

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Объединенный институт высоких температур
Российской академии наук

На правах рукописи

Ростилов Тимофей Андреевич

**ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ОСОБЕННОСТЕЙ
РАСПРОСТРАНЕНИЯ УДАРНЫХ ВОЛН В СРЕДАХ С ЗАДАННОЙ
ПОРИСТОСТЬЮ**

1.3.14 Теплофизика и теоретическая теплотехника

Диссертация

на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
кандидат физико-математических наук
Зиборов Вадим Серафимович

Москва — 2021

Оглавление

Введение	3
Глава 1. Методы экспериментального исследования ударных волн в конденсированных средах	17
1.1 Эксперименты по одноосному ударному сжатию конденсированного вещества	18
1.1.1 Экспериментальные профили ударных волн	25
1.1.1.1 Интерферометр VISAR	26
1.2 Метательная установка Стрела-2М	32
1.3 Методы расчета ударно-волновых параметров	35
1.3.1 Расчет параметров, характеризующих фронт ударной волны	37
1.4 Выводы к главе 1	44
Глава 2. Ударно-волновые свойства сферопластиков и эпоксидной смолы	46
2.1 Особенности распространения ударных волн в композитных материалах	48
2.2 Особенности распространения ударных волн в пористых средах	49
2.3 Двух-волновая конфигурация. Упругий предвестник	52
2.4 Эксперимент по одноосному ударному сжатию сферопластиков и полимеризованной эпоксидной смолы	54
2.4.1 Характеристики образцов	55
2.4.2 Результаты экспериментов	59
2.4.2.1 Профили скорости	59
2.4.2.2 Особенности расчета ударно-волновых параметров при двух-волновой конфигурации	66
2.4.2.3 Ударные адиабаты	71
2.4.2.4 Параметры, характеризующие фронты ударных волн	79
2.5 Выводы к главе 2	90
Глава 3. Ударно-волновые свойства смеси микросферы – вода	94
3.1 Образцы смеси микросферы – вода и постановка эксперимента	95
3.2 Результаты экспериментов по одноосному ударному нагружению смеси микросферы – вода	96
3.3 Выводы к главе 3	101
Глава 4. Структура ударных волн в прессованном порошке из наночастиц никеля	103
4.1 Образцы прессованного порошка из наночастиц никеля и постановка эксперимента	104
4.2 Результаты экспериментов и анализ структуры ударной волны в прессованном порошке из наночастиц никеля	105
4.3 Выводы к главе 4	109
Заключение	111
Список используемых сокращений	114
Список литературы	115
Список публикаций по теме диссертации	122

Введение

Исследования ударных волн в пористых средах важны, поскольку позволяют определить особенности процессов разрушения пор при ударном сжатии, сопровождающихся повышенным разогревом вещества. С более практической точки зрения подобные исследования необходимы, когда требуются данные для точного предсказания отклика конкретного пористого материала на приложенную к нему ударную нагрузку во время его эксплуатации в составе какой-либо конструкции или объекта техники.

Для изучения влияния размеров пор и их концентрации на ударно-волновые свойства пористой среды необходим удобный инструмент, позволяющий контролировать эти параметры. Таким инструментом могут служить микросферы (МС) – полые сферические частицы с характерными размерами от единиц до сотен и тысяч микрометров. Материалы, из которых изготавливаются микросферы, различны – среди них можно выделить стекло, металлы, полимеры. Толщины стенок МС варьируемы и, в общем случае, составляют несколько микрометров.

В настоящей работе предоставлены экспериментальные данные об одноосном ударном нагружении нескольких типов пористых сред. К первому типу относятся сферопластики, пористые полимерные композитные материалы (КМ), содержащие микросферы. Сферопластики широко применяются в технике и конструкциях совершенно различного назначения, в том числе таких, которые в ходе своей эксплуатации могут подвергаться ударным нагрузкам. Результаты экспериментального исследования особенностей распространения ударных волн (УВ) и динамики перехода из невозмущенного в ударно-сжатое состояние – как в интересующем КМ, так и в отдельных его компонентах – являются основой для создания точных моделей поведения таких материалов в условиях реального нагружения и могут пролить свет на их новые свойства.

Ко второму типу относится смесь стеклянные микросферы – вода, вещество, которое можно приближенно рассматривать в качестве инертного аналога эмульсионных взрывчатых веществ (ЭМВВ) малой плотности. ЭМВВ –

промышленные взрывчатые вещества на основе эмульсионной матрицы, в которую добавляется порообразующая добавка – сенсibilизатор. Добавление сенсibilизатора, которым могут служить микросферы различного состава, делает эмульсию, единственный энергетический компонент ЭМВВ, способной к детонации. Сравнение ударно-волновых свойств инертных и энергетических микросферических сред, может быть полезно при изучении связи процессов разрушения микросфер и детонации ЭМВВ.

К третьему типу относится прессованный порошок из наночастиц никеля (pnNi). Пористость этого вещества не связана с микросферами – интерес представляет рассмотрение ударной сжимаемости материала с наноразмерными порами. Более того, смесь наночастиц никеля и алюминия исследуется на предмет возможности протекания химической реакции образования интерметаллида алюминид никеля $Al+Ni \rightarrow NiAl$ за фронтом ударной волны. Для дальнейшего анализа результатов экспериментов по ударному сжатию этой смеси необходимо знать ударно-волновые свойства её компонентов, в том числе и pnNi.

Актуальность:

Существует большое количество научных работ, посвященных рассмотрению процессов ударно-волнового нагружения разнообразных пористых сред [1-6]. При одинаковом давлении нагружения пористое вещество претерпевает повышенный разогрев, в сравнении с аналогичным по составу сплошным [7]. Такой разогрев и сопутствующее тепловое расширение пористого вещества оказывают непосредственное влияние на его ударную адиабату [1, 2]. Например, когда пористость вещества мала или умеренна, его ударная адиабата на плоскости давление – удельный объем будет тем выше отклонена от адиабаты сплошного вещества, чем больше его пористость. Если пористость вещества велика, то его ударная адиабата может принять аномальный вид, при котором большему давлению будут соответствовать большие удельные объемы [1, 7].

Другой особенностью пористых сред является расщепление ударной волны на волну-предвестник, в которой материал сжимается упруго, и пластическую ударную волну, в которой происходит закрытие пор и необратимая деформация

вещества [3, 4, 6, 8]. Упругое сжатие в предвестнике связывается со способностью стенок пор выдерживать определенную динамическую нагрузку не разрушаясь, при этом сжатие в этой волне вещества в целом, в зависимости от его структуры, может сопровождаться некоторой необратимой деформацией [5]. Двух-волновая конфигурация существует в определенных диапазонах давлений, при этом она характерна не для всех пористых сред [9] и наблюдается в различных сплошных [10].

Литературные данные по ударному сжатию инертных микросферических сред, чьи пористость и размер пор задаются концентрацией и типом МС, ограничены. При этом, поскольку относительно просто создавать как сами микросферические среды, так и варьировать их параметры пористости, они являются перспективными кандидатами для исследований особенностей распространения ударных волн в пористых средах в целом. Дальнейшее экспериментальное исследование ударной сжимаемости таких сред необходимо с целью апробации их применения в этой задаче и наработки экспериментального материала.

Среды, содержащие микросферы, также широко используются в практических приложениях [11], включая такие, где необходимо знание их ударно-волновых свойств. Сферопластики, например, непосредственно применяются в качестве материалов, ослабляющих разрушительное действие ударных волн [11, 12].

Кроме того, из сферопластиков изготавливают блоки дополнительной плавучести, благодаря которым глубоководные аппараты могут опускаться на глубину до 11 км [13]. В авиации эти материалы используются для заполнения сотовых конструкций с целью снижения массы изделий и при производстве различных деталей [14]. Из сферопластиков также делают теплоизоляционные покрытия, сфера применений которых очень обширна [11].

Нанесение металлического слоя на микросферы позволяет создавать покрытия из сферопластиков для защиты от различных видов ионизирующих излучений [15, 16]. При этом при поглощении частиц излучения в материале

формируются ударные волны. Подобные покрытия необходимы в ракетно-космической и атомно-энергетической отраслях.

Обнаружено, что при облучении потоком релятивистских электронов сферопластика с микросферами, покрытыми вольфрамом, на их поверхности образуются нановолокна [17]. При этом давление в материале в области поглощения излучения составляло порядка 22 ГПа. Это уникальный эффект, который может привести к созданию нового метода получения нитиевидных наноструктур.

Различные свойства сферопластиков хорошо известны [11, 18-22]. Существующие модели позволяют по известным параметрам матрицы и наполнителя предсказывать, например, каким модулем упругости или коэффициентом линейного теплового расширения будет обладать такой материал [11]. Однако, как отмечалось выше, представленные в литературе данные по ударно-волновым свойствам сферопластиков фрагментарны, несмотря на то, что в большинстве рассмотренных приложений они могут подвергаться ударным нагрузкам различной природы. В связи с этим можно заключить, что экспериментальное исследование особенностей распространения ударных волн в сферопластиках является актуальной задачей.

Аспекты детонации эмульсионных взрывчатых веществ и влияние свойств сенсibilизаторов и эмульсионных матриц на этот процесс хорошо изучены [23-26]. В работе [27] были определены временные характеристики теплового излучения, возникающего при ударном сжатии монослоев двух типов микросфер, помещенных в воду. При этом, автору не известны работы, посвященные экспериментальному определению ударных адиабат полностью инертных смесей микросферы – жидкость или эмульсия. Изучение отклика подобной смеси на ударную нагрузку может продемонстрировать, как бы могло протекать ударное сжатие ЭМВВ, если бы оно не детонировало.

Данные по ударной сжимаемости прессованного порошка из наночастиц никеля – материала, чья пористость не связана с микросферами – необходимы для детального рассмотрения процесса ударного-волнового нагружения смеси

наночастиц никеля и алюминия, при котором может происходить образование интерметаллида NiAl [28, 29].

При относительно невысоких давлениях ударного сжатия в pnNi формируется сложная волновая конфигурация, связанная с образованием волны-предвестника. Такая структура характерна и для сферопластиков. В настоящей работе представлен анализ формы профилей ударных волн с рассмотрением аспектов распространения предвестников как в сферопластике, так и в pnNi. Однако, ввиду экспериментальных особенностей для pnNi проведенный анализ оказался более нагляден.

Степень разработанности темы:

Ударно-волновые свойства эпоксидных и каучковых сферопластиков со стеклянными микросферами являются наиболее изученными [12, 27, 30-34]. Некоторые сведения по ударному сжатию алюминия, вспененного микросферами, опубликованы в [4]. В работе [30] приводятся данные по ударной сжимаемости и структуре ударных волн в эпоксидном сферопластике с начальной плотностью $\rho_0=0.94$ г/см³ и объемной долей стеклянных микросфер $\varphi=42\%$ в диапазоне давлений ударного сжатия $0.5\div 4.2$ ГПа; наблюдался излом в зависимости скорости ударной волны от массовой скорости $D(u_p)$ при $u_p \approx 0.6$ км/с, вероятно, разграничивающий режимы полного и частичного разрушения пористой структуры материала. Результаты исследования ударного сжатия полиэфиров ($\rho_0=0.690\div 0.642$ г/см³) и эпоксидных сферопластиков ($\rho_0=0.690\div 0.625$ г/см³) при $0.2\div 10$ ГПа представлены в [31]. Вид ударных адиабат $D(u_p)$ полиэфиров сферопластиков в этой работе, предположительно, демонстрирует наличие излома при $u_p \approx 1$ км/с. Авторами [32, 33] проведено обширное исследование различных аспектов распространения ударных волн в каучковых сферопластиках со стеклянными МС.

В работах [27, 34] была оценена температура *горячих точек* [35] в полимеризованной смеси микросферы – эпоксидная смола ($\rho_0=1.056$ г/см³); показано, что в диапазоне давлений $2\div 29$ ГПа яркостная температура смеси

повышается от 1600 до 3200 К и на 1000÷1500 К превышает температуру ненаполненной эпоксидной смолы.

При относительно невысоких давлениях УВ, входящая в образец сферопластика, расщепляется на две: волну-предвестник и пластическую ударную волну, в которой происходит разрушение микросфер и дальнейшая пластическая деформация матрицы и осколков наполнителя. Ярко выраженная двух-волновая конфигурация наблюдалась на экспериментальных профилях УВ в [12, 30, 32, 33].

Авторы [12] выполнили моделирование профиля ударной волны в сферопластике с $\rho_0=0.624$ г/см³. Однако, полное согласие модели и эксперимента отсутствовало, что частично может быть связано с упрощением при оценке скорости деформации во фронте пластической УВ.

Для проведения полного анализа результатов экспериментов по ударному нагружению гетерогенного материала необходимо знать ударно-волновые свойства каждого из его компонентов. Ввиду многообразия полимерных матриц, характеристики которых могут сильно различаться между собой, ограничимся только кратким рассмотрением ударной сжимаемости полимеризованных эпоксидных смол, поскольку в настоящей работе изучаются именно эпоксидные сферопластики.

Эпоксидные смолы являются широко используемым связующим материалом как для сферопластиков, так и для других видов современных КМ. Данные по ударно-волновым свойствам эпоксидных смол различного состава в широких диапазонах давлений представлены в [36-41]. Их ударные адиабаты лежат близко к друг другу [38, 41], при этом при давлениях и массовых скоростях порядка 20÷25 ГПа и 2.5÷3.5 км/с, соответственно, они претерпевают излом, характерный для многих полимеров и связанный с химическим разложением макромолекул [2].

Результаты исследований ударной сжимаемости различных стеклянных микросфер и микрошариков, по своей форме являющихся порошками, опубликованы в [42-44]. В работе [42] продемонстрирован аномальный вид ударной адиабаты микросфер со средним диаметром 34.1 мкм в диапазоне давлений 0.37÷3.9 ГПа, обусловленный сильным разогревом высокопористого

вещества при ударном сжатии [7]. Авторы [43, 44] исследовали влияние размера микрошариков (“неполых микросфер”) на их ударно-волновые свойства при $0.6\div 4.5$ ГПа. Частицы имели диаметры 63, 200, 500 мкм. Было показано, что профили УВ в этих веществах имеют двух-волновую структуру, которая при одинаковом давлении наиболее ярко выражена у частиц большего размера. При этом ударные адиабаты трех видов микрошариков имели нормальный вид при давлениях до 2.5 ГПа.

В работе [27] проводилась регистрация профилей излучения ударно-сжатых монослоев стеклянных и полимерных микросфер, заполненных водой, в диапазоне давлений до 26.6 ГПа; определены времена формирования горячих точек и доминирующие механизмы, которые вызывают их появление при различных уровнях нагружения.

Аспекты детонации эмульсионных взрывчатых веществ и ударно-волновые свойства эмульсионных матриц различного состава изучались во множестве работ, среди которых можно выделить [23-26]. Влияние начальной плотности ЭМВВ ($\rho_0=0.5\div 1.37$ г/см³) на его детонационные свойства было исследовано в [23]. В работе [24] была изучена ударная сжимаемость эмульсионной матрицы на основе водного раствора аммиачной и натриевой селитр ($\rho_0=1.40$ г/см³) при $0.5\div 37$ ГПа; вещество вело себя как инертное – его ударная адиабата не содержала никаких особенностей. При давлении на входе в образцы от 17 ГПа и более на профилях давления наблюдался скачок амплитуды, интерпретируемый как эффект от химического разложения эмульсии за фронтом УВ. Авторами [25] проведены измерения температуры ударно-сжатой эмульсионной матрицы при $3.4\div 22$ ГПа. Влияние типа газогенерирующей добавки, в том числе различных микросфер, на параметры детонации ЭМВВ было исследовано в [26].

В работах [28, 29] опубликованы результаты экспериментов по ударному нагружению смесей микро- и наночастиц никеля в области давлений до 60 ГПа. Обнаружено, что скорость звука в ударно-сжатой смеси наночастиц выше, чем в смеси микрочастиц [29]. При этом не получено надежного подтверждения

протекания реакции образования интерметаллида NiAl. Сведения по ударной сжимаемости сплошного и пористого никеля представлены в сборниках [45, 46].

Цели и задачи исследования:

Ввиду того, что представленные в литературе экспериментальные данные по ударно-волновым свойствам инертных микросферических сред и никеля с наноразмерными порами ограничены, дальнейшее изучение таких веществ позволит уточнить влияние концентрации, размеров и структуры их пор на процесс ударного сжатия и, возможно, обнаружить его новые особенности.

В связи с этим общей целью настоящей работы являлось исследование аспектов распространения ударных волн в нескольких типах сред: эпоксидных сферопластиках и их матрице, смеси стеклянные микросферы – вода и прессованном порошке из наночастиц никеля – в диапазонах давлений, достижимых в экспериментах по соударению пластин на одноступенчатой пороховой метательной установке.

Для достижения обозначенной цели были поставлены и выполнены задачи:

1. Собрать и ввести в эксплуатацию доплеровский лазерный интерферометр VISAR [47] (*velocity interferometer for any reflector* – интерферометр для измерения скорости любой отражающей поверхности) для регистрации ударных волн в экспериментах. Подготовить пороховую метательную установку Стрела-2М для проведения экспериментов по одноосному ударному нагружению с применением VISAR.
2. Изучить влияние концентрации микросфер на ударно-волновые свойства сферопластиков, в том числе выполнить эксперименты с чистой эпоксидной смолой, служащей для них матрицей. Получить в экспериментах четыре группы данных: (i) ударные адиабаты, (ii) величины пределов упругости Гюгонио у сферопластиков, (iii) профили ударных волн, (iv) параметры, характеризующие фронты ударных волн. Рассмотреть особенности распространения волны-предвестника в сферопластике и её влияние на последующую пластическую ударную волну.

3. Исследовать отклик смеси стеклянные микросферы – вода на одноосное ударное сжатие: определить ударную адиабату вещества и провести регистрацию профилей ударных волн.
4. На основе результатов настоящей работы и литературных данных выявить общие закономерности в процессах распространения ударных волн в средах, содержащих микросферы.
5. Рассмотреть особенности распространения волны-предвестника и её влияние на пластическую ударную волну в прессованном порошке из наночастиц никеля.

