

УДК 534.222.2

УДАРНО-ВОЛНОВЫЕ СВОЙСТВА ИНЕРТНЫХ И ХИМИЧЕСКИ АКТИВНЫХ ПОРИСТЫХ СРЕД

А. Н. Зубарева^{1,2}, А. В. Уткин¹, В. В. Лавров^{1,3}¹Институт проблем химической физики РАН, 142432 Черноголовка, zan@icp.ac.ru²Институт теоретической и экспериментальной физики им. А. И. Алиханова, 117218 Москва³Институт машиноведения им. А. А. Благонравова РАН, 101990 Москва

Проведены исследования ударно-волновых свойств пористых образцов, изготовленных на основе матриц из инертных и химически активных сред, в качестве которых выбраны силиконовый каучук и эмульсия, представляющая собой водный раствор аммиачной селитры с минеральным маслом и эмульгатором. Пористость образцов создавалась при помощи наполнителя из стеклянных микросфер. Волновые профили скорости измерялись лазерным доплеровским интерферометром VISAR. Показано, что при давлении, не превышающем 0.1 ГПа, ударная сжимаемость пористого силиконового каучука является аномальной, что приводит к размытию фронта импульса сжатия по мере распространения по образцу. В эмульсионной матрице без микросфер не наблюдается заметных химических превращений вплоть до давления 15 ГПа. Добавление микросфер резко снижает порог инициирования химической реакции и приводит к установлению стационарной детонационной волны.

Ключевые слова: ударная адиабата, силиконовый каучук, матрица эмульсионного взрывчатого вещества, микросферы, аномальная сжимаемость.

DOI 10.15372/FGV20180505

ВВЕДЕНИЕ

Исследование ударно-волновых процессов в пористых материалах позволяет значительно расширить область реализуемых в экспериментах термодинамических состояний. Однако в общем случае описание эволюции импульсов сжатия в таких средах возможно лишь с привлечением достаточно сложных физических моделей, учитывающих неоднородность течения, неоднородность температурных полей, кинетику схлопывания пор и т. д. Ситуация еще более усложняется, когда для получения пористого материала с заданными свойствами используются микросферы, что часто имеет место на практике [1, 2]. Применение модели Зельдовича [3] возможно лишь при достаточно высоком давлении, тогда как наибольший практический интерес представляет область относительно низкого давления, менее 1 ГПа. В этих условиях существенное влияние на структуру импульса сжатия и характер его распространения оказывает кинетика схлопывания пор.

В частности, это может приводить к проявлению материалом аномальных свойств, которые выражаются в «расплывании» фронта импульса сжатия [4]. Ещё более кардинальным образом меняется поведение пористых химически активных сред. Ярким примером являются эмульсионные взрывчатые вещества [5–7]. Если исходная эмульсия на основе нитрата аммония ведет себя как инертная среда до давления порядка 10 ГПа, то добавка микросфер позволяет получить чувствительное к ударно-волновому воздействию взрывчатое вещество.

Целью данной работы является экспериментальное исследование ударно-волновых свойств и структуры фронта импульсов сжатия пористых сред, включая область низкого давления, порядка 0.1 ГПа. В качестве объектов исследования рассмотрены инертные и химически активные пористые материалы: силиконовый каучук и эмульсия на основе нитрата аммония, пористость в которых образована добавлением стеклянных микросфер.

СХЕМА ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Схема экспериментов по исследованию ударно-волновых свойств веществ представле-

Работа выполнена в рамках программы Президиума РАН № I56П и при поддержке Исследовательского центра ФАИР — Россия.

© Зубарева А. Н., Уткин А. В., Лавров В. В., 2018.

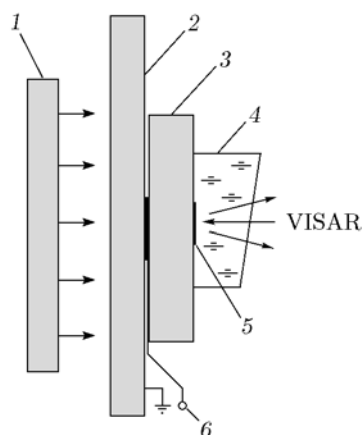


Рис. 1. Схема экспериментов:

1 — ударник, 2 — экран, 3 — образец, 4 — водяное окно, 5 — алюминиевая фольга толщиной 7 мкм, 6 — поляризационный датчик

на на рис. 1. Ударные волны в образцах создавались алюминиевыми ударниками 1 диаметром $70 \div 100$ мм и толщиной $0.4 \div 10$ мм, разогнанными продуктами взрыва до скоростей от 0.7 до 2.5 км/с. Нагружение образцов осуществлялось через алюминиевые и медные экраны 2. Параметры ударной волны в образце 3 определялись лазерным интерферометром VISAR при ее выходе на границу с водяным окном 4. Для отражения зондирующего излучения на поверхность образца наклеивалась алюминиевая фольга 5 толщиной 7 мкм. В каждом опыте, наряду с массовой скоростью, измерялась скорость ударной волны в образце D . С этой целью на границе экран/образец помещался поляризационный датчик 6, который фиксировал момент входа ударной волны в образец. Момент ее выхода из образца определялся по сигналу интерферометра VISAR. Точность определения D составляла $\pm 1\%$. Геометрические соотношения параметров экспериментальной сборки обеспечивали одномерные условия нагружения в течение всего времени регистрации процесса.

