конфигурация придана и начальному участку глины B_{20} . В отличие от глин кривая ударной сжимаемости сланца состоит из нескольких участков, четко различимых на его ступенчатой D - U -зависимости (фиг. 1). Ее первый отрезок представляет собой слегка наклонную линию, напоминающую начало D - U -соотношения у графита, превращающегося в алмаз [4]. Вслед за небольшим интервалом быстрого увеличения волновых скоростей при $P = 280 \text{ кбар}$ следует горизонтальный участок, свидетельствующий о существовании фазового перехода первого рода. Верхняя ветвь адиабаты сланца относится к фазе высокого давления. В координатах давление P — удельный объем V , удобных для интерпретации полученных результатов, ударные адиабаты четырех типов глин, а также сланца, построенные по их D - U -соотношениям, приведены на фиг. 3.

Экспериментальные адиабаты ударного сжатия представлены сплошными линиями с индексами 1 и 2. Адиабата сланца состоит из двух ветвей, относящихся к фазам низкого и высокого давления. Адиабаты глин описываются монотонными кривыми, идущими выше 100 кбар почти параллельно друг другу.

2. Структура волн разрежения. Глины и сланцы представляют собой сложные многокомпонентные минералогические системы, в которых возможно большое число фазовых превращений. При конечных временах превращения, сравнимых с временами регистрации, кривые ударного сжатия фиксируют совокупность неравновесных состояний переменного состава. При этом экспериментальные кривые сжатия могут сохранять монотонность и по своей конфигурации мало отличаться от адиабат гомогенных стабильных сред (см. схему фиг. 4, а). Информация о фактическом состоя-

нии сжимаемой среды может быть получена наблюдением за волнами разрежения. Как известно, наклон изэнтропической кривой расширения и максимальная скорость C волны разрежения связаны соотношением

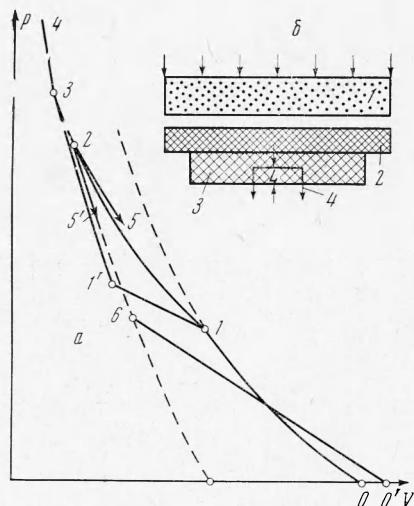
$$V^2 \left(\frac{\partial P}{\partial V} \right)_S = C^2 \quad (2.1)$$

В отсутствие фазовых превращений (кривая 01234 — адиабата гомогенной среды) наклон изэнтроп по абсолютной величине будет меньше наклона динамической адиабаты (расширение по линии 2—5). Если

среда наряду с исходной фазой содержит значительные количества более плотных фаз, расширение будет происходить по линии 2—5'. Дополнительным свидетельством фазовых превращений может стать появление ударных волн разрежения [5-7], на фронте которых происходит скачкообразное возвращение вещества (переход 6—0') в исходную фазу.

При интерпретации экспериментальных данных необходимо учитывать возможное влияние прочности [1,8]. Для сред с заметным пределом текучести началу расширения отвечает стадия упругой деформации. Скорость волн упругой разгрузки $C_e > C$. В общем случае дифференциация упруго-пластических кривых расширения и кривых разгрузки гетерогенных сред представляет большие трудности.

Регистрация профиля ударных волн нагружения и волн разрежения в глинах и сланце производилась с помощью магнитоэлектрического метода измерения массовых скоростей, описанного в [1, 7, 9]. Редакция выполнения опытов представлена на



Фиг. 4

фиг. 4, б, а типичные осциллограммы — на фиг. 5 (а — глина, б — сланец). Глубины L заложения Π -образных датчиков 4 из алюминиевой фольги в исследуемые образцы 3 составляли около 6 мм (1 — заряд ВВ, 2 — экран).

Первый выброс на осциллограмме соответствует приходу к электромагнитному датчику ударной волны нагружения. После выхода ударной волны на свободную поверхность (kpt — траектория движения свободной поверхности) внутрь образца распространяется центрированная волна разрежения (диаграмма $x-t$ на фиг. 6). Второй выброс на осциллограмме соответствует приходу в момент времени T_1 волны разрежения к перекладине датчика ($abcde$ — траектория движения датчика), а время T_2 характеризует дисперсию волны разрежения. По величинам T_1 и U_1 , измеренным в эксперименте, а также по известным L и D легко вычислить значения максимальных скоростей звука за фронтом ударной волны. Из диаграммы $x-t$ (фиг. 6) следует, что

$$C = U_1 + \frac{L - U_1 T_1}{T_1 - L/D} \quad (2.2)$$

Полученные таким образом значения максимальных скоростей разгрузки для сланца (В), сухой (B_4) и влажной (B_{20}) зеленой глины и сухой (A_4) белой глины приведены в табл. 2. На осциллограммах стрелками отмечены расчетные моменты зарождения волн разгрузки при выходе ударных волн на свободную поверхность образца. От момента первого выброса они отделены временным интервалом $T = L/D$.