Научная новизна полученных результатов:

В экспериментах по соударению пластин впервые детально исследовано влияние концентрации стеклянных микросфер на ударно-волновые свойства эпоксидного сферопластика при давлениях до ~ 1 ГПа. Обнаружено, что при больших объемных долях наполнителя, порядка 50%, ударная адиабата сферопластика принимает аномальный вид, связанный с разогревом, который претерпевает сильнопористая среда при ударном сжатии [7]. Рассмотрены особенности расчета ударно-волновых параметров при формировании двух-волновой конфигурации. Продемонстрировано понижение предела упругости Гюгонио с ростом концентрации микросфер, что согласуется с модельными представлениями об отклике пористой среды на ударную нагрузку [6].

Определены величины характеризующие фронты ударных волн: максимальная скорость продольной деформации во фронте волны, общее время нарастания фронта и эффективный коэффициент вязкости. Построены степенные соотношения, связывающие эти параметры и давление ударного сжатия. Рассмотрена эволюция фронтов предвестника и пластической ударной волны при их распространении на различные расстояния в сферопластике с объёмной долей микросфер 55% при режиме нагружения 0.3 ГПа.

Обнаружено, что показатель степени n в зависимости максимальной скорости продольной деформации от давления ударного сжатия $\dot{\epsilon}_x \sim p^n$ у полимеризованной эпоксидной смолы равен 5.5, что сильно превышает

стандартное для сплошных сред значение 4 [48, 49]. Подробно рассмотрена эволюция фронта ударной волны в эпоксидной смоле и определены условия стационарного режима её распространения при давлении 1.3 ГПа.

Показано, что с ростом давления эффективный коэффициент вязкости эпоксидной смолы перестает зависеть от давления при 1.5 ГПа, в то время как у сферопластика с объемной долей микросфер 27% уже при 0.5 ГПа.

Измерена ударная адиабата и зарегистрированы профили ударных волн смеси стеклянные микросферы – вода в диапазоне давлений 0.17÷0.42 ГПа. Выполнено сравнение полученных результатов с представленными в литературе данными по ударной сжимаемости близких по составу микросфер и кварцевого порошка малой плотности; рассмотрено влияние структуры пор на переход ударной адиабаты к аномальному виду.

Отсутствие ярко выраженных волн-предвестников на профилях ударных волн смеси микросферы – вода и наличие их на профилях высоконаполненного сферопластика обозначило ключевую роль матрицы микросферической среды в формировании этих волн. При этом близость ударных адиабат и времен нарастания фронтов пластических ударных волн этих веществ позволяет судить о важном вкладе высокой концентрации микросфер в их ударно-волновые свойства.

Проведены эксперименты по ударному сжатию прессованного порошка из наночастиц никеля при давлениях 1.7 и 4.1 ГПа; наблюдалась сложная волновая картина, связанная с образованием предвестника. На примере pnNi и сферопластика рассмотрено влияние предвестника на результаты измерений и расчеты параметров ударного сжатия. Анализ двух-волновой структуры в pnNi показал, что полученные формы профилей ударных волн можно объяснить реверберациями предвестника. Из-за в некотором роде уникальных экспериментальных особенностей эффект от ревербераций в сферопластике, по сравнению с pnNi , был не так значителен.

Практическая и теоретическая ценность:

Ударные адиабаты и данные о структуре ударных волн, полученные в работе, являются опорным материалом как при построении уравнений состояния

исследованных веществ, так и в целом при анализе процессов, сопровождающих разрушение пор при ударном сжатии, в независимости от типа среды.

Востребованность сферопластиков в сфере практических применений предполагает необходимость в знании их свойств в широких диапазонах параметров. Результаты работы могут позволить скорректировать существующие модели поведения сферопластиков при высокоскоростном ударе и иных ударных нагрузках.

Информация о смеси микросферы – вода, будет полезна при исследованиях ударно-волнового инициирования низкоплотных эмульсионных взрывчатых веществ и выявления основных процессов образования в них горячих точек при различных режимах нагружения.

В целом, совокупность полученного экспериментального материала по ударному сжатию микросферических сред вместе с имеющимися литературными данными закладывает основу для их использования этих веществ в исследованиях связи между параметрами пористости и ударно-волновыми свойствами.

Отдельно необходимо выделить результаты анализа фронтов ударных волн в ненаполненной эпоксидной смоле, поскольку они сильно отличаются от известных данных для других типов сплошных сред. Полученное для этого материала соотношение, связывающее скорость пластической деформации и давление, может послужить основой для развития теоретических воззрений о высокоскоростной деформации полимеров и композитов на их основе.

Сведения об ударной сжимаемости $p_n Ni$ необходимы для наработки экспериментальных данных по ударной сжимаемости сред с наноразмерными порами в целом и, в частности для анализа процессов, в том числе химических, происходящих при ударном нагружении смесей порошков, включающих наночастицы никеля.

Методы исследования и экспериментальное оснащение:

Эксперименты по одноосному ударному нагружению образцов проводились на пороховой баллистической установке Стрела-2М с калибром 57 мм. Для измерения скорости ударников и контроля перекоса между соударяющимися

поверхностями использовалась система контактных датчиков игольчатого типа. Регистрация профилей ударных волн осуществлялась с помощью лазерного доплеровского интерферометра VISAR [47]. Лазерный пучок с длиной волны 532 нм генерировался лазером МОЦАРТ-532-5W-s. Для записи сигналов использовались осциллографы Agilent Infiniium DSO90254A с полосой пропускания 2.5 ГГц и частотой дискретизации 20 Гвыб/с и Tektronix TDS 2024 (200 МГц, 2 Гвыб/с).

На защиту следующие положения:

1. Ударные адиабаты и профили ударных волн эпоксидных сферопластиков с объемной долей стеклянных микросфер $\varphi=27$ и 55% при давлениях $0.50\div 1.28$ и $0.16\div 0.70$ ГПа, соответственно. На плоскости давление – удельный объем ударная адиабата сферопластика с $\varphi=55\%$ имеет аномальный вид. Предел упругости Гюгонио понижается с ростом концентрации микросфер.
2. Степенные соотношения, связывающие давление и параметры, характеризующие фронты пластических ударных волн в сферопластиках и эпоксидной смоле: максимальную скорость продольной деформации, эффективный коэффициент вязкости, время нарастания.
3. Показатель степени в зависимости максимальной скорости продольной деформации от давления ударного сжатия $\dot{\epsilon}_x \sim p^n$ у полимеризованной эпоксидной смолы равен 5.5 при $0.79\div 2.70$ ГПа и заметно превышает стандартное значение 4. Для верификации этого результата исследована эволюция фронта ударной волны при распространении её на расстояния в диапазоне $4.62\div 14.57$ мм при 1.3 ГПа; рассмотрены условия достижения ударной волной стационарного режима распространения.
4. Ударная адиабата и профили ударных волн смеси стеклянные микросферы – вода в диапазоне давлений $0.17\div 0.42$ ГПа. Полученные данные свидетельствуют об аномальном виде ударной адиабаты на плоскости давление – удельный объем, аналогичном тому, что наблюдался у сферопластика с $\varphi=55\%$. Профили ударных волн указывают на возможное формирование волны-предвестника крайне малой амплитуды.

5. Результаты экспериментов по одноосному ударному нагружению образцов прессованного порошка из наночастиц никеля при 1.7 и 4.1 ГПа. Проведен анализ сложной структуры фронтовой части профиля ударной волны в этом материале при 4.1 ГПа с учетом рассмотрения ревербераций предвестника в образце.

Содержание и объем диссертации:

Диссертация содержит введение, 4 главы, заключение, список использованных сокращений, списки публикаций по теме настоящей работы и цитируемой литературы. Она состоит из 123 страниц текста, содержащих 43 рисунков и 8 таблиц. Список цитируемой литературы состоит из 110 наименований.

Во введении описаны основные положения диссертации, её структура и объем научной работы, выполненной при её подготовке, представлен литературный обзор по выбранной теме.

В главе 1 рассмотрены различные схемы экспериментов по одноосному ударному нагружению вещества в конденсированном состоянии и методы расчета ударно-волновых параметров на основе экспериментальных данных. Описаны метательная установка Стрела-2М и интерферометр VISAR, с использованием которых проводились исследования в настоящей работе.

В главе 2 приведены сведения об аспектах распространения ударных волн в пористых средах. Представлены результаты экспериментов по одноосному ударному сжатию эпоксидных сферопластиков со стеклянными микросферами, и эпоксидной смолы, служившей для них матрицей.

В главе 3 изложены результаты экспериментов по одноосному ударному сжатию смеси полые стеклянные микросферы – вода и проведен сравнительный анализ ударно-волновых свойств сред, содержащих микросферы.

Глава 4 посвящена рассмотрению особенностей распространения ударных волн в прессованном порошке из наночастиц никеля при относительно невысоких давлениях. Описано влияние ревербераций волны-предвестника внутри образца на результаты экспериментов.

Личный вклад автора:

Автор диссертации принимал ключевое участие в сборке и отладке интерферометра VISAR, планировании и постановке экспериментов по ударному сжатию на метательной установке Стрела-2М; обрабатывал результаты и участвовал в обсуждении полученных экспериментальных данных, выполнял расчеты. Все публикации, подготовленные при работе над диссертацией, написаны при непосредственном участии автора.

Апробация результатов:

Результаты работы были представлены на конференциях: — Комплексная безопасность и физическая защита. VI Мемориальный семинар профессора Б.Е. Гельфанда. Санкт-Петербург, 2017; — International Conference on Interaction of Intense Energy Fluxes with Matter. Elbrus, Russia 2019, 2021; — XV Всероссийский симпозиум по горению и взрыву, Москва, 2020; — 63-я Всероссийская научная конференция МФТИ, 2020; — XLVII Международная молодежная научная конференция «Гагаринские чтения», 2021.

Публикации:

В рамках подготовки диссертации было опубликовано 12 печатных работ. Из них 3 – в рецензируемых журналах из списка ВАК, 9 – в трудах конференций. Список подготовленных публикаций приведен на с. 122.

Глава 1. Методы экспериментального исследования ударных волн в конденсированных средах

Эксперименты по ударно-волновому нагружению позволяют изучать свойства конденсированных сред при экстремальных условиях, достижение которых с помощью иных методов может быть затруднено [1]. Например, в результате воздействия сильного взрыва давление ударного сжатия может достигать единиц и десятков терапаскалей [1, 50]. Изучение диапазона сравнительно небольших давлений проливает свет на особенности поведения вещества при умеренных ударных нагрузках, с которыми оно с большей вероятностью может столкнуться на практике. Различные методы экспериментов по ударному сжатию конденсированных сред начали своё активное развитие в середине 20-ого века [7], непрерывно продолжающееся с тех пор [10, 51, 52].

Ударная волна является конечной формой волны сжатия, распространяющейся в нормальной среде, т.е. в среде в которой скорость звука возрастает с увеличением давления [51]. При этом скорость распространения УВ больше скорости звука невозмущенного вещества, но меньше скорости звука ударно-сжатого. В некоторых случаях фронт ударной волны можно представить, как поверхность, распространяющуюся по веществу. При прохождении вещества через неё, его параметры (например, давление p , плотность ρ , массовая скорость u_p и др.) меняются мгновенно – скачкообразным образом. На практике, особенно в областях относительно невысоких и умеренных давлений, фронты ударных волн имеют толщину или, иначе, время нарастания, определяемое вязкостью, теплопроводностью и прочностными свойствами среды [49, 53]. Параметры вещества, через которое проходит фронт подобной ударной волны, меняются за конечное время.

При одномерном движении среды параметры по обе стороны от фронта стационарной плоской УВ связаны соотношениями Ренкина-Гюгонио, представляющими собой законы сохранения массы, импульса и энергии, соответственно [51]:

$$V = V_0 \frac{D - u_p}{D}, \quad (1.1)$$

$$p = \rho_0 D u_p, \quad (1.2)$$

$$E = E_0 + \frac{1}{2} p (V_0 - V), \quad (1.3)$$

где $V = 1/\rho$ – удельный объем, D – скорость ударной волны, E – удельная внутренняя энергия; величины с индексом 0 соответствуют невозмущенному веществу, без индекса – веществу за фронтом УВ. Важно отметить, что соотношения (1.1) – (1.3) записаны для ударной волны, распространяющейся по изначально покоящемуся веществу, давлением в котором можно пренебречь.

1.1 Эксперимент по одноосному ударному сжатию конденсированного вещества

Эксперимент по одноосному ударному нагружению твердого вещества состоит в том, что с покоящейся пластиной из этого вещества соударяется пластина-ударник, разогнанная до требуемой скорости. Несколько сложнее реализуется постановка с жидкими и порошкообразными средами, как будет изложено далее.

Разгон ударника может осуществляться в различных метательных установках, при детонации взрывчатого вещества, под воздействием мощных импульсов лазерного излучения [2, 10, 51]. В подобных экспериментах в результате удара в образце начинает распространяться плоская ударная волна [51]. Одномерное движение среды обеспечивается большими поперечными размерами пластин, по сравнению с их толщинами. Такая геометрия позволяет избежать влияния волн разгрузки с боковых поверхностей пластин на область измерений в течении необходимого времени [51]. Длительность импульса ударной нагрузки может лежать в диапазоне от 100 нс до нескольких мкс [2].

Далее будет рассмотрена техника эксперимента по соударению пластин с точки зрения её реализации на метательных установках, поскольку на одной из таких проводились исследования в настоящей работе. Однако в целом,

рассматриваемые методы исследования ударно-волновых параметров, могут быть вполне применимы и к другим постановкам, в частности, при использовании взрывных генераторов.

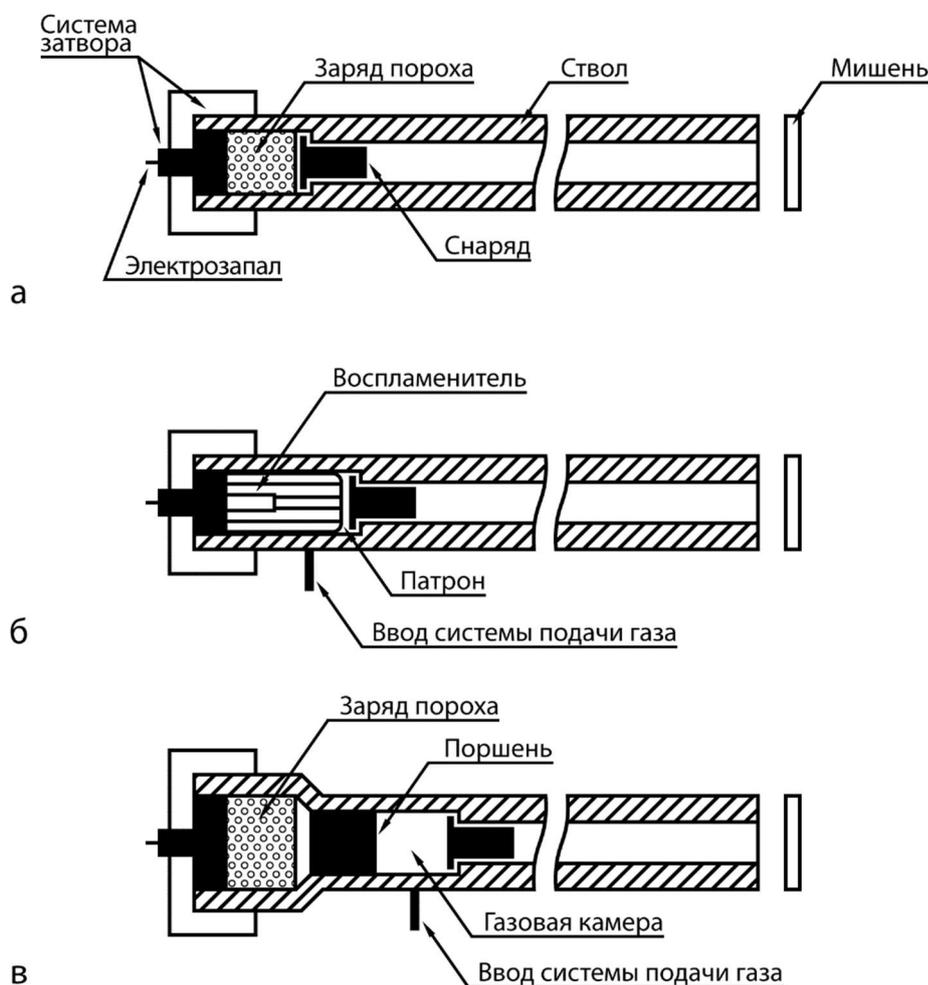


Рис. 1. Схемы некоторых видов баллистических установок. (а) Одноступенчатая пороховая баллистическая установка. (б) Одноступенчатая газодинамическая баллистическая установка с кислородно-водородно-гелиевой смесью в качестве рабочего газа [54]. (в) Двухступенчатая поршневая баллистическая установка [51].

В зависимости от типа баллистической установки разгон снаряда, содержащего плоский ударник, может осуществляться с помощью горения пороха, воспламенения легкого газа, комбинации этих двух способов (многоступенчатые баллистические установки), а также в результате работы пневматической или электроимпульсной систем [51, 54]. Схемы некоторых их упомянутых установок изображены на рис. 1. В экспериментах на таких установках скорость ударника может достигать $0.1 \div 10$ км/с [2, 51].