СИЛИКОНОВЫЙ КАУЧУК СО СТЕКЛЯННЫМИ МИКРОСФЕРАМИ

Проведено исследование трех видов образцов силиконового каучука с разными концентрацией и размером микросфер: беспористый силиконовый каучук (S0), пористый силиконовый каучук с калиброванными стеклянными микросферами (S1) и пористый силиконовый

Таблица 1
Основные характеристики образцов
силиконового каучука

Образец	ρ_0 , г/см ³	c_0 , км/с	S/α	\varnothing/δ , мкм
S0	0.99	1.17	100/0	—
S1	0.55	1.77	100/39	80/1
S2	0.48	1.10	100/50	$(20 \div 150)/(1 \div 2)$

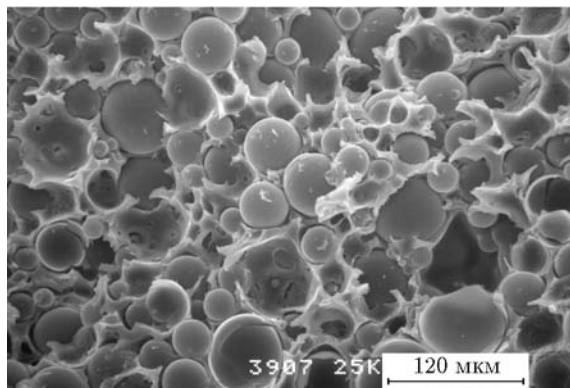


Рис. 2. Фотография микроструктуры образца S1 силиконового каучука с микросферами на изломе

каучук со стеклянными микросферами в широком диапазоне их размеров (S2). Основные характеристики образцов приведены в табл. 1, где указаны начальная плотность ρ_0 , измеренная скорость звука c_0 , соотношение каучука и наполнителя из стеклянных сфер по объему S/α , отношение характерного диаметра микросфер к толщине оболочки \varnothing/δ . На рис. 2 представлена фотография микроструктуры образца S1.

Параметры экспериментальных сборок и результаты экспериментов по исследованию ударной сжимаемости силиконового каучука (образцы S0) приведены в табл. 2 и на рис. 3, 4. В табл. 2 указаны скорость алюминиевого ударника W_i и его толщина h_i , материал и толщина экрана h_b , толщина образца h_s , измеренная скорость ударной волны D , давление p и массовая скорость u . Давление и массовая скорость были рассчитаны с точностью $\pm 2\%$ по измеренным значениям W_i , D и известным ударным адиабатам экрана. На рис. 3 приведены полученные профили скорости. На этом и других рисунках нумерация профилей совпадает с нумерацией экспериментов в табл. 2. Наблюдается типичный для сред с нормальной

Таблица 2
Условия и результаты экспериментов
по определению ударной адиабаты силиконового каучука

Номер опыта	W_i , км/с	h_i , мм	h_b , мм	h_s , мм	D , км/с	u , км/с	p , ГПа
Силиконовый каучук S0							
1	1.13	7	Cu, 5.5	5.70	2.50	0.64	1.60
2	1.13	7	Al, 4.0	6.00	3.12	0.93	2.90
3	2.50	10	Cu, 5.5	7.10	3.64	1.40	5.15
4	2.50	10	Al, 4.0	7.60	4.87	1.93	9.36
5	—	—	Вода, 50	6.02	1.30	0.11	—
6	—	—	Вода, 50	2.66	—	—	—
S1							
7	1.13	7	Cu, 5.5	3.9	0.92	0.68	0.34
8	1.13	7	Al, 4.0	4.0	1.53	1.07	0.89
9	1.40	4	Al, 2.0	3.8	1.69	1.32	1.20
10	2.50	10	Al, 4.0	4.0	2.90	2.26	3.57
11	—	—	Вода, 50	4.15	—	—	—
12	—	—	Вода, 50	2.00	—	—	—
S2							
13	0.70	2	Cu, 2.0	2.70	0.86	0.41	0.17
14	1.13	7	Cu, 5.5	5.3	1.04	0.68	0.34
15	1.13	7	Al, 4.0	5.2	1.635	1.07	0.84
16	2.50	10	Al, 4.0	4.8	2.98	2.28	3.26
17	—	—	Вода, 50	4.8	0.41	0.08	0.02
18	—	—	Вода, 50	2.3	—	—	—

сжимаемостью резкой скачок скорости, за которым она остается практически постоянной до момента прихода волны разрежения со стороны ударника. (Моменты прихода волн отмечены на всех рисунках вертикальными стрелками.) Время отсчитывается от момента входа ударной волны в образец. Профили скорости входящих волн измерялись в отдельных экспериментах на границе экран/вода. Три из них, соответствующие опытам 1, 2, 4 и обозначенные $1'$, $2'$, $4'$, показаны на рис. 3. Практически совпадающие значения амплитуд скорости на границе экран/вода и на границе образец/вода свидетельствуют о близости ударно-волновой сжимаемости воды и силиконового каучука.