Наиболее вероятные положения начальных участков изэнтроп показаны на фиг. 3 стрелками 4. Для сухой белой глины (фиг. 3, А) наклоны изэнтроп близко совпадают с наклоном ударной адиабаты нагружения. Это обстоятельство свидетельствует об отсутствии неравновесных гетерогенных состояний по крайней мере в исследованном диапазоне ударной адиабаты (от 100 до 230 кбар), а также о пренебрежимо малом влиянии прочностных эффектов.

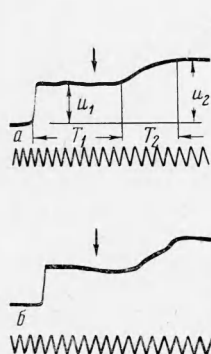
Иная картина наблюдается у влажных и сухих образцов зеленой глины (фиг. 3, В). Кривые расширения идут здесь много круче ударных адиабат. Их положение говорит о наличии более плотных и менее сжимаемых компонент.

Для сланца характерна, как то показывает осциллограмма (фиг. 5, б) и многие другие снимки, полученные в тех же условиях, сложная структура волн разгрузки, содержащих в конце процесса расширения ударные волны разрежения. Отвечающая им конфигурация кривой расширения качественно изображена на $P-V$ -диаграмме

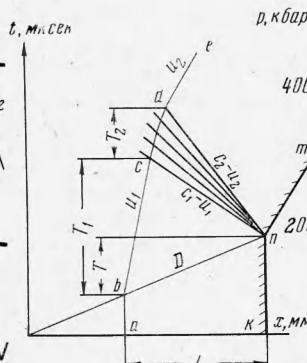
Таблица 2

№№	Исслед. материал	ρ_0 , $\frac{г}{см^3}$	P , $кбар$	D , $\frac{мм}{сек}$	U , $\frac{мм}{сек}$	$\frac{\rho}{\rho_0}$	ρ , $\frac{г}{см^3}$	V , $\frac{см^3}{г}$	C , $\frac{мм}{сек}$
1	B_4	2.15	99	3.51	1.31	1.594	3.43	0.292	7.17
2			178	4.38	1.89	1.760	3.79	0.264	6.79
3	B_{20}	2.03	107	4.16	1.27	1.440	2.92	0.343	5.61
4			188.5	5.02	1.85	1.583	3.21	0.311	7.60
5	A_4	2.25	146.6	4.52	1.44	1.470	3.30	0.303	4.90
6			227	5.14	1.96	1.616	3.64	0.275	4.87
7	B	2.77	276	6.00	1.64	1.378	3.82	0.262	6.3

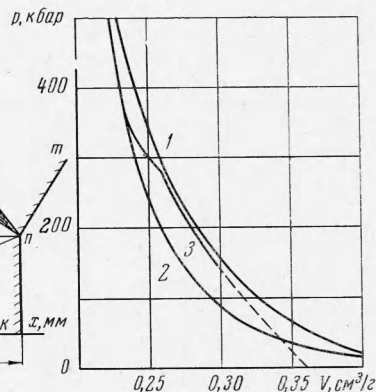
(фиг. 3, В). Эта кривая содержит круто спадающий участок (штрих-пунктирная кривая 2), характеризующий сжимаемость плотных фаз и ударный переход (штрих-пунктирная прямая 3), возникающий при их разложении. Обращает на себя внимание четко выраженная петля гистерезиса, образованная кривой нагрузочно-разгрузочного цикла.



Фиг. 5



Фиг. 6



Фиг. 7

3. Обсуждение результатов. Каждая из исследовавшихся глин содержала жидкую и твердую фазы. Пренебрегая здесь неомогенностью твердой фазы, будем рассматривать глины в качестве двухкомпонентных систем, состоящих из воды и сухой составляющей.

В аддитивном приближении [10] объем ударносжатой смеси представляет собой сумму объемов компонент, приобретаемых ими при их индивидуальном сжатии в монолитном состоянии.

Если α — весовая доля воды, $V^0(P)$ — удельный объем воды при ударном давлении P , V_c — удельный объем сухой фракции, то объем смеси

$$V(P) = \alpha V^0(P) + (1 - \alpha) V_c(P) \quad (3.1)$$

Ударная адиабата воды определена в [11, 12]. В функции от давления ее удельные объемы приведены во втором столбце табл. 3. В следующем столбце даны удельные объемы сухой фракции, найденные по ударной адиабате влажной (20%) белой глины и воды с помощью уравнения (3.1). Это же уравнение было использовано для последнего построения расчетной адиабаты сухой (4%) глины, показанной штрих-пунктиром (кривая 3) на фиг. 3, А. Как следует из фиг. 3, А, имеется хорошее совпадение экспериментальной и аддитивной адиабат при давлениях, превышающих 120 кбар, и заметное расхождение при более низких давлениях, прогрессирующее с уменьшением давлений. Это расхождение, по мнению авторов, объясняется пористостью образцов сухой глины. Нетривиальными являются высокие давления, которые необходимы для полного закрытия микропор; при 100 кбар их объем составляет еще 2.5% общего объема сжатого образца.