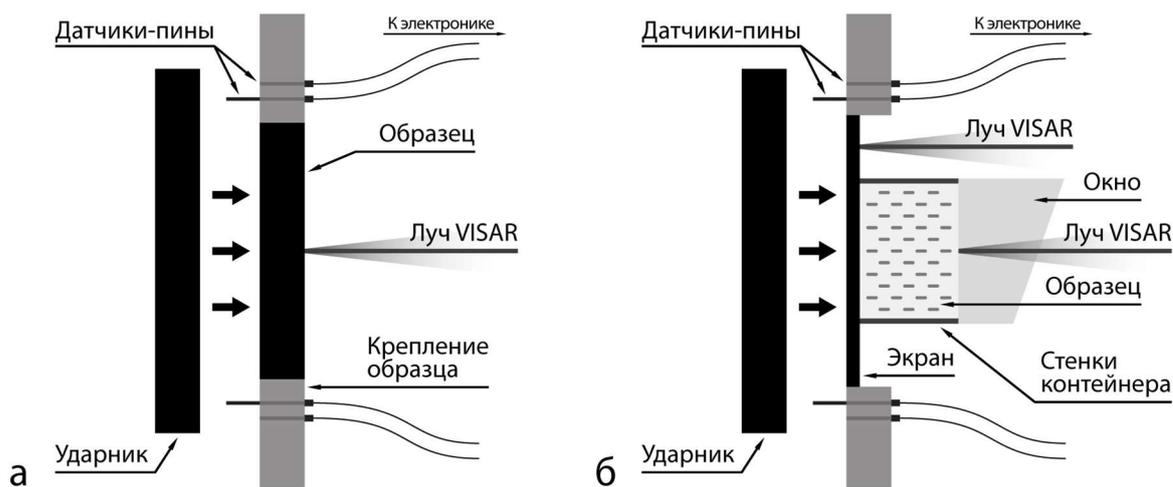


Рис. 2. (а) Схема симметричной постановки эксперимента по соударению пластин. Средства измерения изображены для полноты картины. (б) Схема постановки эксперимента по ударному сжатию жидкости или порошка.

Наиболее простой схемой эксперимента по соударению пластин является симметричная постановка, при которой ударник и образец сделаны из одного материала (рис. 2а). В результате их соударения образуются две ударных волны одинаковой амплитуды, одна из которых начинает распространяться в образце, а другая в затормаживающемся ударнике [45]. Поскольку удар симметричен, массовая скорость за фронтом УВ u_p в образце может быть определена как:

$$u_p = V_i/2, \quad (1.4)$$

где V_i – скорость ударника.

Измерение скорости ударника, подлетающего к образцу, возможно осуществить с помощью систем контактных датчиков игольчатого типа, называемых пинами [55], систем лазеров или диодов [56, 57]. В наиболее простой реализации датчик-пин представляет собой коаксиальную систему проводник – диэлектрик – проводник (рис. 3). При подлете к образцу ударник соприкасается с торцом пина и замыкает проводники, в результате на подключенном осциллографе регистрируется сигнал, маркирующий метку времени. Используются системы, состоящие из двух (или более) пар пинов, расположенных на известных расстояниях друг от друга и от плоскости соударения. В схеме на рис. 2а измерение скорости ударника осуществляется с помощью системы двух пар пинов. Торцы одной пары расположены в плоскости соударения, а другой на отдалении от неё.

На рис. 2а все четыре пина расположены в одной плоскости, однако на практике пары размещаются в перпендикулярных плоскостях, что также позволяет контролировать перекося – нарушение параллельности между соударяющимися торцами образца и ударника.



Рис. 3. Контактный датчик игольчатого типа (пин).

Измерения с помощью лазерных систем основываются на регистрации времени перекрытия пучка света, источник которого введен в ствол, летящим ударником [56, 57]. Источники лазерного света также, как и в случае с пинами, расставляются на известных расстояниях друг от друга.

Погрешность измерения скорости ударника в упомянутых методах измерения скорости ударника V_i обычно составляет порядка 0.1-1% [56, 58, 59].

Скорость ударной волны D определяется с помощью регистрации меток времени её входа в образец и выхода из него [51]. Среди всего диапазона ударно-волновых параметров эта величина является наиболее удобной для определения, ввиду относительной простоты организации измерений [45]. Например, измерение меток времени может быть организовано с помощью электроконтактных датчиков [45, 51], пьезодатчиков [1] и методов лазерной интерферометрии [57, 59].

На рис. 2а измерение времени входа УВ в образец определяется с помощью пинов, торцы которых находятся в плоскости соударения, а время выхода на основе интерферометрического измерения. Погрешность измерения скорости волны тем меньше, чем больше толщина образца; обычно она составляет 0.5-3% [1, 59-61].

Полученная в экспериментах с разными скоростями ударника совокупность точек (u_p, D) позволяет определить ударную адиабату вещества на плоскости скорость ударной волны – массовая скорость в исследованном диапазоне режимов нагружения. Используя соотношения Ренкина-Гюгонио (1.1) – (1.3) и измеренную зависимость $D(u_p)$ можно получить недостающие параметры вещества за фронтом ударной волны и вид ударных адиабат в иных координатах. Методы таких расчетов представлены в параграфе 1.3.

Кроме величин u_p и D , измеряемых дискретными методами, описанными выше, в экспериментах по соударению пластин возможно непрерывно регистрировать изменение одного из параметров вещества при прохождении через него УВ. Результатами подобных измерений являются профили ударных волн; методы их регистрации и анализа рассматриваются в п. 1.1.1 и 1.1.1.1.

По ряду причин симметричная постановка эксперимента не всегда может быть использована. Например, если исследуемое вещество является жидкостью или порошком, то оно должно быть помещено в контейнер (рис. 2б), а ударно-волновые свойства материалов, из которых он сделан, должны быть известны. Такие контейнеры используются и для твердых тел, если в эксперименте необходимо выделить ту или иную особенность ударного сжатия. Их ключевыми элементами являются экран – пластина, прилегающая к стороне образца, предназначенной для соударения, и диагностическое окно, прилегающее к тыльной стороне образца. В случае твердых тел, экран и диагностическое окно могут быть приклеены к образцу. Тогда стенки контейнера, изображенные в примере для жидкости (рис. 2б), могут отсутствовать.

Измерение скорости ударной волны в жидкости в постановке на рис. 2б осуществляется с помощью регистрации профиля скорости на тыльной поверхности экрана (время входа УВ в образец) и профиля скорости на границе образец – вода (время выхода).

Кроме используемых методов измерения и агрегатного состояния исследуемого вещества, влияние на выбор типа экспериментальной сборки и её параметров оказывают и иные соображения, которые будут рассмотрены далее.

В случае, если необходимо строго выдержать одинаковый режим нагружения, но использовать образцы из разных материалов, или образцы из одного материала с разной толщиной, на одном экране располагают сразу несколько образцов [57]. При работе с жидкостью или порошком используются многоуровневые контейнеры [59].

Поперечные размеры ударников, образцов и окон должны быть такими, чтобы боковые эффекты с краев не проявляли себя в течении необходимого промежутка времени и условия одномерного движения среды в исследуемой области были соблюдены, как это отмечалось выше. В литературе приводится правило для отношения диаметра образца к его толщине [62]: $d_s > 4h_s$. Это правило записано для диаметров, поскольку чаще всего используются образцы в форме диска.

Для анализа ревербераций волн в образце и элементах экспериментальной сборки используются величины динамического импеданса и динамической жесткости материала – ρc и ρc^2 , соответственно, где ρ – плотность ударно-сжатого вещества, c – эйлерова скорость звука (скорость звука в лабораторной системе координат) [51]. Также применяется величина ударного импеданса $\rho_0 D$, равная тангенсу угла наклона луча (1.2) на плоскости $p - u_p$ [2, 63].

При достижении ударной волны границы общей для двух сред (например, границы образец – окно на рис. 2б) реализуется один из двух процессов: (i) если динамическая жесткость окна больше, чем у образца, то в обе стороны от границы начинают распространяться ударные волны; (ii) если динамическая жесткость окна меньше, чем у образца, то в образец отражается центрированная волна разгрузки, а в окне начинает распространяться ударная волна [51]. При выходе УВ на свободную поверхность (рис. 2а) внутрь образца отражается центрированная волна разгрузки.

В качестве материала окна могут использоваться: полиметилметакрилат (ПММА), сапфир [63], кристалл LiF [64], вода [32, 37].

Диагностические окна могут быть и непрозрачными, например, в случае работы с гетерогенными средами [59, 65], а использование термина “окно” условно. Такая постановка используется, когда необходимо исключить влияние неоднородностей гетерогенной структуры образца на интерферометрические измерения профиля ударной волны. При этом измерения проводятся на поверхности непрозрачного окна, а затем результаты измерений пересчитываются с использованием известных ударно-волновых свойств окна, чтобы соответствовать профилю УВ в образце.

Используя экран и окно с большими, чем у образца, динамическими жесткостями можно реализовать ступенчатое ударное нагружение образца [53].

Помимо варьирования скорости ударника, как величины, задающей режим нагружения, можно изменять материалы ударника и экрана, если он присутствует.

Толщины образцов подбираются в зависимости от изучаемого волнового процесса: в экспериментах возможно наблюдать как разделенные во времени ударные волны и волны разгрузок, так и наблюдать затухание УВ, т.е. процесс поглощения волнами разгрузок ударных волн. Эксперименты, нацеленные на измерение ударной адиабаты, проводятся с толстыми ударниками, чтобы гарантированно наблюдать фронт ударной волны и измерять параметры среды, достигаемые за ним. Исследование затухания УВ и измерения скорости распространения волн разгрузки проводятся с тонким ударником [66]. Также существуют постановки, где исследуемый образец является ударником и соударяется с диагностическим окном [2]. Правильный выбор толщины образца важен в случае, если в эксперименте необходимо работать с ударными волнами в стационарном режиме распространения. Аспекты работы со стационарными УВ изложены в п. 1.3.1.

Для исследования ударно-волновых свойств расплавов или изучения влияния температуры на эти свойства в сборке необходимо предусматривать расположение нагревательного элемента [61, 67].

Вышеперечисленное демонстрирует насколько гибкими являются эксперименты по одноосному ударному нагружению конденсированного вещества

и насколько широким является спектр ударно-волновых параметров, которые могут быть в них измерены.

1.1.1 Экспериментальные профили ударных волн

Существенный вклад в исследование динамических свойств материалов при высоких давлениях и скоростях деформации внесло появление различных методов непрерывной регистрации профилей ударных волн [56].

Профиль ударной волны показывает, как меняется во времени один из параметров вещества при прохождении через него УВ. При изучении конденсированных сред широко применяются методы регистрации профилей давления и массовой скорости. Измерения проводятся для интересующего сечения образца – профиль характеризует ударно-волновой процесс именно в этом сечении. Например, на схемах на рис. 2 методом лазерной интерферометрии регистрируются профили скорости на тыльной поверхности образца (рис. 2а) и на границе образец – окно (рис. 2б).

На рис. 4а изображен профиль скорости на границе образец – водяное окно для эпоксидной смолы, зарегистрированный с помощью интерферометра. Изначальный скачок скорости связан с прохождением через исследуемую границу фронта ударной волны. Затем следует плато, на котором скорость держится вблизи определенной величины. Падение скорости на 3 мкс связано с приходом волны разгрузки с тыльной поверхности ударника.

Кроме измерения параметров вещества за фронтом ударной волны, профили позволяют изучать структуру фронта волны, явление откола [10], динамику перехода вещества из невозмущенного в ударно-сжатое состояние, реверберации волн в образце и других компонентах экспериментальной сборки.

Регистрация профилей давления может быть осуществлена с помощью манганиновых пьезорезисторов, кварцевых датчиков давления, различных пленочных датчиков давления [51]. На рис. 4б изображен профиль давления во фторопластовой пластине, расположенной на границе с детонирующей смесью алюминия и фторопласта [68]. Этот профиль измерен с помощью датчика на основе

пьезопленки из поливинилиденфторида (ПВДФ-датчика) [69]. Профили массовой скорости измеряются с помощью емкостных датчиков, интерферометрических и магнитоэлектрических методов [51].

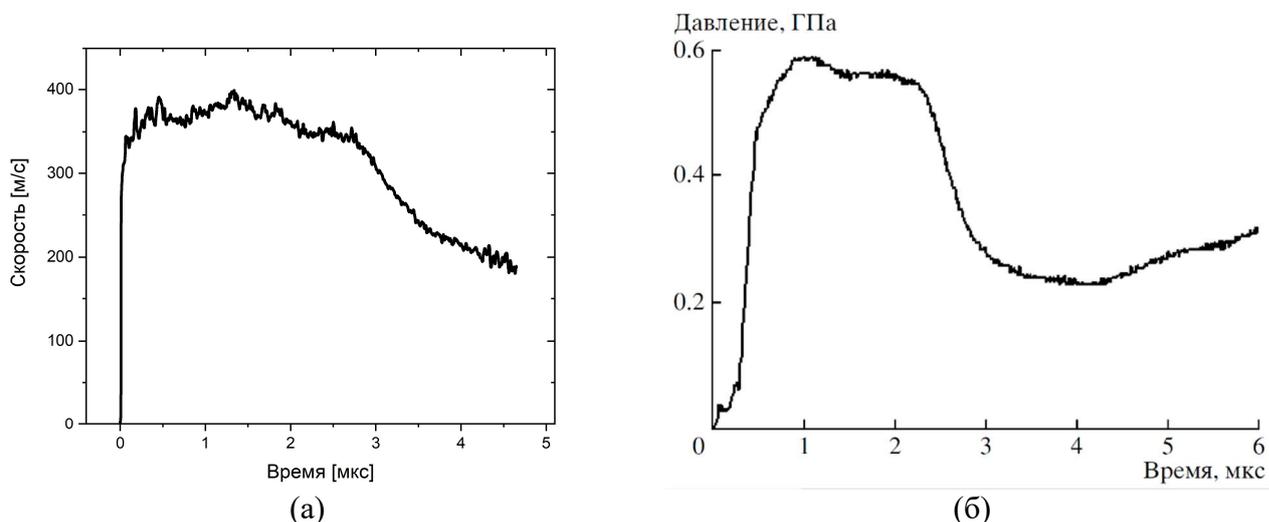


Рис. 4. (а) Профиль скорости на границе эпоксидная смола – водяное окно. Материал ударника – сплав алюминия Д16т, скорость ударника 419 м/с, толщина ударника 10 мм, толщина образца 5.29 мм. (б) Профиль давления в пластине из фторопласта, расположенной на границе с детонирующей смесью алюминия и фторопласта [68]

Интерферометрические методы измерения профилей скорости [10, 47, 70] занимают особое место в физике ударных волн благодаря хорошей разрешающей способности. Эти методы основаны на сборе и анализе лазерного света, отраженного от исследуемой поверхности образца, при прохождении через неё УВ. Широкое распространение имеют лазерные доплеровские интерферометры VISAR [47] (*velocity interferometer for any reflector* – интерферометр для измерения скорости любой отражающей поверхности), PDV [71, 72] (*photon doppler velocimetry* – фотонный доплеровский измеритель скорости) и их различные модификации. В русскоязычной литературе VISAR может именоваться как квадратурный неравноплечный интерферометр [70].

1.1.1.1 Интерферометр VISAR

Интерферометр VISAR относится к типу неравноплечных сдвиговых интерферометров [70]. Принцип действия таких интерферометров основан на

анализе интерференции лазерного пучка, отразившегося от исследуемой поверхности в разное время. Стандартная схема VISAR [47, 70, 73] изображена на рис. 5. Временная задержка осуществляется благодаря размещению в одном из плеч временной линии задержки (ЛЗ на рис. 5). Одни из первых экспериментов с VISAR были проведены в работах [47, 58, 60]. Профили скорости, измеренные с помощью этого интерферометра, изображены на рис. 4а и б.

Ключевой особенностью VISAR, в сравнении с более ранними схемами неравноплечных сдвиговых интерферометров, является применение поляризационного кодирования лазерного пучка, которое позволяет однозначно различать ускорение и замедление диагностируемой поверхности [47, 70].

Суть поляризационного кодирования заключается в следующем. При входе в интерферометр лазерный пучок, отраженный от исследуемой поверхности, поляризуется под углом 45° к горизонтали в поляризующей пластине $P45^\circ$ (рис. 5). Одно из плеч интерферометра содержит $\lambda/8$ -волновую или четвертьволновую пластину, в которой происходит сдвиг на 90° фазы Р-поляризованного света относительно S-поляризованного. При использовании $\lambda/8$ -волновой пластины пучок в плече дважды пересекает её, и однократно при использовании четвертьволновой пластины. После прохождения по плечам разделенные пучки рекомбинируют, а результирующий пучок устремляется к поляризационному светоделителю ПСД. В ПСД этот пучок расщепляется на две компоненты – с вертикальной и горизонтальной поляризацией. Двумя фотоэлектронными умножителями независимо регистрируются биения интенсивности каждой компоненты, которые сдвинуты по фазе друг от друга на 90° . Таким образом, один сигнал имеет синусоидальную форму, а другой косинусоидальную. В идеальном случае эти сигналы находятся в квадратуре, т.е. зависимость интенсивности одного сигнала от другого представляет собой окружность [73]. Поскольку два сигнала имеют разницу фаз 90° , смена знака ускорения будет зафиксирована по крайней мере на одном из сигналов, в то время как другой сигнал может находиться в своём экстремуме, при котором точность определения смены знака мала [47].

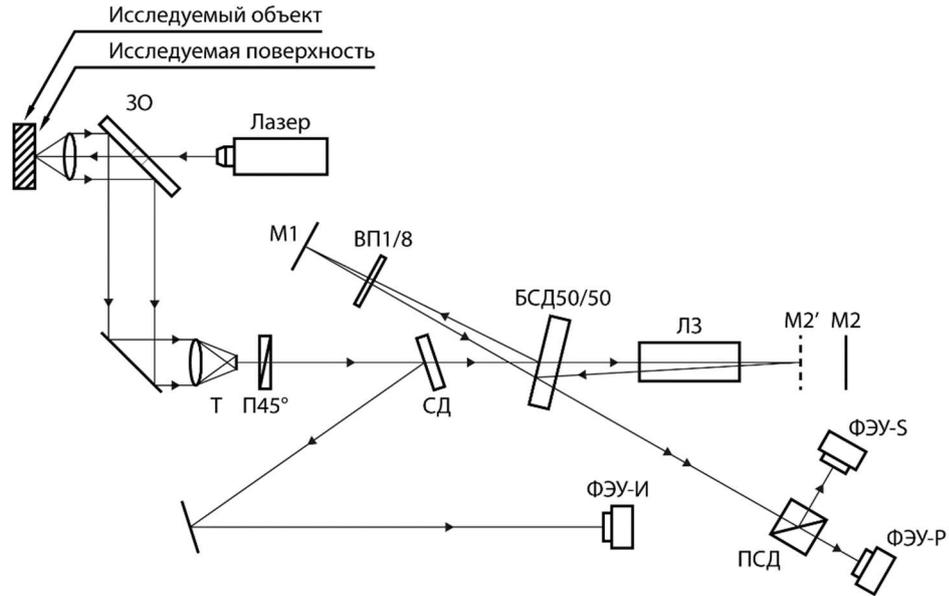


Рис. 5. Схема интерферометра VISAR. Обозначения: ЗО – зеркало с отверстием, Т – телескоп, П45° – поляризатор пучка под 45°, СД – светоделитель, отражающий малую часть интенсивности пучка в плечо контроля интенсивности, БСД50/50 – большой светоделитель, равномерно разделяющий падающий пучок на два других, равной интенсивности, ВП1/8 – $\lambda/8$ -волновая пластинка, ЛЗ – линия задержки, М1 и М2 – зеркала в плечах, М2' – мнимое зеркало в плече с линией задержки, ПСД – поляризационный светоделитель, ФЭУ-И/S/P – фотоэлектронные умножители, регистрирующие общий уровень интенсивности, S-поляризованный свет и P-поляризованный свет, соответственно.