В результате обработки экспериментальных данных построена ударная адиабата сили-

конового каучука, которая приведена на рис. 4 (темные значки) в координатах $D-u$. Штрихпунктирная линия соответствует обобщенной ударной адиабате для органических жидкостей $D = 1.2c_0 + 1.7u$ [км/с] [8]. Линия 1 представляет собой обобщенную ударную адиабату для жидкостей, которая учитывает, что $D \rightarrow c_0$ при $u \rightarrow 0$ [9]:

$$D = 1.37c_0 + 1.62u - 0.37c_0 \exp(-2u/c_0) \text{ [км/с]}. \quad (1)$$

Видно, что результаты экспериментов удовлетворительно согласуются с обеими аппроксимациями.

Полученные экспериментальные данные в том случае, когда наряду с профилем скорости

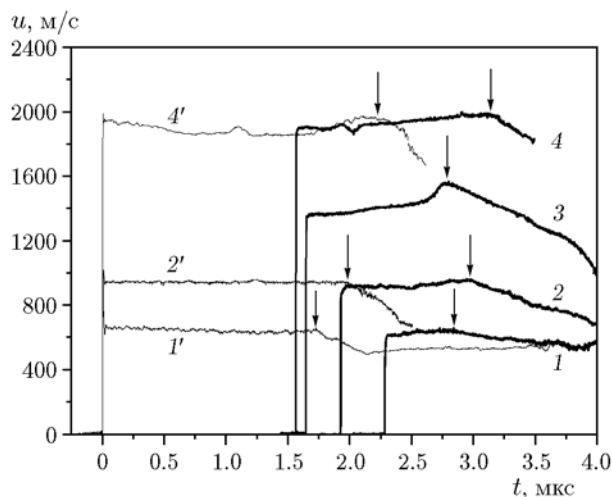


Рис. 3. Профили скорости на границе силиконового каучука S0 с водой

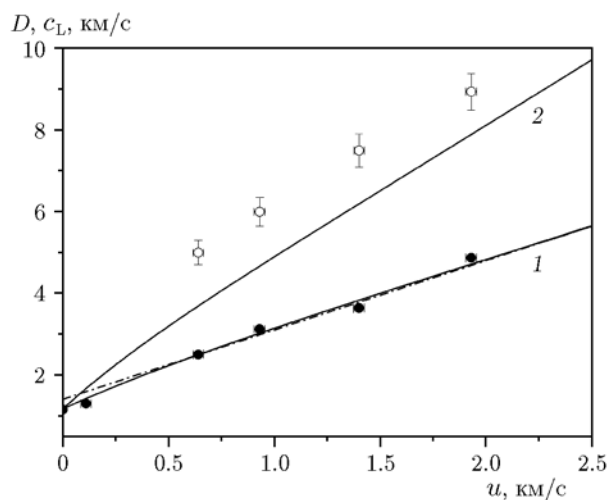


Рис. 4. Ударная адиабата (темные значки) и скорость звука (светлые значки) в силиконовом каучуке S0

границы образец/вода зарегистрирован входящий в образец импульс сжатия, позволяют определить зависимость скорости звука c от давления. Соответствующий анализ выполнен методом характеристик [10] в предположении, что различие сжимаемостей воды и силиконового каучука не приводит к заметному искажению характеристик при взаимодействии падающей волны разгрузки с волной, отраженной от границы силиконового каучука с водой. Точность определения скорости звука заметно ниже точности определения ударной адиабаты, и, как правило, погрешность превышает 10%. На рис. 4 приведены результаты расчета

на основании полученных экспериментальных данных лагранжевой скорости звука c_L (светлые значки), которая связана с эйлеровой скоростью звука c соотношением $\rho_0 c_L = \rho c$ [11]. Там же показана зависимость $c_L(u)$ (линия 2), рассчитанная в приближении $\rho_0 c_L = \frac{dp}{du}$ [11] с использованием обобщенной ударной адиабаты 1. Полученные значения лагранжевой скорости звука значительно превышают расчет. Следует отметить, что аналогичный результат ранее был получен для вакуумной резины [12], который авторы связали с упругопластическими свойствами ударно-сжатой резины. В этом случае скорость звука, представленную на рис. 4 зависимостью 2, следует рассматривать как объемную, а измеренную лагранжеву скорость фронта волны разрежения — как продольную скорость звука.

Эксперименты, аналогичные обсуждаемым выше, были проведены с пористым силиконовым каучуком (образцы S1 и S2). Результаты опытов суммированы в табл. 2, несколько типичных профилей скорости на границе с водой приведены на рис. 5. В данном случае зависимости скорости от времени совмещены по фронту ударной волны и для образцов S1 сдвинуты на 3 мкс. Зарегистрированная волновая структура имеет ряд особенностей по сравнению с данными, полученными для образца S0 (см. рис. 3). Одна из них заключается в том, что во всех опытах примерно через 1 мкс после выхода ударной волны на границу с водой регистрируется дополнительный скачок скоро-

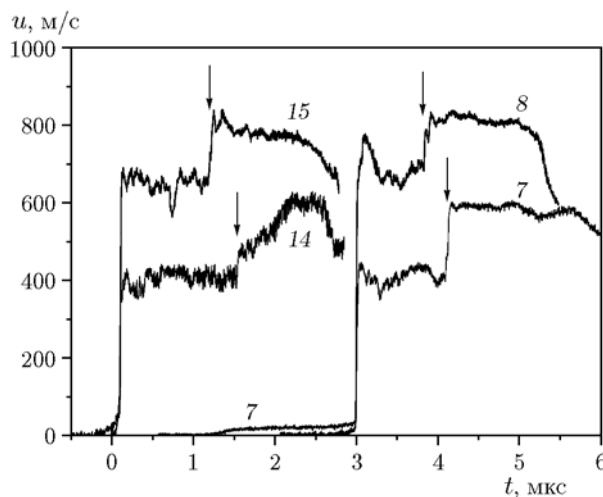


Рис. 5. Профили скорости на границе пористого силиконового каучука S1, S2 с водой