К близким результатам приводят аналогичные построения и для зеленой глины (см. фиг. 3, В), для которой давление полного уплотнения составляет ~ 60 кбар. Для сланца наиболее важный результат исследования заключается в четком выявлении фазовых превращений при давлениях первого участка ударной адиабаты.

Таблица 3

P, кбар	V, см ³ /г				
	Н ₂ О эксперим.	сухая фрак- ция глины А, расчет	сухая фрак- ция глины Б, расчет	гигроскопич. глина А ₄ , расчет	гигроскопич. глина Б ₄ , расчет
0	1.000	0.363	0.369	0.388	0.394
30	0.724	0.344	0.349	0.359	0.345
60	0.658	0.327	0.304	0.340	0.318
100	0.600	0.307	0.281	0.318	0.294
150	0.557	0.286	0.264	0.297	0.276
200	0.525	0.269	0.254	0.279	0.264
250	0.500	0.256	0.245	0.266	0.255
300	0.482	0.246	0.238	0.255	0.248
350	0.467	0.236	0.233	0.245	0.243
400	0.455	0.227	0.229	0.237	0.238
450	0.445	0.220	0.225	0.230	0.234
500	0.436	0.215	0.222	0.223	0.231

Интересный результат дает сопоставление адиабат сухих глин и сланца (см. фиг. 7). При давлениях ~ 200 кбар сжимаемость зеленой глины 2 за счет фазовых превращений довольно сильно превышает сжимаемость белой 1. При более высоких давлениях обе адиабаты сближаются. Кривая сжатия сланца 3, обладающего в исходном состоянии большей плотностью, сближается с кривой сжатия белой глины при давлениях ~ 140 кбар. Фазовое превращение при 280 кбар делает адиабату сланца почти идентичной адиабате зеленой глины. Выше 500 кбар все три кривые сжатия почти неразличимы — это обстоятельство отражает общую закономерность сжатия силикатов и алюмосиликатов. Для этой распространенной группы минералов сжатие их высокими давлениями приводит к образованию плотных упаковок из ионов кислорода, обладающих близкой сжимаемостью и близкими удельными объемами.

Поступила 15 XII 1969

ЛИТЕРАТУРА

1. Альтшулер Л. В. Применение ударных волн в физике высоких давлений. Усп. физ. н., 1965, т. 85, вып. 2, стр. 197.
2. Альтшулер Л. В., Павловский М. Н., Кулешова Л. В., Симачков Г. В. Исследование галогенидов щелочных металлов при высоких давлениях и температурах ударного сжатия. Физика твердого тела, 1963, т. 5, вып. 1, стр. 279.
3. Альтшулер Л. В., Кормер С. В., Баканова А. А., Трунин Р. Ф. Уравнения состояния алюминия, меди и свинца для области высоких давлений. ЖЭТФ, 1960, т. 38, вып. 3, стр. 790.
4. Павловский М. Н., Дракин В. П. К вопросу о металлической фазе углерода. ЖЭТФ. Письма в редакцию, 1966, т. 4, вып. 5.
5. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М., Физматгиз, 1963.
6. Иванов А. Г., Новиков С. А. Об ударных волнах разрежения в железе и стали. ЖЭТФ, 1961, т. 40, вып. 6, стр. 1880.
7. Альтшулер Л. В., Павловский М. Н., Дракин В. П. Особенности фазовых превращений в ударных волнах сжатия и разгрузки. ЖЭТФ, 1967, т. 52, вып. 2, стр. 400.
8. Альтшулер Л. В., Кормер С. В., Бражник М. И., Владимиров Л. А., Сперанская М. П., Фунтиков А. И. Изэнтропическая сжимаемость алюминия, меди, свинца и железа при высоких давлениях. ЖЭТФ, 1960, т. 38, вып. 4, стр. 1061.
9. Павловский М. Н. Образование металлических модификаций германия и кремния в условиях ударного сжатия. Физика твердого тела, 1967, т. 9, вып. 11, стр. 3192.
10. Дремин А. Н., Карпухин И. А. Метод определения ударных адиабат дисперсных веществ. ПМТФ, 1960, № 3.
11. Walsh J. M., Rice M. H. Equation of state of water to 250 kilobars. J. Chem. Phys., 1957, vol. 26, No. 4, pp. 824—830.
12. Альтшулер Л. В., Баканова А. А., Трунин Р. Ф. Фазовые превращения при сжатии воды сильными ударными волнами. Докл. АН СССР, 1958, т. 121 № 1, стр. 67.