В результате измерения регистрируется три осциллограммы: $i_1(t)$, $i_2(t)$, соответствующие двум поляризованным пучкам, и $i_3(t)$, соответствующая общему уровню интенсивности света (см. ФЭУ-И на рис. 5). Изменение скорости отражающей поверхности со временем $u(t)$ определяется из совместной обработки трех осциллограмм [10]:

$$i_1(t) = \frac{1}{2} i_{10} A(t) \left\{ 1 + R(t) \sin \left[\frac{u(t)}{K} 2\pi + \varphi \right] \right\} + i_1^{min} A(t), \quad (1.5)$$

$$i_2(t) = \frac{1}{2} i_{20} A(t) \left\{ 1 + R(t) \sin \left[\frac{u(t)}{K} 2\pi + \varphi + \theta \right] \right\} + i_2^{min} A(t), \quad (1.6)$$

$$i_3(t) = i_{30} A(t), \quad (1.7)$$

где φ – начальная фаза биений, θ – сдвиг фазы между биениями между биениями интенсивности вертикально и горизонтально поляризованных пучков, i_{10} , i_{20} – начальная амплитуда биений поляризованных пучков, i_{30} – начальное значение интенсивности пучка на входе в интерферометр, i_1^{min} , i_2^{min} – минимумы

интенсивности биений, которые в опыте не обращаются в 0 из-за несовершенства техники и экспериментальных особенностей и составляют порядка 10% от интенсивности в максимумах биений, $A(t)$ – относительная интенсивность падающего в интерферометр света, $R(t)$ – интерференционный контраст, K – константа интерферометра, определяемая как:

$$K = \frac{\lambda_0}{2(1 + \delta)\tau_0} \left[\frac{\text{м}}{\text{с} \cdot 2\pi} \right], \quad (1.8)$$

где δ – безразмерный параметр для данного материала линии задержки и данной длины волны, λ_0 – длина волны лазера, τ_0 – время задержки между плечами. Величина K равна приращению скорости за одно интерференционное биение. Её значение определяется длиной и свойствами материала линии задержки и может лежать в диапазоне от 10 до 1000 [м/(с · 2π)] [10].

Временное разрешение VISAR, оснащенного современными средствами регистрации, составляет ~1 нс. На исследуемую поверхность фокусируется пучок диаметром ~100 мкс; именно средняя скорость поверхности образца, покрытая пучком, и регистрируется интерферометром. Погрешность определения скорости составляет порядка нескольких м/с [58, 60].

Временное разрешение является одной из важнейших характеристик интерферометра, поскольку анализ структуры фронтов ударных волн возможен, только если время нарастания фронта оказывается больше временного разрешения. В случае мощных УВ, времена нарастания которых превышают разрешающую способность, для корректной расшифровки осциллограмм необходимо использовать дополнительный анализ [10], но рассмотрение тонкой структуры фронтов остается невозможным.

Выше перечислены лишь основные положения, связанные с VISAR. Детализированный анализ принципов работы этого интерферометра и определения скорости исследуемой поверхности представлен в [70, 73].

На рис. 6 изображены три осциллограммы и профиль скорости, рассчитанный на их основе. Основы анализа профилей скорости изложены в [10, 58].

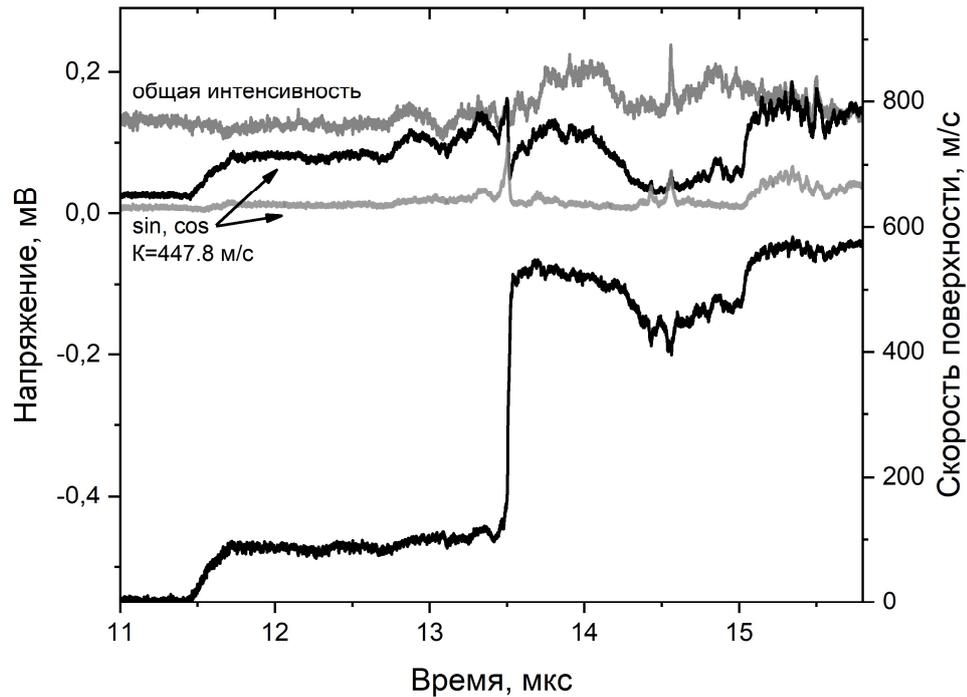


Рис. 6. Профиль скорости на границе образец сферопластика – водяное окно (снизу) и осциллограммы VISAR (сверху). Материал ударника - сплав алюминия Д16т, скорость ударника 760 м/с, толщина ударника 10 мм, толщина образца 4.97 мм.

Важно отметить, что измеряемый профиль скорости демонстрирует, как изменяется массовая скорость исследуемой поверхности образца, и он может отличаться от профиля массовой скорости в самом образце. Для плоской ударной волны, выходящей на свободную поверхность, параллельную её фронту, справедливо правило удвоения скоростей [7]:

$$u_p \approx u_i/2, \quad (1.9)$$

где u_i – скорость поверхности, u_p – массовая скорость за фронтом ударной волны. Соотношение (1.9) может быть использовано для анализа результатов экспериментов в постановке, изображенной на рис. 2а.

Правило удвоения скоростей обусловлено тем, что ударная волна, достигнув свободной поверхности образца, отражается от неё в виде волны разрежения, а разгружающееся вещество приобретает дополнительную массовую скорость в направлении движения ударно-нагруженного объекта [7]. Оно не применимо для пористых сред, поскольку волна разрежения отражается в иное по структуре вещество (сплошное или менее пористое), чем то, по которому первоначально распространялась ударная волна [74]. Это связано с полным или частичным

разрушением пористой структуры образца в УВ. Соотношение (1.9) не выполняется как для сильных ударных волн, в которых вещество может плавиться или испаряться, так и для слабых, при работе с которыми необходимо рассматривать прочностные эффекты [7].

Если измерение проводится на границе с окном, то регистрируемая скорость может быть как выше, так и ниже массовой скорости в образце, что определяется динамическими жесткостями образца и окна (см. п. 1.3). Состояние за фронтом УВ на профиле соответствует состоянию, лежащему на ударной адиабате окна, а не образца. Наиболее предпочтительны окна, чьи динамические жесткости близки к жесткостям образцов [8, 75]. В специфических случаях, например, когда образец и окно выполнены из одного материала (ПММА, LiF и др.), измеряемый профиль скорости на границе между ними в действительности является профилем массовой скорости в образце.

В экспериментах с диагностическим окном необходимо учитывать изменение коэффициента преломления материала окна, при начале распространения в нем ударной волны, вышедшей из образца. Для учета этого эффекта необходимо вносить корректировку в константу интерферометра, зависящую от давления. Корректировки для ПММА, плавленого кварца, сапфира и LiF представлены в работах [63, 64].

Эксперименты с VISAR требуют наличия отражающей поверхности. В случае работы, например, с металлами отражение может происходить от тыльной поверхности образца, доведённой до состояния зеркального или диффузного отражателя. Если отражение от поверхности образца невозможно по тем или иным причинам, то на исследуемую поверхность напыляют металлический отражающий слой толщиной порядка нескольких сотен нм [57, 63, 76] или наклеивают металлическую фольгу толщиной $5 \div 10$ мкм [2, 32, 77]. Таким образом, при использовании отражающего слоя регистрируется скорость именно на его поверхности, а не на поверхности образца. Чем тоньше этот слой, тем меньше искажений он вносит в измерения.

1.2 Метательная установка Стрела-2М

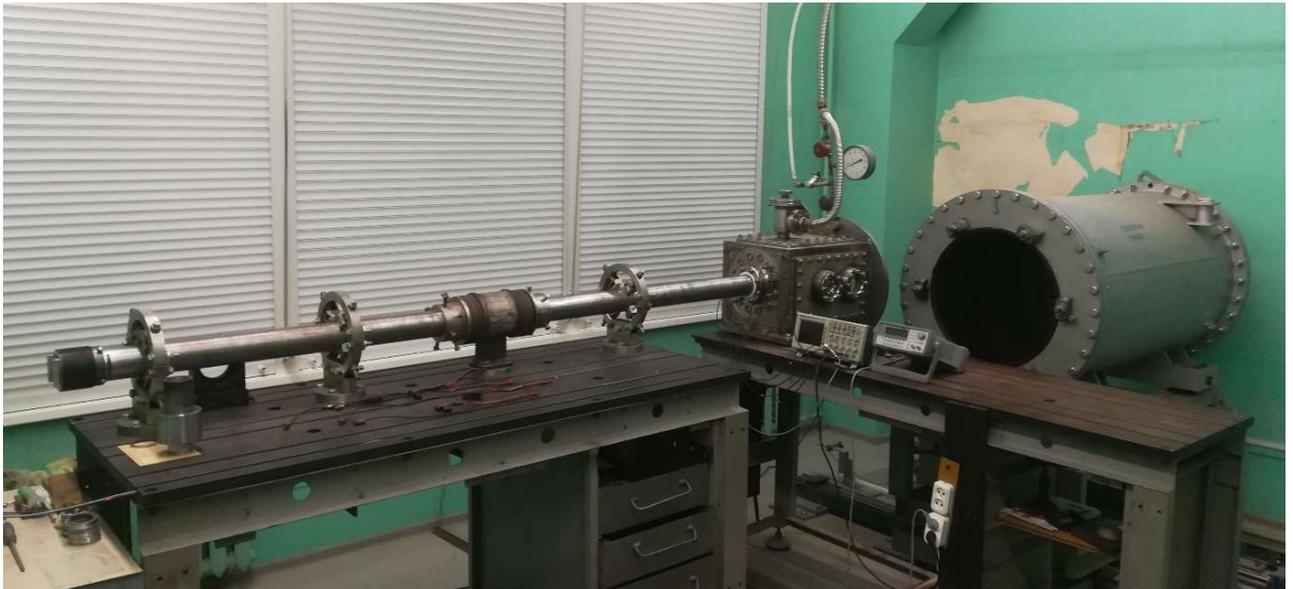
В настоящей работе исследования проводились на пороховой метательной установке Стрела-2М (рис. 7), принцип действия которой изображен на рис. 1а: в результате горения пороха снаряд, содержащий ударник, разгоняется до необходимой скорости. Установка предназначена для проведения экспериментов по одноосному ударному нагружению конденсированных сред. Она состоит из ствола, исследовательской и приемной камер. Экспериментальные сборки размещаются в исследовательской камере, в которую через диагностическое окно (рис. 7б) вводится луч VISAR. В камере луч фокусируется на исследуемой поверхности образца с помощью одноразовой оптики.

Перед каждым экспериментом установка вакуумируется до остаточного давления воздуха менее 0.1 Торр. Вакуумирование позволяет исключить влияние головной ударной волны, которая может возникнуть на поверхности ударника при движении в атмосфере, на измеряемый профиль скорости.

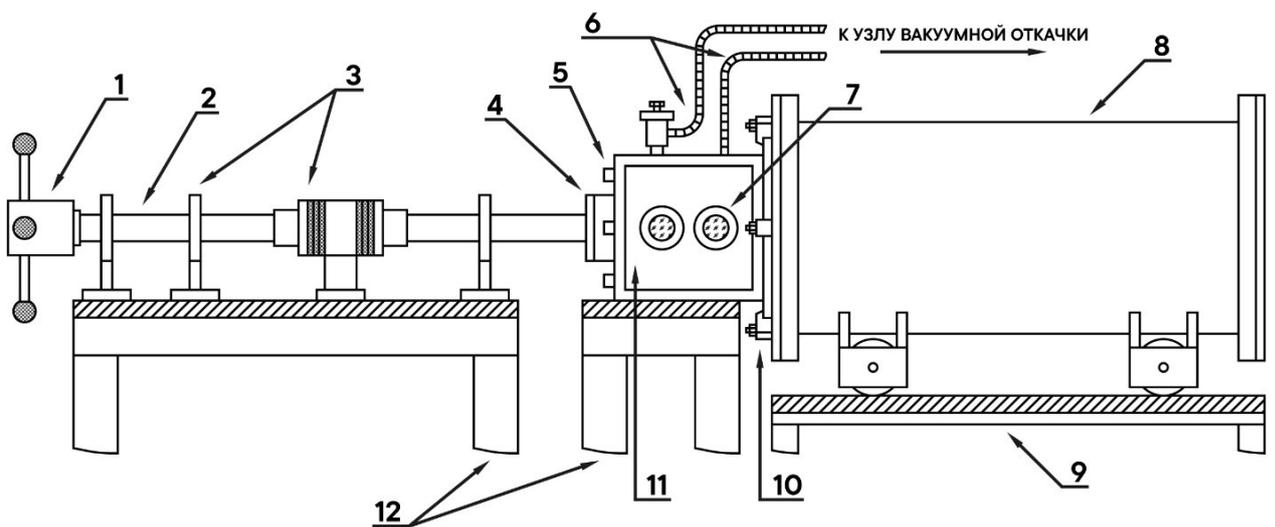
Диаметры ударников определяются внутренним диаметром (калибром) ствола – 57 мм. Диапазон рабочих скоростей ударника – 250÷900 м/с. Фотографии снарядов изображены на рис. 8. Детали экспериментальныхборок представлены в главах 2 – 4, посвященных изучению конкретных материалов.

Стенд с интерферометром VISAR изображен на рис. 9. Прибор собран по схеме, изображенной на рис. 5, за тем исключением, что телескоп, сужающий пучок на входе в интерферометр, отсутствует, поскольку размеры используемой оптики позволяют работать с широким пучком. Константа интерферометра – $K=447.8 [м/(с \cdot 2\pi)]$.

Лазерный пучок с длиной волны 532 нм генерируется лазером МОЦАРТ-532-5W-s (производитель ООО "Техноскан - Лаб"). Для записи сигналов VISAR используются три ФЭУ серии Hamamatsu R9880U и осциллограф Agilent Infiniium DSO90254A с полосой пропускания 2.5 ГГц и частотой дискретизации 20 Гвыб/с.



(a)



(б)

Рис. 7. (а) Фотография установки Стрела-2М. (б) Схема установки Стрела-2М: 1 – казённая часть, 2 – ствол с внутренним диаметром 57 мм, 3 – крепления ствола, 4 – ввод ствола в диагностическую камеру, 5 – система вакуумных вводов, 6 – ввод системы вакуумной откачки в диагностическую камеру, 7 – диагностические окна, 8 – приемная камера, 9 – каретка приемной камеры с пневматическим управлением (полностью не изображена), 10 – крепление диагностической и приемной камер, 11 – исследовательская камера, 12 – столы (полностью не изображены).

Измерение скорости ударника и контроль параллельности поверхностей соударения осуществляется с помощью системы двух пар датчиков-пинов, расположенных на заданных расстояниях.

В экспериментах скорость ударной волны определяется по известным толщинам образцов и измеряемым временам её входа в образец и выхода. Время

выхода УВ на поверхность образца измеряется по центральному участку фронта на профиле скорости.

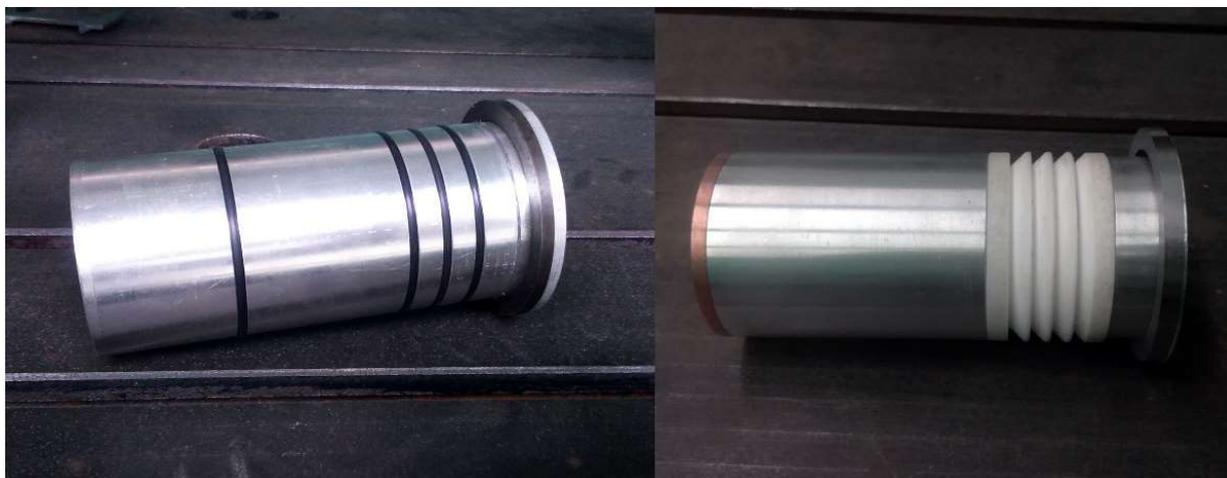


Рис. 8. Типы использованных в экспериментах снарядов, несущих плоские ударники.