сти (см. вертикальные стрелки на рис. 5). Связано это с тем, что ударная сжимаемость образцов выше, чем воды. Поэтому после выхода ударной волны на границу с водой внутрь образца отражается ударная волна, которая после переотражения от экрана возвращается на границу с водой также ударной волной. Время этой циркуляции зависит от толщины образца и уменьшается с ростом давления.

Другая особенность обусловлена гетерогенной структурой исследуемых образцов, что приводит к заметной осцилляции профилей скорости за ударным скачком. Поскольку осцилляции не сглаживаются при прохождении ударной волны по алюминиевой фольге толщиной 7 мкм, используемой для отражения зондирующего излучения, это означает, что пространственный размер неоднородностей превышает толщину фольги, т. е. не менее 10 мкм. Эта оценка коррелирует с размером стеклянных микросфер, которые определяют характерный размер неоднородностей.

Наиболее значительным является факт формирования предвестника, который регистрируется перед выходом ударной волны на границу с водой и наиболее отчетливо выражен при низком давлении в образце S1. По данным рис. 5, например, в опыте 7 его амплитуда достигает 20 м/с, а скорость распространения равна 1.62 км/с, что значительно превышает скорость фронта второй волны, равную 0.92 км/с. В образце S2 предвестник выражен не столь ярко, но тем не менее отчетливо наблюдается в опыте 14. Возникновение предвестника, приводящее к формированию двухволновой конфигурации, связано с большой концентрацией наполнителя, стеклянных микросфер, скорость распространения звука по которым заметно превышает скорость звука в матрице. С увеличением давления скорость второй волны возрастает, тогда как скорость предвестника остается практически постоянной, что приводит к исчезновению двухволновой конфигурации.

В результате обработки экспериментальных результатов получены ударные адиабаты исследованных материалов. Вследствие большей сжимаемости образцов по сравнению с водой, регистрируемая скорость границы образец/вода оказывается меньше массовой скорости за ударной волной. Кроме того, в пористых средах при высоком давлении ударная адиабата двукратного сжатия и изоэнтропа раз-

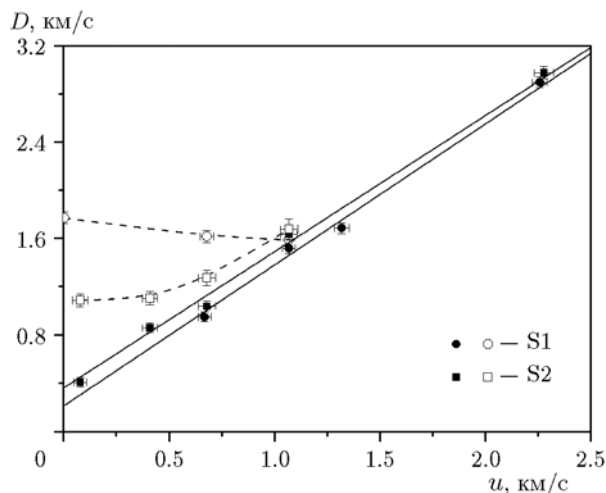


Рис. 6. Ударные адиабаты пористого силиконового каучука S1, S2

грузки не являются зеркальным отражением адиабаты однократного сжатия в плоскости $p-u$. Поэтому при определении ударной адиабаты использовалась измеренная скорость ударной волны и известные параметры ударника и экрана. Полученные таким образом результаты представлены на рис. 6 в переменных $D-u$ (темные значки), и они хорошо аппроксимируются близкими для обоих пористых образцов линейными зависимостями (сплошные линии):

$$S1: D = 0.21 + 1.17u \text{ [км/с]}, \quad (2)$$

$$S2: D = 0.36 + 1.13u \text{ [км/с]}. \quad (3)$$

Скорость предвестника (светлые значки) незначительно уменьшается с ростом амплитуды волны для образца S1 и возрастает в образце S2. Следует отметить, что на рис. 6 светлым значкам соответствуют амплитудные значения массовой скорости во второй ударной волне, а не в самом предвестнике. Такое представление данных более наглядно демонстрирует условие исчезновения двухволновой конфигурации, которое наблюдается при массовой скорости $u = 1 \text{ км/с}$.

Результаты экспериментов показывают, что наибольшее различие между образцами S1 и S2 наблюдается при малом давлении. Для получения давления ниже 1 ГПа использовался генератор ударных волн малой амплитуды, принцип действия которого основан на затухании ударной волны, генерируемой продуктами

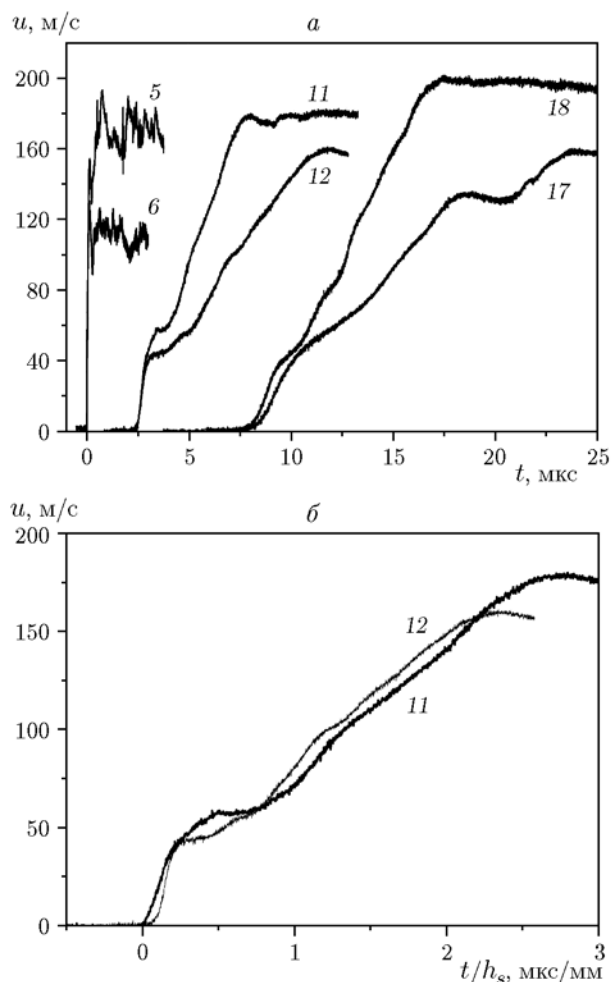


Рис. 7. Профили скорости свободной поверхности при низком давлении

взрыва взрывчатого вещества, при прохождении через слой воды толщиной 50 мм [13]. Измеренные в этих условиях профили скорости свободной поверхности приведены на рис. 7. На них, как и на рис. 5, отчетливо регистрируется двухволновая конфигурация профиля. Наиболее существенным, однако, является тот факт, что ширина фронта второй волны увеличивается по мере распространения по образцу. Подобное «расплывание» фронта свидетельствует об отсутствии ударной волны сжатия, что характерно для сред с аномальной сжимаемостью [4], изоэнтропа которых имеет отрицательную кривизну. В данном случае причина наблюдаемого явления иная — оно обусловлено кинетикой схлопывания пор, что может привести к отрицательной кривизне ударной адиабаты, даже если среда с точки зрения термодинамики обладает нормальной сжимаемостью, что

и имеет место для силиконового каучука. В качестве примера на рис. 7,а представлены профили скорости для образцов S0, полученные в тех же условиях, что и для образцов S1 и S2. Видно, что фронт в беспористом силиконовом каучуке является ударным и остается неизменным при варьировании толщины образца.

Анализ результатов, приведенных на рис. 7,а, позволяет получить более подробную информацию о поведении ударной адиабаты при низком давлении. Перестроение профилей скорости свободной поверхности для образца S1 в переменных t/h_s , приведенное на рис. 7,б, показывает, что с удовлетворительной точностью их можно считать совпадающими. Это означает, что волна сжатия является центрированной и веер характеристик можно аппроксимировать прямыми линиями, что позволяет непосредственно из экспериментов определить скорость распространения уровней постоянной массовой скорости c_u :

$$c_u = h_s / (t_0 + t), \quad t_0 = h_s / c_0. \quad (4)$$

Соотношение (4) совместно с измеренным профилем скорости свободной поверхности дает в неявном виде зависимость c_u от массовой скорости. При этом предполагается, что при низком давлении, в отличие от высокого, справедливо правило удвоения скорости. Обоснованием служит тот факт, что микросферы начинают разрушаться при давлении $p > 30$ МПа [14], которое, как будет показано далее, достигается лишь при максимальном сжатии, поэтому деформация образцов является обратимой.

Учитывая, что давление невысокое, течение в волне сжатия можно приближенно рассматривать как изоэнтропическое и использовать условие сохранения инвариантов Римана вдоль характеристик для определения связи между давлением, массовой скоростью и удельным объемом V [10]:

$$dV = -V/c du, \quad dp = c/V du.$$

В данном приближении c_u является лагранжевой скоростью звука c_L и связана с эйлеровой скоростью звука c соотношением $\rho_0 c_u = \rho c$.

Аналогичный анализ выполнен для образца S2. Фазовые траектории S1 и S2, приведенные на рис. 8 в координатах $p-V$, построены с учетом указанных выше приближений. Ударные адиабаты H_{S1} и H_{S2} соответствуют линейным зависимостям (2) и (3), точки — экспериментальные данные. Видно, что результаты экспериментов в пределах погрешности

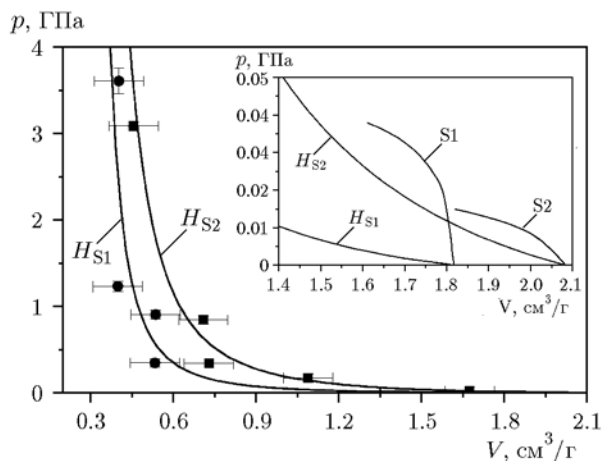


Рис. 8. Ударные адиабаты пористых образцов S1 и S2

описываются линейными зависимостями $D-u$ при $p > 0.1$ ГПа. При более низком давлении фазовые траектории S1 и S2 принципиально отличаются от аппроксимаций H_{S1} и H_{S2} , что хорошо видно на врезке к рис. 8.