В случае, если используется экран, то время входа измеряется с помощью датчика из алюминиевой фольги толщиной 7 мкм, вклеенного между экраном и образцом. К этой фольге со стороны экрана также приклеивается диэлектрическая пленка толщиной 4 мкм. Во время прохождения ударной волны через такой датчик-фольгу на подключенном осциллографе регистрируется сигнал.

При отсутствии экрана время входа регистрируется с помощью пятого пина, торец которого лежит в одной плоскости с поверхностью образца, предназначенной для соударения. Или же одна из пар пинов размещается вышеописанным образом и пятый пин не устанавливается.

Погрешность определения скорости ударника составляет порядка 1%, а скорости ударной волны в среднем 3-4% и 2-3% в постановках с экраном и без, соответственно. Погрешности, связанные с интерферометром VISAR указаны в п. 1.1.1.1.

Сигналы с датчиков-пинов регистрируются осциллографом Tektronix TDS 2024 с полосой пропускания 200 МГц и частотой дискретизации 2 Гвыб/с, а с датчика-фольги осциллографом Agilent Infiniium DSO90254A вместе с сигналами VISAR.



Рис. 9. Стенд VISAR.

1.3 Методы расчета ударно-волновых параметров

Для расчета массовой скорости u_p и давления p за фронтом ударной волны используются методы p - u_p -диаграмм – метод торможения и метод отражения [45, 78, 79].

Графическое пояснение к методу торможения представлено на рис. 10а, он используется в постановках экспериментов без экрана. На плоскости $p - u_p$ ударная адиабата тормозящего ударника (она должна быть заранее известна) берёт свое начало в точке $(V_i, 0)$, а её ветвь направлена в сторону уменьшения массовой скорости. Точка (u_p, p) её пересечения с лучом $p = \rho_0 D u_p$, где ρ_0 – начальная плотность образца, D – измеренная скорость ударной волны, дает искомые величины давления и массовой скорости за фронтом ударной волны в образце (точка А на рис. 10а).

Если в экспериментах используется экран, то применяется метод отражения (рис. 10б). По измеренной скорости ударника и известным адиабатам ударника и экрана находится состояние за фронтом ударной волны в экране (точка А на рис. 10б). После определения состояния в экране реализуется один из двух случаев. Если динамическая жесткость образца больше, чем у экрана, то состояние в образце находится по пересечению луча $p = \rho_0 D u_p$ и адиабаты двукратного сжатия экрана АВ (точка В на рис. 10б). Если динамическая жесткость образца меньше, то

состояние в образце находится по пересечению этого луча с изоэнтропой разгрузки экрана AC (точка C на рис. 10б). На рис. 10б адиабата двукратного сжатия и изоэнтропа разгрузки экрана совпадают с его ударной адиабатой, зеркально отраженной относительно точки A. Важно заметить, что такое зеркальное отражение является правомерным шагом только при работе с не слишком сильными ударными волнами [51].

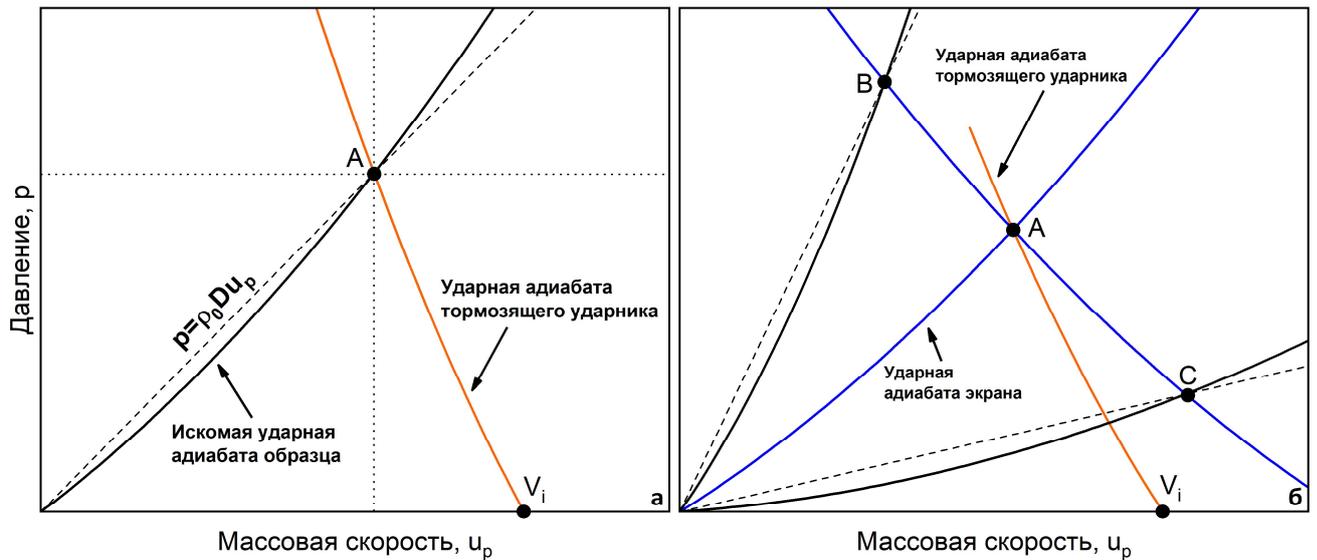


Рис. 10. Пояснение к методам p - u_p -диаграмм. (а) Метод торможения. (б) Метод отражения.

Таким образом, методы учитывают тот факт, что ударные волны и волны разгрузки, возникающие на границе двух сред, должны переводить среды по обе стороны от границы в состояния с одинаковыми давлением и массовой скоростью [51]. Точность методов тесно связана с точностью измерения ударных адиабат материалов ударника и экрана [51, 59]; при симметричной постановке эксперимента этот недостаток отсутствует, а массовая скорость рассчитывается по соотношению (1.4).

Полученные величины D и u_p определяют ударную адиабату вещества в указанных координатах. Как правило экспериментальные точки (u_p, D) аппроксимируются линейными зависимостями [7, 51]:

$$D = c_0 + bu_p, \quad (1.10)$$

где c_0 , b – константы; величина c_0 близка к объёмной скорости звука вещества [2, 10, 51]. Например, для алюминия марки АД1 $c_0 = 5.333$ км/с [45], а объёмная скорость звука равна 5.25 км/с [10]. В литературе встречаются также и квадратичные формы зависимости $D(u_p)$ – в сборнике [45] данные в общем случае аппроксимировались в форме:

$$D = c_0 + bu_p + cu_p^2. \quad (1.11)$$

И только если константа c в соотношении (1.11) оказывалась мала, то зависимость $D(u_p)$ аппроксимировалась линейно в виде (1.10).

Изломы в зависимости $D(u_p)$ свидетельствуют о фазовых или химических превращениях. В таком случае вещество может характеризоваться несколькими зависимостями в форме соотношения (1.10) или (1.11) с указанием соответствующих диапазонов массовой скорости [45].

Используя измеренную адиабату (1.10) и соотношения Ренкина-Гюгонио (1.1) – (1.3) можно определить недостающие параметры ударного сжатия. Например, для связи объема и давления можно получить формулу [51]:

$$p = \rho_0 c_0^2 \frac{1 - V/V_0}{(1 + bV/V_0 - b)^2}. \quad (1.12)$$

В случае, если в материале ударная волна расщепляется и образуется двух-волновая [51, 80, 81] или трёх-волновая [5] конфигурация, то рассмотренные подходы к определению ударно-волновых параметров усложняются. Особенности расчетов в случае двух-волновой конфигурации рассматривается в главах 2 и 4 на примере сферопластика и pnNi.

1.3.1 Расчет параметров, характеризующих фронт ударной волны

Определение максимальной скорости продольной деформации во фронте ударной волны и общего времени нарастания фронта строится на анализе структуры фронта УВ, отображенной на измеренном профиле скорости. На рис. 11 изображена структурированная фронтальная часть идеализированного профиля массовой скорости. Под структурированностью [49] понимается отличие формы

фронта от скачка скорости, который имел бы место, если бы толщина и время нарастания фронта были бесконечно малы. На рис. 11 фронт имеет форму сигмоиды (такую форму в литературе также называют “ленивой S” [76]), реально наблюдаемую в эксперименте. Однако, фронты могут иметь и другой характер [82], в том числе связанный с влиянием переторажений предвестника между фронтом ударной волны и исследуемой поверхностью [10, 30].

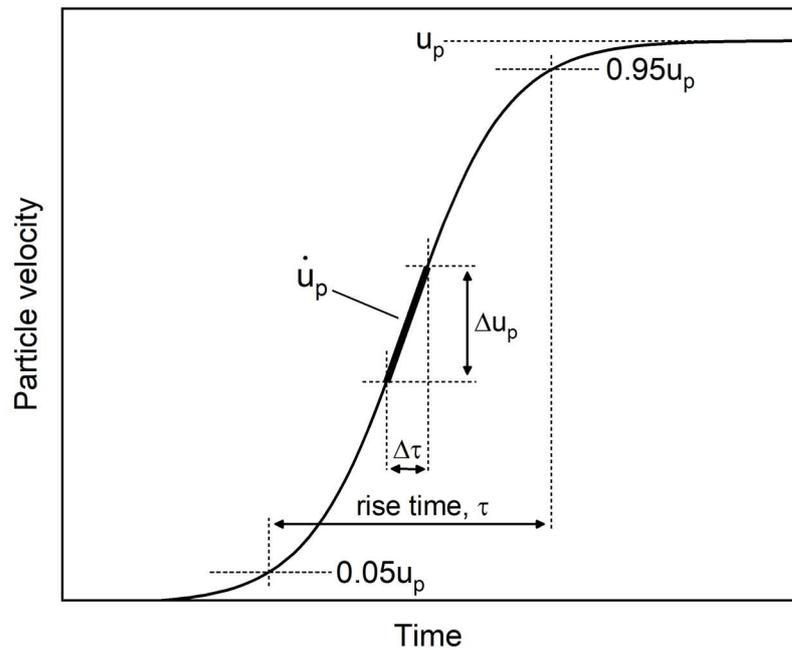


Рис. 11. Пояснение к измерению максимального градиента скорости во фронте волны (выделен жирным отрезком) и общего времени нарастания фронта.

Используя профиль массовой скорости можно определить максимальный градиент массовой скорости или максимальное ускорение \dot{u}_p , приобретаемое веществом при прохождении через него ударной волны (рис. 11):

$$\dot{u}_p = \frac{\Delta u_p}{\Delta \tau}, \quad (1.13)$$

где Δu_p – скачок скорости на участке максимального ускорения, $\Delta \tau$ - длительность этого участка.

Поскольку профили скорости свободных поверхностей образцов или границ образец – окно не всегда являются профилями массовой скорости, на основе их анализа определяется величина максимального ускорения именно этих

поверхностей $\dot{u}_i = \Delta u_i / \Delta \tau$, где Δu_i – скачок скорости на участке максимального ускорения на измеренном профиле. При этом подход к измерению аналогичен изображенному на рис. 11.

Величину \dot{u}_i необходимо корректировать, чтобы получить значение \dot{u}_p . Когда измерение проводится на свободной поверхности и правило удвоения скоростей (1.9) применимо для исследуемого материала, \dot{u}_p определяется как:

$$\dot{u}_p = \frac{\dot{u}_i}{2}, \quad (1.14)$$

Если регистрируется профиль границы образец – окно, то \dot{u}_p получается путем умножения \dot{u}_i на величину, равную отношению массовой скорости u_p к скорости u_i , достигаемой на плато за фронтом на профиле (измерение u_i по профилю скорости исследуемой поверхности аналогично измерению u_p на рис. 11):

$$\dot{u}_p = \dot{u}_i \frac{u_p}{u_i}. \quad (1.15)$$

Корректировка в соотношении (1.15), отражает тот факт, что амплитуда скорости за фронтом волны, наблюдаемая на профиле, соответствует состоянию на ударной адиабате окна. Иными словами, она позволяет учесть различия между динамическими импедансами материалов окна и образца. При этом величина \dot{u}_p может быть как меньше, так и больше \dot{u}_i .

Чтобы вывести формулу для определения максимальной скорости продольной деформации $\dot{\epsilon}_x$ с помощью величины градиента массовой скорости, определим одноосную деформацию при ударном сжатии как [48]:

$$\epsilon_x = 1 - \frac{V}{V_0}. \quad (1.16)$$

Используя закон сохранения массы (1.1) можно переписать (1.16) в виде [63]:

$$\epsilon_x = \frac{u_p}{D}. \quad (1.17)$$

Т.е. деформация при одноосном ударном нагружении определяется как отношение скачка массовой скорости в ударной волне к её скорости распространения. Продифференцировав обе части соотношения (1.17) по времени,

полагая, что скорость УВ не зависит от него, можно получить выражение для максимальной скорости продольной деформации $\dot{\epsilon}_x$ [с⁻¹] [48, 53]:

$$\dot{\epsilon}_x = \frac{\dot{u}_p}{D}. \quad (1.18)$$

В литературе также приводится иной вид формулы для определения $\dot{\epsilon}_x$ [83]:

$$\dot{\epsilon}_x = \frac{\ln(V/V_0)}{\tau}, \quad (1.19)$$

где τ – время нарастания фронта.

Далее для удобства изложения величины $\dot{\epsilon}_x$ и \dot{u}_p будут именоваться просто как скорость деформации и градиент массовой скорости, соответственно.

Порядок величин скоростей деформации, определяемых на основе анализа профилей скорости, которые регистрируются с помощью современных лазерных методов, составляют $10^5 - 10^{10}$ с⁻¹ [48, 84]. Скорость приложения нагрузки, наряду с её величиной, оказывает существенное влияние на то, как происходит деформация материала [85]. Например, при скоростях деформации 10^4 с⁻¹ вязкость металлов перестает зависеть от скорости деформирования, что позволяет рассматривать движение металла за фронтом ударной волны как подобное течению жидкости [85].

Давление за фронтом ударной волны и скорость деформации связаны эмпирической зависимостью степенного вида [48, 49]:

$$\dot{\epsilon}_x = Np^n, \quad (1.20)$$

где N – коэффициент пропорциональности, зависящий от материала. Для множества различных сплошных однородных и некоторых гетерогенных твердых материалов показатель степени $n \approx 4$ [48, 65, 76], для гетерогенных твердых материалов различной природы в целом характерно $1 < n < 4$ [86-88], для порошков $n \approx 1$ [49, 59, 86, 87], для жидкостей различной природы $1 < n < 3$ [53, 89].

Соотношение $\dot{\epsilon}_x \sim p^4$ называется законом четвертой степени (ЗЧС) [48, 49] или законом Суигла-Грэди [90]. Он был сформулирован в работах [48, 91], где на основе анализа экспериментальных профилей скорости, полученных интерферометрическими методами, были определены зависимости $\dot{\epsilon}_x(p)$ для

шести металлов (Al, Be, Bi, Cu, Fe, U), оксида магния MgO и плавленого кварца SiO₂. Данные для молибдена из работы [92] также согласуются с ЗЧС. Однако также известно, что для титана ВТ1-0 полученное значение $n=3.43$ оказалось ближе к трем [93]. Авторы работы [90] провели теоретический анализ ЗЧС, подтвердивший его справедливость для кристаллических материалов, но также предпринимаются попытки пересмотреть этот закон [94].

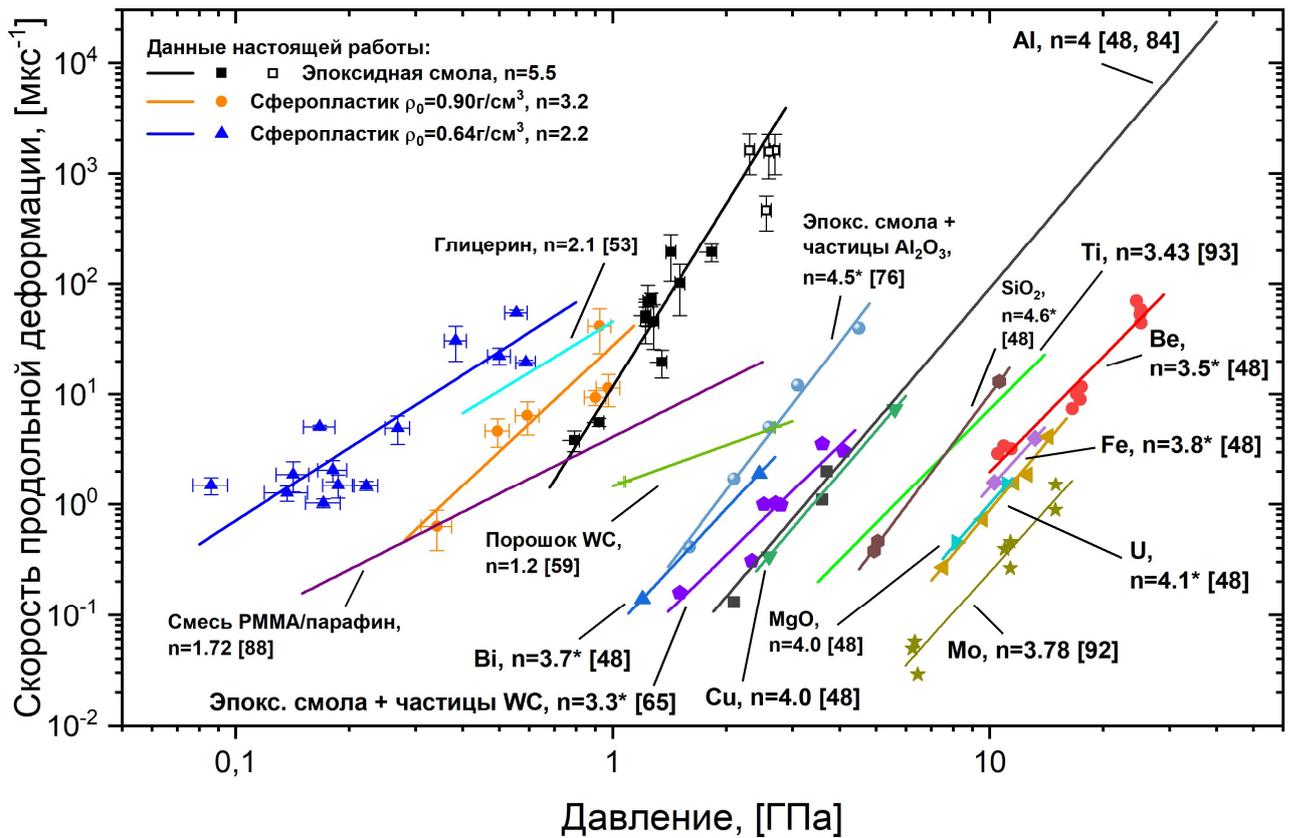


Рис. 12. Вид степенных соотношений, связывающих максимальную скорость деформации во фронте ударной волны и давление, для различных веществ. Звездочками отмечены экспоненты n , рассчитанные с использованием метода средних квадратов по данным, представленным в соответствующих работах; в самих работах указывалось, что $n \approx 4$.

На рис. 12 изображены зависимости в форме (1.20) для различных материалов; данные для чистых и наполненных полимеров лежат левее чем данные для металлов, SiO₂ и MgO. Например, скорость деформации $\dot{\epsilon}_x \approx 10$ мкс⁻¹ достигается в эпоксидной смоле при давлении на порядок меньшем, чем в бериллии. Исключение составляют эпоксидные смолы, наполненные тяжелыми частицами Al₂O₃ и WC, которые занимают “промежуточное” положение. В главе 2

будет рассмотрено расхождение между данными для ненаполненной сплошной эпоксидной смолы ($n=5.5$) и ЗЧС.

Измерения скорости деформации должны проводиться для ударных волн, распространяющихся в стационарном режиме [3, 53, 75, 82]. Такой режим устанавливается при прохождении ударной волной определенного расстояния, зависящего от материала и давления нагружения. При его достижении устанавливается равновесие между процессами, влияющими на скорость ударной волны и форму её фронта [49, 75]. Упомянутые процессы связаны с вязкостью, теплопроводностью и прочностными свойствами вещества [49], как было отмечено в начале этой главы. Скорость каждого участка фронта ударной волны, распространяющейся в стационарном режиме, практически не изменяется по мере дальнейшего её распространения в материале. Использование результатов экспериментов, в которых толщины образцов были меньше, чем расстояние, необходимое УВ для достижения стационарности, при построении соотношения (1.20) приводит к некорректному результату [49].

Оценка эффективного коэффициента вязкости при ударном сжатии может быть произведена по формуле [53, 61, 91]:

$$\eta = \frac{\theta_{max}}{\dot{\epsilon}_x}, \quad (1.21)$$

где θ_{max} – максимальное значение напряжения сдвига, достигаемое при ударном сжатии.

Напряжение сдвига определяется соотношением $\theta = (3/4)\Delta p$, где Δp – разница между величинами давления на линии Рэлея и ударной адиабате при одинаковом удельном объеме [91, 93] (рис. 13). Если ударная адиабата исследуемого материала известна, определение величины Δp_{max} для конкретного режима нагружения не является трудоемкой задачей (рис. 13). В работе [53] значения коэффициентов вязкости ударно-сжатого глицерина при $0.5 \div 2.5$ ГПа, полученные с использованием соотношения (1.21), оказались в согласии с историческими данными.

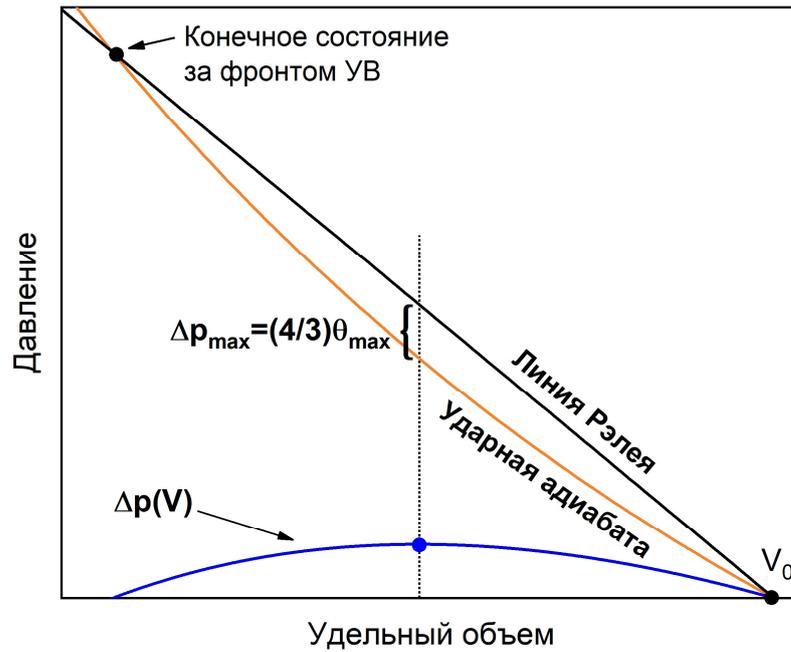


Рис. 13. Пояснение к измерению максимального напряжения сдвига.

Скорость деформации и эффективный коэффициент вязкости связаны степенной зависимостью вида [49, 91]:

$$\eta = M \dot{\epsilon}_x^{-m}, \quad (1.22)$$

где M – коэффициент пропорциональности, зависящий от материала, а показатель степени $m=0.5$ характерен для веществ, для которых справедлив ЗЧС.

В то время как скорость деформации характеризует участок максимального роста скорости, величина времени нарастания τ характеризует полную длительность фронта. В настоящей работе время нарастания фронта измерялось по отрезку, составляющему от 5 до 95% от максимальной амплитуды скорости за фронтом волны на профиле, как это указано на рис. 11. Измерения проводились на отрезке “5-95%”, поскольку в работе [48] присутствовало соответствующее указание об измерении толщины фронта стационарной УВ. Для определения τ также может быть использован отрезок “10-90%” [95]. На практике величина τ превышает время нарастания на участке максимального градиента скорости в несколько раз и более.

Время нарастания фронта уменьшается с ростом давления ударного сжатия согласно степенному соотношению:

$$\tau = Rp^{-r}, \quad (1.23)$$

где R – коэффициент пропорциональности, зависящий от материала, а показатель степени $r=3$ является стандартным значением у веществ, для которых справедлив ЗЧС.

Изучение степенных соотношений вида (1.20), (1.22), (1.23), а также связи скорости деформации, времени нарастания фронта и коэффициента вязкости с другими параметрами вещества за фронтом УВ, важно с точки зрения поиска различий и общих закономерностей в процессах, определяющих структуру фронтов ударных волн в разнообразных конденсированных средах. Соотношение (1.20) представляется наиболее изученным, в то время как для (1.22) и (1.23) данные, представленные в литературе, ограничены.

Важно ещё раз подчеркнуть, что корректный анализ соотношений, связанных со скоростью деформации и временем нарастания фронта, возможен только тогда, когда эти величины измерены для стационарных ударных волн.

1.4 Выводы к главе 1

Эксперименты по одноосному ударному сжатию являются ключевыми источниками информации об особенностях распространения ударных волн в конденсированных средах. В условиях интенсивного развития технологий изготовления пористых материалов и смесей, обладающих уникальными свойствами и предназначенных для использования в приложениях, так или иначе связанных с ударными нагрузками, подобные эксперименты крайне необходимы.

Экспериментальные данные являются основой для верификации и дальнейшего развития теоретических представлений. Согласие результатов эксперимента и моделирования свидетельствует о глубоком понимании ударно-волнового процесса.

Современные баллистические установки позволяют реализовывать одноосное ударное нагружение конденсированного вещества в широком диапазоне давлений. В подобных экспериментах извлекается информация как о конечных

состояниях, достигаемых за фронтом ударной волны, так и динамике перехода из невозмущенного в ударно-сжатое состояние.

Стрела-2М – пороховая метательная установка, предназначенная для проведения экспериментов по одноосному ударному сжатию и оборудованная современными средствами измерения. В результате соударения с плоскими ударниками, скорости которых могут достигать $250\div 900$ м/с, образцы могут быть нагружены до давлений от нескольких десятых долей до единиц ГПа. Установка оснащается системой контактных датчиков игольчатого типа для измерения скоростей ударника и ударной волны в образце. С помощью доплеровского лазерного интерферометра VISAR в экспериментах регистрируются профили ударных волн, которые предоставляют информацию о тонкой структуре фронта волны. Временное разрешение VISAR составляет ~ 1 нс – этот инструмент является одним из наиболее востребованных в области изучения ударно-волновых процессов в конденсированных средах. Таким образом, эксперименты на Стреле-2М позволяют исследовать обширный диапазон параметров ударного сжатия интересующего вещества с высокой точностью.

Глава 2. Ударно-волновые свойства сферопластиков и эпоксидной смолы

Сферопластики – легкие пористые композитные материалы, состоящие, как правило, из полимерных матриц, наполняемых полыми микросферами (также используется термин “микробаллоны” [23]). Эти материалы принадлежат к более широкому классу КМ – синтактическим пенам [11] (другие названия: синтактные пены, синтактики [96]). Кроме полимеров, в качестве матриц синтактиков могут использоваться металлы [97] и керамика [98], а наполнителем, помимо различных микросфер, может служить перлит [99].

Характерные диаметры микросфер лежат в диапазоне от 1 мкм до 1 мм, а толщина стенок может варьироваться [20]. Для достижения определенных свойств на МС могут наноситься покрытия. На микрофотографиях на рис. 14 показана внутренняя структура расколотых стеклянных микросфер в эпоксидной матрице.

Свойства сферопластиков, в том числе и ударно-волновые, определяются характеристиками матрицы; концентрацией, материалом, размерами и покрытием микросфер; параметрами не-микросферических наполнителей, которые также могут присутствовать в этом типе КМ [18].

Вне области ударных нагрузок характеристики различных сферопластиков хорошо изучены [11, 18-22]. Величины их плотности, пористости, модуля упругости, коэффициентов теплового расширения и др. лежат в широких диапазонах.

Вид ударных адиабат и степенных соотношений (1.20), (1.22), (1.23) у разных сферопластиков также должен отличаться. Для полного понимания процесса ударного сжатия сферопластика необходимо исследование влияния каждого его параметра на ударно-волновые свойства. Это является довольно объемной и крайне трудоемкой задачей ввиду сложности эксперимента и многообразия микросфер и матриц этих материалов.

Сведения по ударному сжатию сферопластиков представлены в работах [12, 27, 30-34]; их сущность кратко изложена во введении, в параграфе “Степень разработанности темы”. Построение каких-либо общих выводов осложняется

разобщенностью этих исследований, поскольку в каждом из них использовались отличные по составу сферопластики и ставились различные цели. Тем не менее попытка выявить некоторые общие свойства этих материалов предпринимается далее.

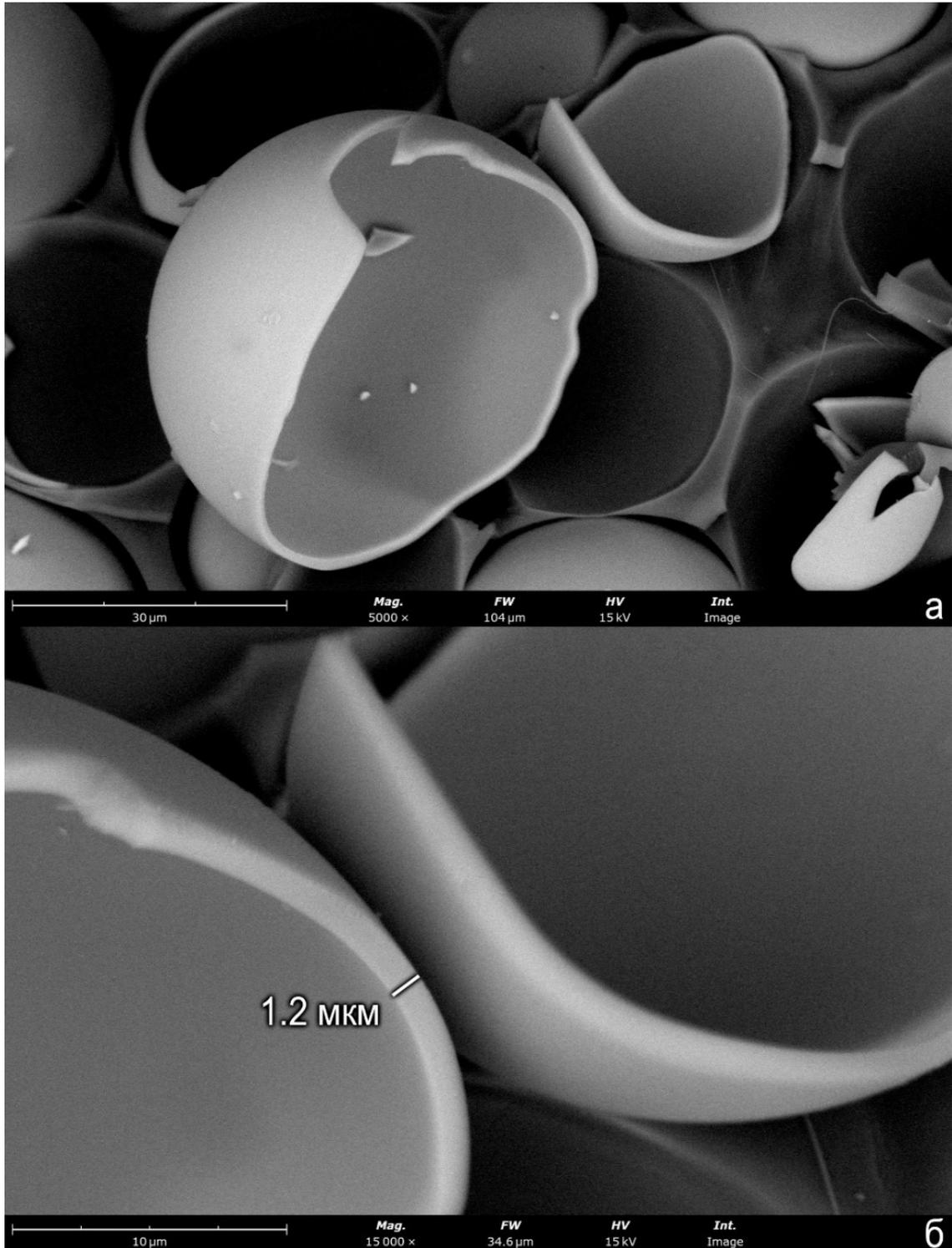


Рис. 14. Внутренняя структура стеклянных микросфер.

В настоящей работе в качестве матрицы сферопластиков используется эпоксидная смола. Как будет показано далее, её ударная адиабата близка к ударным адиабатам ранее исследованных эпоксидных смол различного состава. Отдельный интерес представляет изучение структуры фронта ударной волны и динамики перехода этого полимера из невозмущенного в ударно-сжатое состояние, т.е. построение для него соотношений (1.20), (1.22), (1.23). Автору не известны работы, посвященные построению зависимости (1.20) для ненаполненной эпоксидной смолы, при этом данные по её виду у эпоксидных композитов представлены в литературе [65, 76].

Кроме практического использования, сферопластики можно рассматривать как универсальные модельные материалы для изучения процесса ударного сжатия пористых сред и построения уравнений состояния вещества, а также явления образования горячих точек [27, 34, 35, 100]. Такое применение оказывается возможным, поскольку характеристики микросфер варьируемы в широком диапазоне, что обеспечивает относительно простое создание сред с необходимой пористостью и размером самих пор.

2.1 Особенности распространения ударных волн в композитных материалах

Композитный материал – материал, состоящий из двух или более различных компонентов. Он обладает свойствами, которыми не были наделены его составляющие по отдельности. В строении таких материалов выделяют матрицу и распределенный в ней наполнитель. Последний оказывает ключевое влияние на характеристики КМ [101]. Наполнители по форме делятся на два основных типа: волокна и дисперсные частицы. Химическая структура как наполнителей, так и матриц в высшей степени разнообразна [101, 102]. Состав КМ определяется теми свойствами, которые необходимы в конкретной практической или исследовательской задаче. Это могут быть как механические свойства, так и специфические – электрические, магнитные и другие [102].

Дисперсный наполнитель представляет собой частицы различной геометрии, среди которых можно упомянуть: шарообразные, сферические (микросферы),

чешуеобразные [101] и более сложные, например, перлит. Размеры частиц могут лежать в диапазоне от 10÷100 нм, соответствующих классу нанокомпозитов, до 100 мкм и более, а их концентрация в КМ может достигать 80% [101, 102].

Ключевой особенностью распространения ударных волн в гетерогенных средах, к которым безусловно относятся и КМ, являются волновые процессы, неизбежно возникающие при переходе волны из одной фазы в другую. При взаимодействии УВ с границей фаз происходят множественные переотражения волн между компонентами, имеющими различную динамическую жесткость [103, 104]. Такие переотражения приводят к дисперсии импульса сжатия в веществе и должны учитываться при анализе волновых процессов в гетерогенных материалах [104]. Частицы наполнителя, при прохождении через них УВ, вносят возмущения в её фронт, что приводит к увеличению времени нарастания фронта [76, 95]. На профилях ударных волн также наблюдается характерное “закругление” при переходе от фронта к пиковым значениям параметров [76, 105].