Наиболее яркой особенностью фазовых траекторий S1 и S2 является аномальный характер их зависимости от давления, что видно из отчетливо выраженной отрицательной кривизны траекторий. Кривые S1 и S2 качественно подобны, тогда как количественно они различаются довольно существенно. Резкое уменьшение объема при сжатии образца S1 начинается при $p > 30$ МПа, что совпадает с данными статических испытаний по определению порога начала разрушения микросфер [14]. В образце S2 этот эффект наблюдается значительно раньше, примерно при $p = 10$ МПа, и уже в окрестности $p = 20$ МПа фазовая траектория

S2 переходит в ударную адиабату H_{S2} .

ЭМУЛЬСИЯ

В химически активных средах пористость меняет не только термодинамические свойства среды, но и оказывает принципиальное влияние на макрокинетику химических реакций при ударно-волновом воздействии. Формирование горячих точек в результате схлопывания пор создает очаги, из которых волны реакции распространяются на весь объем вещества и могут привести к установлению стационарных детонационных волн. Именно этот механизм является определяющим при построении кинетических соотношений для моделирования детонационных процессов в пористых взрывчатых веществах [11]. Использование стеклянных микросфер позволяет контролировать пористость среды, распределение пор по размеру, а следовательно, и характеристики горячих точек. Этим обусловлен интерес к исследованию химически активных сред с микросферами [15–17].

В качестве матрицы рассмотрена эмульсия на основе нитрата аммония (NH_4NO_3) следующего состава: нитрат аммония — 76.8 %, H_2O — 15.4 %, минеральное масло — 6.6 %, эмульгатор — 1.2 %. Плотность матрицы $\rho_0 = 1.35$ г/см³. Исследование ударно-волновой сжимаемости матрицы осуществлялось по той же методике, что и изучение силиконового каучука (см. рис. 1). Параметры экспериментальных сборок и результаты экспериментов приведены в табл. 3 и на рис. 9–11. Все обозначения аналогичны тем, которые использовались для образцов из силиконового каучука.

Таблица 3

Условия и результаты экспериментов по определению ударной адиабаты эмульсионной матрицы

Номер опыта	W_i , км/с	h_i , мм	h_b , мм	h_s , мм	D , км/с	u , км/с	p , ГПа
1	1.13	7	Cu, 5.5	8.5	3.33	0.61	2.74
2	1.13	7	Al, 4.0	8.6	3.62	0.85	4.15
3	2.50	10	Cu, 5.5	8.0	4.40	1.35	8.02
4	2.50	10	Al, 4.0	7.60	5.15	1.78	12.38
5	—	—	Вода, 50	8.1	2.17	0.06	0.17
6	—	—	Вода, 50	4.2	—	—	—

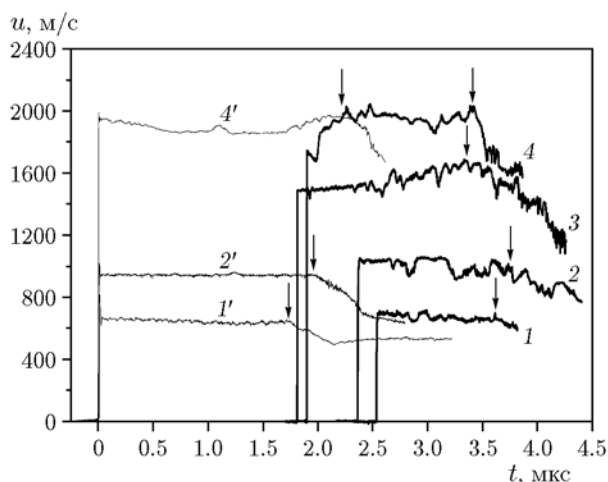


Рис. 9. Профили скорости на границе эмульсионной матрицы с водой

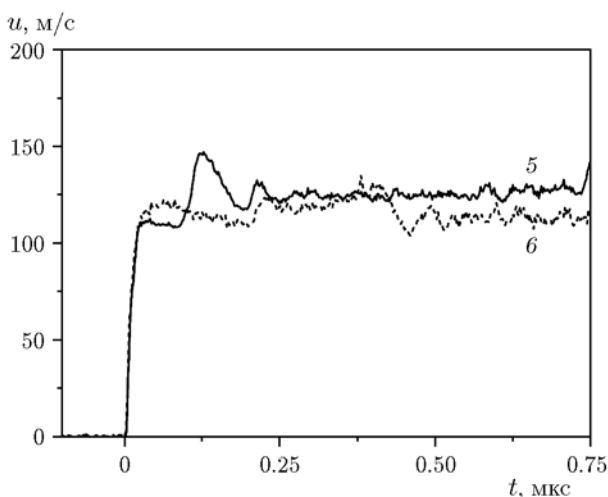


Рис. 10. Скорость свободной поверхности для эмульсионной матрицы при низком давлении