Ударная сжимаемость КМ, ударные адиабаты компонентов которого известны, может быть определена по методу смесей как сумма сжимаемостей этих компонентов [88, 104, 106]:

$$V(p) = \alpha V_1(p) + (1 - \alpha)V_2(p), \quad (2.1)$$

где α – массовая доля первого компонента смеси, $V_1(p)$ и $V_2(p)$ – ударные адиабаты компонентов.

2.2 Особенности распространения ударных волн в пористых средах

Ударное сжатие пористой среды до определенного давления сопровождается повышенным её разогревом, в сравнении со сплошной [2, 7]. Благодаря этой особенности результаты экспериментов по ударно-волновому нагружению пористых сред используются при построении уравнений состояния [1].

На рис. 15 продемонстрировано то, как может выглядеть ударная адиабата пористого вещества в координатах давление – удельный объем в области не слишком высоких давлений, при которых не происходят фазовые и химические превращения. Если материал обладает упругопластическими свойствами, то при

давлениях нагружения ниже предела упругости Гюгонио он сжимается упруго (эта величина детально рассматривается в следующем параграфе). При давлениях, превышающих предел упругости, в пластической ударной волне поры начинают закрываться – если давление относительно не велико, то состояние вещества за фронтом УВ лежит на области ударной адиабаты, соответствующей частичному разрушению пор [6].

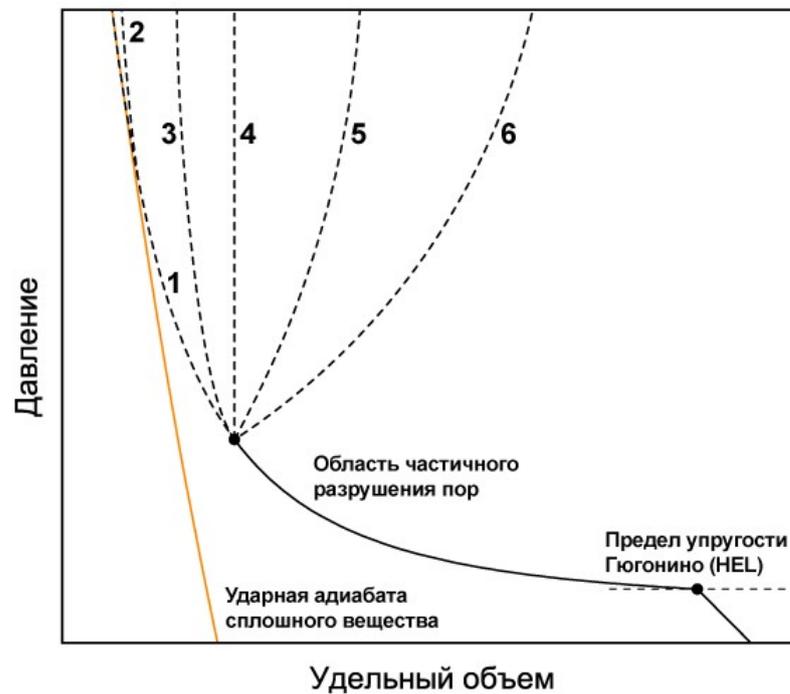


Рис. 15. Варианты вида ударной адиабаты пористого вещества в области не слишком высоких давлений. Пояснение в тексте.

В зависимости от вещества и его параметров пористости в области высоких давлений вид ударной адиабаты может быть различен. В случае, когда пористость материала мала, при определенном давлении его пористая структура полностью разрушается, а ударная адиабата сливается с адиабатой сплошного вещества [2] (кривая 1 на рис. 15). В качестве примера можно привести пористый эрбий с коэффициентами пористости, определенными как отношение плотности сплошного вещества к плотности пористого, $k=1.08$ и 1.15 , для которого подобная картина наблюдается по крайней мере до 150 ГПа (рис. 16а).

У более пористых сред повышенный разогрев, приводящий к сильному тепловому расширению, уже начинает оказывать заметное влияние на вид ударной

адиабаты [1]. Она может коснуться (или почти коснуться) адиабаты сплошного вещества (кривые 2 и 3 на рис. 15), но в дальнейшем отклониться от неё таким образом, что при одинаковом удельном объеме адиабате пористого вещества будет соответствовать давление большее, чем адиабате сплошного вещества (например, пористый эрбий при $k=1.26$ и пористая медь при $k=1.13$ и 1.22 на рис. 16а, б). Таким образом, ударное сжатие сплошного вещества до определенного значения плотности осуществляется проще, чем подобных пористых [7].

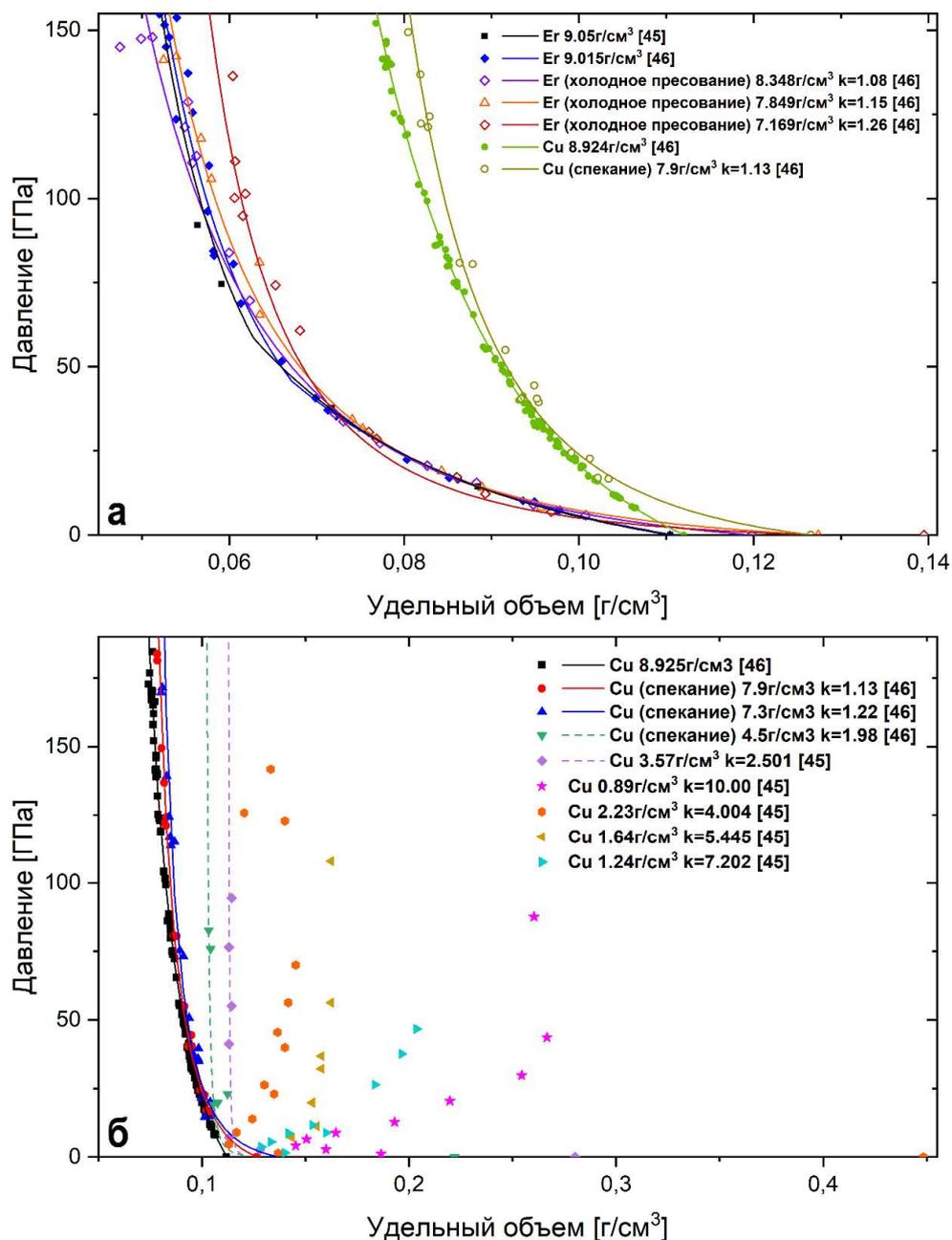


Рис. 16. Ударные адиабаты сплошных и пористых меди и эрбия [45, 46].

Ударные адиабаты ещё более пористых веществ имеют аномальный вид – из-за значительного разогрева большим давлениям начинают соответствовать большие удельные объемы [1, 2, 7] (кривые 5 и 6 на рис. 15; медь при $k=4\div 10$ до давлений $70\div 50$ ГПа на рис. 16б). Возможен также граничный случай, когда удельный объем вещества остается постоянным с ростом давления (кривая 4 на рис. 15; медь при $k=1.98$ и 2.50 на рис. 16б). На ударных адиабатах высокопористой меди ($k=4\div 10$) при $p > 70\div 50$ ГПа большим давлениям вновь начинают соответствовать меньшие удельные объемы (наиболее заметно при $k=4.004$ и 10.00 на рис. 16б). Это объясняется плавлением вещества в сильной ударной волне [1].

Аномальные ударные адиабаты на плоскости $p - V$ могут быть описаны с помощью полуэмпирических моделей уравнений состояния [1]. Соотношение (1.12) оказывается не пригодным для этого даже при отсутствии каких-либо фазовых превращений.

2.3 Двух-волновая конфигурация. Упругий предвестник

Отличительной особенностью ударных волн в сферопластиках является формирование отчетливой двух-волновой конфигурации [30]. В определенном диапазоне давлений УВ, входящая в такой материал, распадается на волну-предвестник, в которой материал сжимается упруго, и пластическую ударную волну [51]. Подобная структура может формироваться как в пористых [8, 43, 44, 66, 107, 108], так и в сплошных веществах [10, 51, 80]. Пластические ударные волны в пористых средах иногда называются *волнами компактирования* [3], поскольку наряду с пластической деформацией компонентов вещества в них происходит процесс закрытия пор – во фронте пластической УВ пористая структура может полностью или частично разрушаться, что определяется режимом нагружения.

На рис. 17 изображена эволюция прямоугольного импульса сжатия от момента его приложения к материалу до формирования двух-волновой конфигурации [10]. Предвестники распространяются со скоростями, близкими к продольной скорости звука вещества, которая до определенного давления (для

каждого вещества оно своё) больше скорости пластической УВ. Амплитуда предвестника определяет предел упругости при одноосном ударном сжатии или предел упругости Гюгониио σ_{HEL} (ПУГ или HEL – *Hugoniot Elastic Limit*) [10, 51]. Когда давление ударного сжатия превышает σ_{HEL} , происходит пластическая деформация материала, а если среда пористая, то и процесс разрушения пор. Ударная адиабата вещества, демонстрирующего упругопластические свойства, имеет пластическую и упругую области, разграниченные величиной ПУГ (рис. 15). При слабых режимах нагружения, меньше динамического предела упругости, по образцу распространяется только предвестник, а при сильных, когда скорость ударной волны превышает продольную скорость звука, только пластическая УВ.

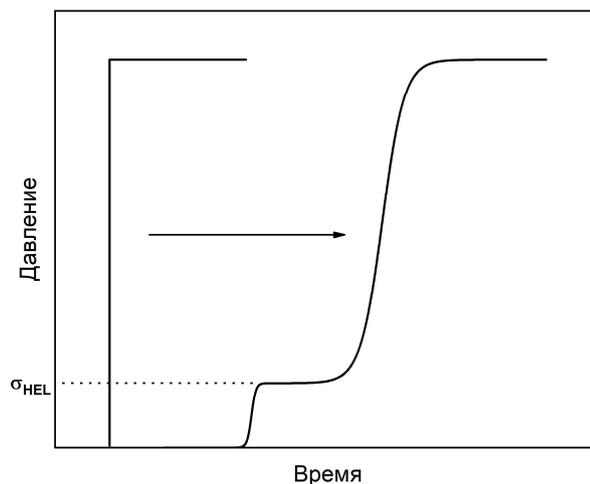


Рис. 17. Эволюция прямоугольного импульса сжатия, приложенного к материалу с упругопластическими свойствами. Некоторые особенности, связанные с изменением параметров сразу за фронтом предвестника и с эволюцией обеих волн при распространении на всё большие расстояния, опущены.

Формирование упругого предвестника в пористых средах обусловлено способностью стенок пор выдерживать определенную динамическую нагрузку, не разрушаясь [4, 5]. При этом в предвестнике может происходить необратимая деформация, обусловленная взаимодействием частиц, формирующих пористую структуру образца [4, 66]. В работе [32] возникновение волны предвестника в сферопластиках связывалось с большой концентрацией наполнителя – микросфер и с тем, что скорость распространения звука по этим частицам выше, чем по матрице. Однако, в сплошных высоконаполненных эпоксидных КМ двух-волновая

конфигурация не наблюдалась [65, 76]. Вероятно, наиболее полную информацию о природе предвестника в сферопластиках можно будет получить при сравнении ненагруженных образцов и сжатых в ампуле сохранения при давлении меньшем, чем σ_{HEL} .

При двух-волновой конфигурации, пластическая УВ распространяется по среде, которая уже движется с определенной массовой скоростью, сообщенной ей предвестником и сжатой им до плотности ρ_1 , которая больше начальной ρ_0 . Если реализуются такие условия, что предвестник отражается от исследуемой границы внутрь образца в виде волны разрежения, то в определенный момент она отражается от фронта надвигающейся УВ в виде волны сжатия и снова выходит на исследуемую поверхность. Процесс повторяется до тех пор, пока пластическая УВ не пройдет весь образец. При этом её скорость понижается при каждом взаимодействии с отраженным предвестником [108]. Реверберации могут приводить как к единичным изломам на фронте пластической УВ [51], так и более сложной его структуре [30]. Методика расчета ударно-волновых параметров в случае двух-волновой конфигурации представлена в п. 2.4.2.2 и 4.2.

2.4 Эксперимент по одноосному ударному сжатию сферопластиков и полимеризованной эпоксидной смолы

Работа проводилась на установке Стрела-2М с применением лазерного интерферометра VISAR и системы игольчатых датчиков контактного типа (пинов) (см. главу 1). Общая схема экспериментов изображена на рис. 18а, они проводились при комнатной температуре. В экспериментах измерялись скорости ударника и ударной волны, регистрировался профиль скорости исследуемой поверхности образца, при выходе на неё УВ.

Цилиндрические экспериментальные сборки состояли из экрана, датчика измерения времени входа УВ в образец, образца, фольги – отражателя лазерного пучка, и водяного окна, ограниченного стенками из полипропилена и крышкой из ПММА. Соприкасающиеся части сборки склеивались тонким слоем эпоксидной смолы. Торец полипропиленовой стенки, прилегающий к крышке из ПММА,

скашивался для отклонения паразитных отражений лазерного пучка от неё. Центральная часть водяного окна имела толщину ~ 2.5 см. В некоторых экспериментах экран отсутствовал и ударник соударялся сразу с образцом. Сборка клеивалась в монтажное кольцо, в котором также устанавливались пины. Далее кольцо размещалось в креплении внутри исследовательской камеры у конца ствола. Фотография сборки до её размещения в камере изображена на рис. 18б.

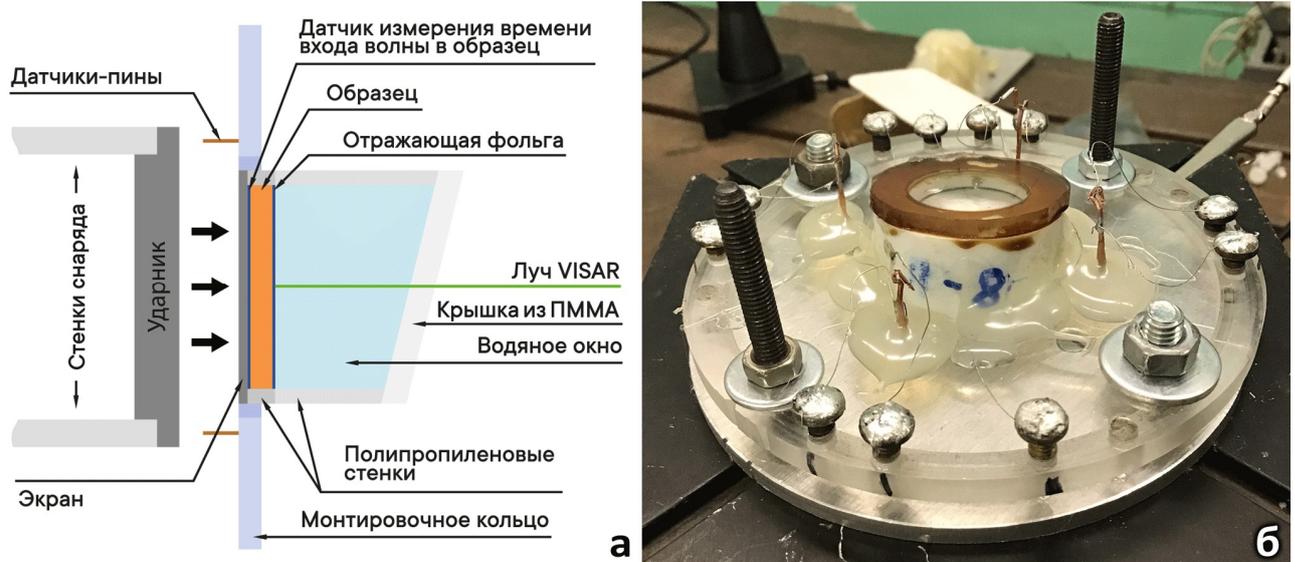


Рис. 18. (а) Схема эксперимента. Кабели и вторая пара пинов не показаны. (б) Фотография экспериментальной сборки.

Материал ударников – сплав алюминия Д16т или медь, экранов – Д16т. Толщины экранов составляли $1.8 \div 1.9$ мм, диаметры – порядка диаметров образцов. Диаметр ударников составлял 57 мм, толщины h_i и скорости ударников V_i приведены в таблице 1. Алюминиевая фольга использовалась в качестве отражателя пучка VISAR, её толщины также указаны в таблице 1.