Показанные на рис. 9 профили скорости имеют вид, типичный для гетерогенных сред: за ударным скачком наблюдаются характерные осцилляции скорости. Структура фронта импульса сжатия не изменяется по мере распространения волны по образцу. Это наиболее отчетливо видно на рис. 10, на котором приведены профили скорости свободной поверхности при низком давлении для образцов 5, 6 (см. табл. 2), толщина которых различается в два раза. Видно, что несмотря на осцилляции скорости, не воспроизводящиеся детально от опыта к опыту, ширина фронта оста-

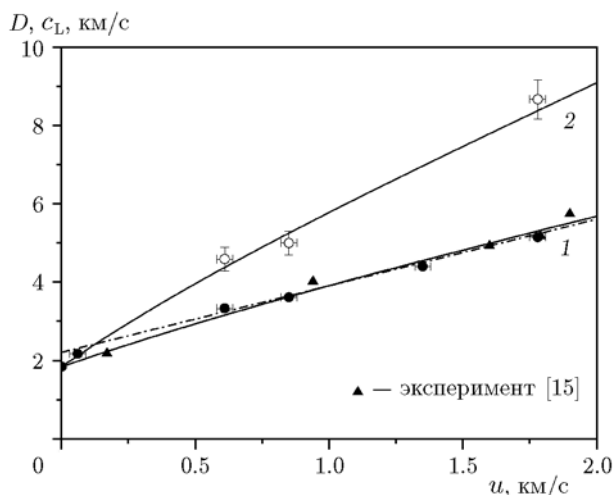


Рис. 11. Ударная адиабата и скорость звука в эмульсионной матрице

ся неизменной. Отсутствуют также какие-либо особенности, которые можно было бы связать с энергосвободением в результате химических реакций, инициированных ударно-волновым воздействием. Этот вывод подтверждает данные авторов [15, 16] о начале химического превращения эмульсии при давлении $p > 17$ ГПа, которое в проведенных экспериментах не достигалось (см. табл. 3).

Полученные экспериментальные данные по ударной сжимаемости эмульсионной матрицы приведены на рис. 11 в координатах $D-u$ (темные кружки). Показаны также обобщенная ударная адиабата для органических жидкостей [8] (штрихпунктирная линия) и обобщенная ударная адиабата (1) из работы [9] (линия 1). Кроме того, представлены данные авторов [15] (темные треугольники). Видно, что результаты экспериментов хорошо согласуются с обеими аппроксимациями.

На рис. 9 вертикальными стрелками указаны моменты прихода волн разгрузки со стороны ударника, которые из-за осцилляций на профилях скорости определяются со значительной погрешностью. Соответственно, и точность определения скорости звука невысока. Результаты оценки c_L для нескольких экспериментов приведены на рис. 11 (светлые кружки). Там же показана зависимость $c_L(u)$ (линия 2), рассчитанная, как и для силиконового каучука, на основании обобщенной ударной адиабаты (1). Хорошее согласие экспериментальных данных с расчетом, который справедлив для инертных сред без релаксационных процес-

сов, является косвенным подтверждением отсутствия химических превращений в эмульсионной матрице.

Известно, что добавление в эмульсионную матрицу микросфер приводит к резкому снижению порога инициирования химической реакции при ударно-волновом воздействии. В проведенных экспериментах исследовалось взрывчатое вещество, полученное при добавлении в матрицу 3 % (по массе) стеклянных микросфер, средний размер которых составлял 80 мкм. Плотность эмульсионного взрывчатого вещества равнялась 1.07 г/см³. Рассмотрено влияние диаметра заряда на параметры и структуру детонационных волн. В качестве оболочки использовались полипропиленовые трубы длиной 200 мм. Иницирование детонации осуществлялось прессованным зарядом тротила. Как и в предыдущих опытах, интерферометром регистрировались профили скорости при выходе детонационной волны на границу с водой. Основные параметры и результаты экспериментов приведены в табл. 4, где указаны внутренний диаметр оболочки d , скорость детонации D , массовая скорость $u_{СJ}$ и давление $p_{СJ}$ в точке Чепмена — Жуге.

Профили массовой скорости эмульсионного взрывчатого вещества на границе с водой при различных диаметрах заряда представлены на рис. 12. В начальный момент времени на профилях регистрируется скачок скорости с последующим спадом, т. е. формируется классическая структура детонационной волны с химпиком в зоне реакции. Переход от зоны реакции к волне разгрузки явно не выражен, поэтому характерное время реакции определялось как точка, в которой происходит заметное изменение градиента скорости. Это время увеличивается примерно от 0.8 до 1.2 мкс при уменьшении диаметра заряда от 36 до 15 мм. Наиболее существенным является тот факт, что давление в точке Чепмена — Жуге

Таблица 4

Параметры детонационных волн в зарядах эмульсионного взрывчатого вещества начальной плотности 1.07 г/см³

d , мм	D , км/с	$u_{СJ}$, км/с	$p_{СJ}$, ГПа
36	5.12	1.42	7.8
20	4.60	1.18	5.8
15	4.40	1.05	4.9

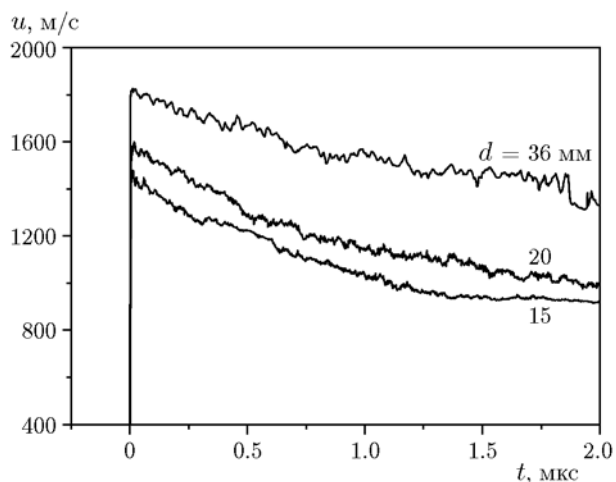


Рис. 12. Влияние диаметра заряда на профили массовой скорости в зарядах эмульсионного ВВ

в несколько раз ниже значений, реализация которых в эмульсионной матрице не приводила к заметным химическим реакциям.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенные эксперименты показали, что пористый силиконовый каучук является материалом с низким порогом схлопывания микросфер, зависящим от их концентрации и размера. При этом кинетика схлопывания пор влияет на динамику распространения импульсов сжатия, вызывая появление эффектов, типичных для сред с аномальной сжимаемостью. Подтверждено отмеченное ранее авторами [15, 16] отсутствие химических превращений в эмульсионной матрице при давлениях, в несколько раз превышающих параметры детонации в эмульсионном взрывчатом веществе, полученном при добавлении микросфер.

ЛИТЕРАТУРА

1. Острик А. В., Потапенко А. И. Гетерогенные материалы для защиты конструкций от интенсивных потоков энергии // Конструкции из композиционных материалов. — 2001. — № 1. — С. 48–53.
2. Ефремов В. П., Потапенко А. И., Фортков В. Е. Механическое действие мощных потоков энергии на высокопористые материалы // ВАНТ. Сер. Плазменная электроника и новые методы ускорения. — 2000. — Т. 2, № 1. — С. 152–154.
3. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидро-

- динамических явлений. — 2-е изд. — М.: Наука, 1976.
4. **Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.** Теоретическая физика. Т. VI: Гидродинамика. — М.: Наука, 1986.
 5. **Yoshida M., Iida M., Tanaka K., Fujiwara S., Kusakabe M., Kusakabe K.** Detonation behavior of emulsion explosives containing glass microballoons // Proc. 8th Symp. Intern. on Detonation. — 1985. — P. 171–177.
 6. **Lee J., Sandstrom F. W., Graig B. G., Persson P. A.** Detonation and shock initiation properties of emulsion explosives // Proc. 9th Intern. Detonation Symp. — 1989. — P. 573–584.
 7. **Сильвестров В. В., Пластинин А. В., Караханов С. М., Зыков В. В.** Критические диаметр и толщина эмульсионного взрывчатого вещества // Физика горения и взрыва. — 2008. — Т. 44, № 3. — С. 121–127.
 8. **Воскобойников И. М., Афанасенков А. Н., Богомолов В. М.** Обобщенная ударная адиабата органических жидкостей // Физика горения и взрыва. — 1967. — Т. 3, № 4. — С. 585–593.
 9. **Woolfolk R. W., Cowperthwaite M., Shaw R.** A «universal» Hugoniot for liquids // Thermochem. Acta. — 1973. — V. 5, N 4. — P. 409–414.
 10. **Физика взрыва** / под ред. Л. П. Орленко. — М.: Физматлит, 2002. — Т. 1.
 11. **Канель Г. И., Разоренов С. В., Уткин А. В., Фортов В. Е.** Ударно-волновые явления в конденсированных средах. — М.: Янус-К, 1996.
 12. **Калмыков Ю. Б., Канель Г. И., Пархоменко И. П., Уткин А. В., Фортов В. Е.** Поведение резины в ударных волнах и волнах разрежения // ПМТФ. — 1990. — Т. 31, № 1. — С. 126–130.
 13. **Гафаров Б. Р., Уткин А. В., Разоренов С. В., Богач А. А., Юшков Е. С.** Структура фронта слабой ударной волны в высоконаполненных композитах // ПМТФ. — 1999. — Т. 40, № 3. — С. 161–167.
 14. **Будов В. В.** Прочность полых стеклянных микросфер разного типа // Проблемы прочности. — 1991. — № 5. — С. 68–70.
 15. **Сильвестров В. В., Юношев А. С., Пластинин А. В., Рафейчик С. И.** Ударная сжимаемость эмульсионной матрицы при давлении до 37 ГПа // Физика горения и взрыва. — 2014. — Т. 50, № 4. — С. 110–116.
 16. **Сильвестров В. В., Юношев А. С., Пластинин А. В.** Ударная адиабата эмульсионной матрицы на основе водного раствора аммиачной селитры // Физика горения и взрыва. — 2014. — Т. 50, № 6. — С. 105–108.
 17. **Юношев А. С., Сильвестров В. В., Пластинин А. В., Рафейчик С. И.** Влияние искусственных пор на параметры детонации эмульсионного взрывчатого вещества // Физика горения и взрыва. — 2017. — Т. 53, № 2. — С. 91–97.

Поступила в редакцию 6/III 2018 г.