2.4.1 Характеристики образцов

Исследовались три типа образцов: (i) эпоксидный сферопластик с объемной долей микросфер $\varphi=27\%$; (ii) эпоксидный сферопластик с $\varphi=55\%$; (iii) полимеризованная эпоксидная смола, служившая матрицей для сферопластиков ($\varphi=0\%$). Далее в тексте эти материалы будут упоминаться как СФ27, СФ55 и ЭС, соответственно. Их плотности и другие параметры представлены в таблице 2.

Таблица 1. Параметры экспериментов со сфероластиками и эпоксидной смолой.

№	Ударник	Толщина ударника h_i , мм	Скорость ударника V_i , м/с	Экран	Толщина образца h_s , мм	Толщина отражающего слоя h_m , мкм
Сфероластик $\phi=27\%$						
СФ27-1	Д16г	10	306	Д16г	4.94	7-25
СФ27-2			450		5.14	
СФ27-3*			462		4.25	
СФ27-4			508		4.79	
СФ27-5			557		5.33	
СФ27-6			719		4.75	
СФ27-7			749		5.17	
СФ27-8			749		5.02	
СФ27-9			776		3.51	
Сфероластик $\phi=55\%$						
СФ55-1	Д16г	6-10	319	Д16г	4.90	7-25
СФ55-2			425		4.78	
СФ55-3			449		8.38	
СФ55-4			450		2.41	
СФ55-5			459		7.63	
СФ55-6			463		2.85	
СФ55-7			465		6.03	
СФ55-8			467		3.57	
СФ55-9			469		4.07	
СФ55-10			473		4.11	
СФ55-11			475		2.90	
СФ55-12			495		8.56	
СФ55-13			568		5.09	
СФ55-14			640		6**	
СФ55-15			760		4.97	
СФ55-16			770		2.96	
СФ55-17			780		4.01	
Эпоксидная смола						
ЭС-1	Медь	12	256	-	8.26	7
ЭС-2	Д16г	10	337	Д16г	4.85	20
ЭС-3		6	407	Д16г	4.75	7
ЭС-4		14	414	-	13.40	7
ЭС-5		10	419	Д16г	5.29	20
ЭС-6		10	422	Д16г	4.62	7
ЭС-7		14	435	-	14.57	7
ЭС-8		10	441	Д16г	4.42	20
ЭС-9		10	450	Д16г	10.04	20
ЭС-10		6	472	Д16г	4.70	7
ЭС-11		13	500	-	12.88	7
ЭС-12		10	517	Д16г	3.94	7
ЭС-13		6	588	Д16г	6.03	7
ЭС-14		10	718	Д16г	4.60	7
ЭС-15		10	786	Д16г	4.93	7
ЭС-16		10	800	-	8.02	7
ЭС-17		10	829	-	7.26	7

*Единственный эксперимент в серии, в котором не использовалось диагностическое окно.

**Эта величина измерена с меньшей точностью.



Рис. 19. Фотография цилиндров из эпоксидной смолы (1-й и 2-й слева), СФ27 (центральный) и СФ55 (1-й и 2-й справа).

Нумерация экспериментов проводилась в форме: СФ27-*N*, СФ55-*N*, ЭС-*N*, где *N* – номер эксперимента с указанным материалом (см. таблицу 1). Диаметры всех трех типов образцов составляли от 20 до 40 мм. Толщины образцов h_s вместе с остальными параметрами сборок приведены в таблице 1. Фотография цилиндров из трех типов материалов изображена на рис. 19.

Образцы полимеризованной эпоксидной смолы изготавливались из низковязкой модифицированной эпоксидной диановой смолы Этал-370, в которую добавляли отвердитель аминного типа Этал-45М в соотношении по объему 1:2. Смесь сутки отвердевала при комнатных условиях в заготовке экспериментальной сборки.

Таблица 2. Параметры образцов.

Обозначение	Объемная доля МС ф, %	Массовая доля МС т, %	Плотность ρ_0 , г/см ³	Рассчитанный коэф. пористости <i>k</i>
СФ27	27	10	0.90±0.02	1.4
СФ55	55	25	0.64±0.02	2.1
ЭС	-	-	1.15±0.01	-

Образцы сферопластиков состояли из эпоксидной матрицы, которая наполнялась стеклянными микросферами со средним диаметром порядка 83 мкм и толщиной стенки ~1 мкм. Они изготавливались согласно следующему процессу: (i) одна часть по объему отвердителя добавлялась к двум частям эпоксидной смолы; (ii) смесь наполнялась необходимым количеством микросфер и перемешивалась; (iii) смесь наливалась в заготовку экспериментальной сборки и сутки затвердевала

при комнатной температур; (iv) как только она затвердела, свободная поверхность полировалась мелкозернистой наждачной бумагой, после чего измерялась окончательная толщина образца. Микросферы на этой поверхности разрушались во время полировки, в связи с чем на ней формировался тонкий слой из эпоксидной смолы с открытыми порами толщиной не более среднего диаметра МС. Во время приклеивания отражающей фольги этот слой частично или полностью заполнялся эпоксидным клеем.

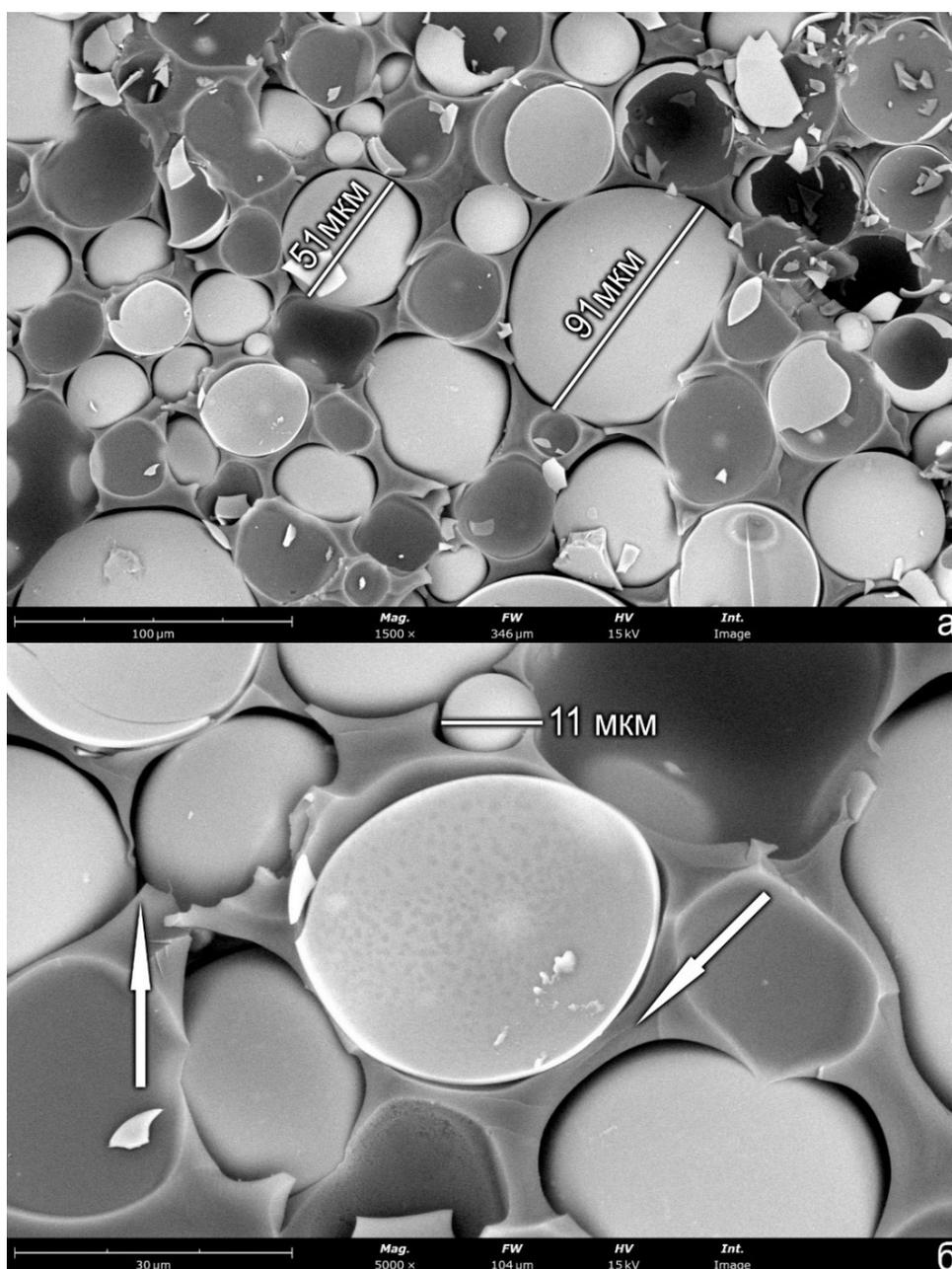


Рис. 20. СЭМ-фотографии высоконаполненного эпоксидного сферопластика со стеклянными микросферами СФ55.

Микроструктура высоконаполненного СФ55 изображена на фотографиях (рис. 20), полученных методом сканирующей электронной микроскопии (СЭМ). На них запечатлена фракция микросфер с диаметрами $10\div 90$ мкм (рис. 20б). Из-за большой концентрации наполнителя материал матрицы преимущественно заполняет пространство, недоступное микросферам для заполнения. На рис. 20б стрелками показаны конфигурации МС, когда они касаются друг друга своими оболочками (т.е. микросфера оказывается не полностью окружена матрицей) и когда между оболочками есть тонкий слой матрицы. Это свидетельствует о том, что концентрация наполнителя выбранного типа близка к предельной. Повышение предельной концентрации наполнителя возможно при увеличении доли микросфер малого диаметра, которые бы заполняли пространство между большими частицами.

Важно отметить, что часть пористости образцов могла быть паразитной – вызванной неплотным прилеганием микросфер к матрице, что отчетливо наблюдается на рис. 20б, или пузырьками воздуха, образовавшимися при смешивании наполнителя и матрицы. Это обстоятельство понижает точность определения массовых и объемных долей МС – особенно в случае высоконаполненного СФ55.

2.4.2 Результаты экспериментов

Для каждого материала (СФ27, СФ55, ЭС) было получено несколько групп данных: профили ударных волн, ударные адиабаты и величины, характеризующие структуру фронта.

2.4.2.1 Профили скорости

Результаты измерений профилей скорости представлены на рис. 21-24. Во всем диапазоне исследованных давлений профили сферопластиков имеют отчетливую двух-волновую структуру, связанную с расщеплением вошедшей в образец УВ. Вначале на исследуемую поверхность выходит предвестник, за ним следует более медленная пластическая УВ, в которой микросферы полностью или

частично разрушаются. Профили эпоксидной смолы подобной структурой не обладают (рис. 23, 24а, б); с учетом различий в постановках экспериментов они близки между собой и, в целом, схожи с профилями, полученными ранее для эпоксидных смол иного состава [10, 37]. Плато скорости, достигнутое за фронтами, сменяется участком падения скорости через микросекундный интервал из-за прихода волны разгрузки с тыльной поверхности ударника.

В сферопластиках после выхода пластической ударной волны на границу образец – окно, она отражается внутрь образца в виде УВ. Отраженная волна достигает экрана и отражается от него также в виде волны сжатия, которая устремляется к исследуемой поверхности. Такие реверберации были возможны из-за того, что динамические жесткости экрана и окна были выше, чем у сферопластиков. Повторный выход ударной волны на исследуемую поверхность приводит к третьему скачку скорости на профиле (отмечены вертикальными стрелками на рис. 21, 22а, 24в-д). Падение скорости после третьего скачка или между вторым и третьим вызвано появлением на исследуемой поверхности волны разгрузки, пришедшей с тыльной поверхности ударника.

В эксперименте СФ27-1 (рис. 21б) пластическая УВ практически не различима. Колебания скорости на этом профиле могут быть связаны с рядом причин: (i) порчей отражающей фольги при разрушении микросфер в ударной волне; (ii) особенностями применения метода VISAR при исследованиях гетерогенных сред, когда размер частицы близок к размеру участка, на котором проводится измерение скорости; (iii) при ~ 4 мкс – с приходом волны разгрузки с тыльной поверхности ударника. В связи с этим измерение скорости пластической волны в этом эксперименте носит приближенный характер, а измерения скорости деформации и времени нарастания фронта пластической волны невозможны.

“Поглощение” предвестника (рис. 22б) волной разгрузки, пришедшей с тыльной поверхности ударника, наблюдалось в эксперименте СФ55-12 при 6 мкс. Из-за этого корректное наблюдение второй волны было невозможно. Подобная картина наблюдалась и в экспериментах СФ55-3 и 5 (на графиках они не изображены).

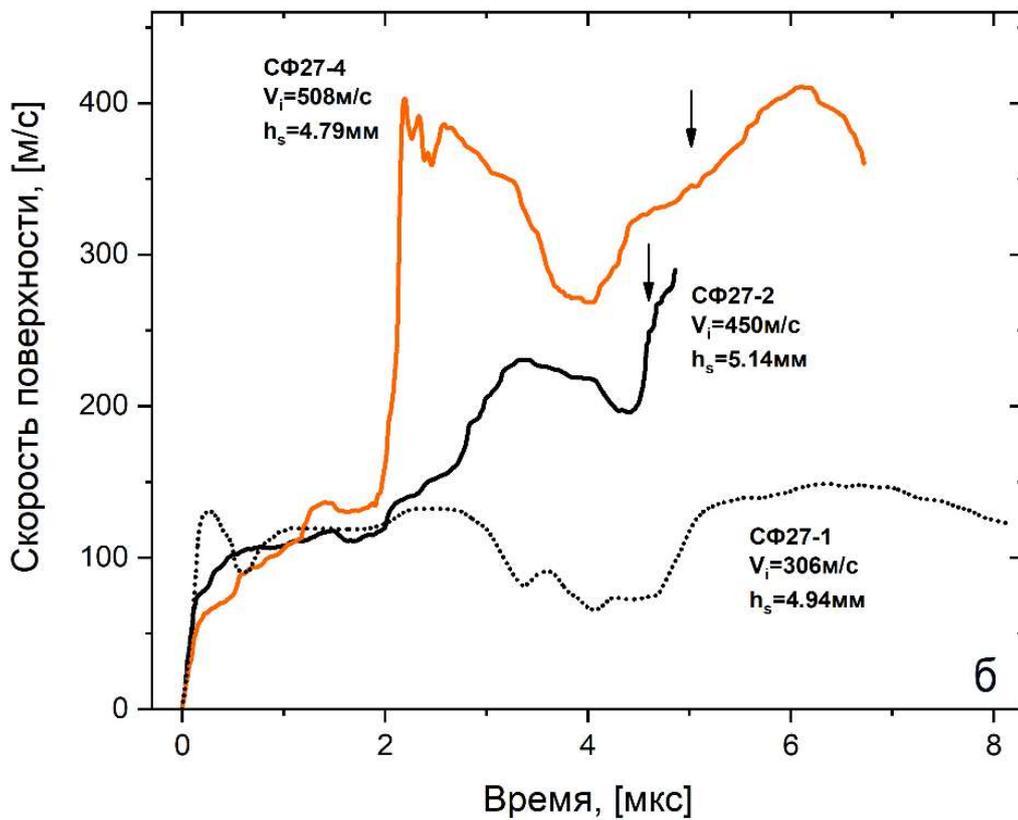
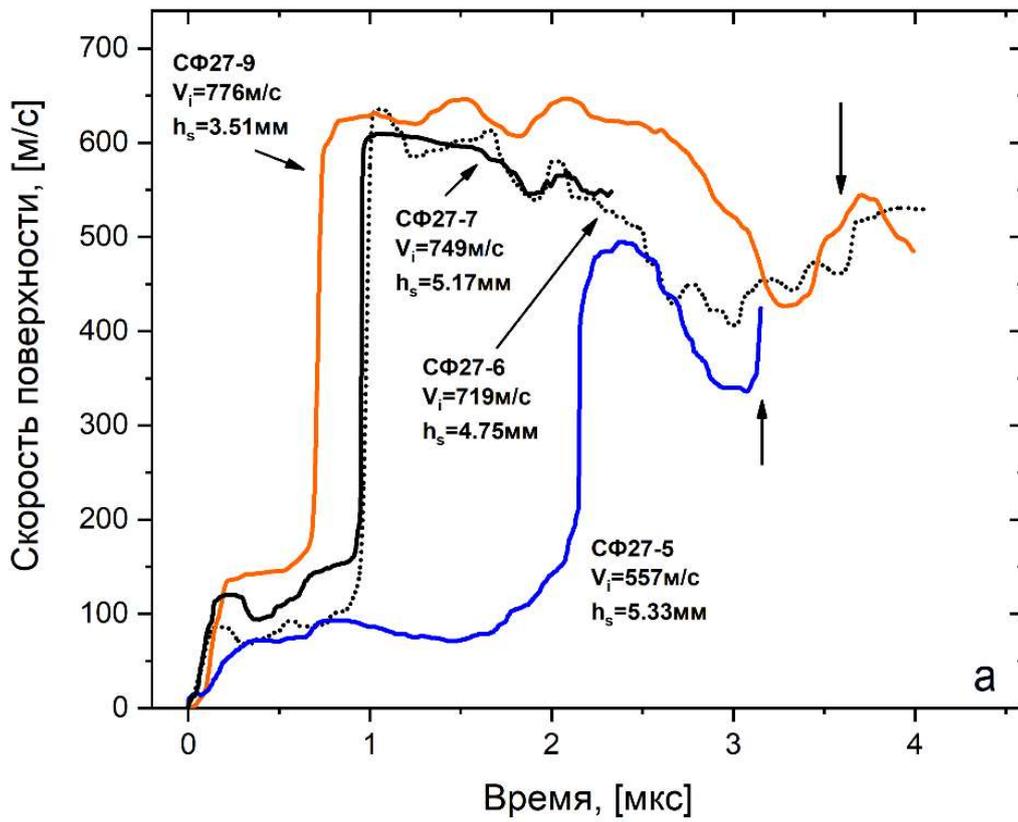


Рис. 21. Идеализированные профили скорости СФ27 при 1.28 ± 0.78 ГПа (а) и 0.65 ± 0.50 ГПа (б).

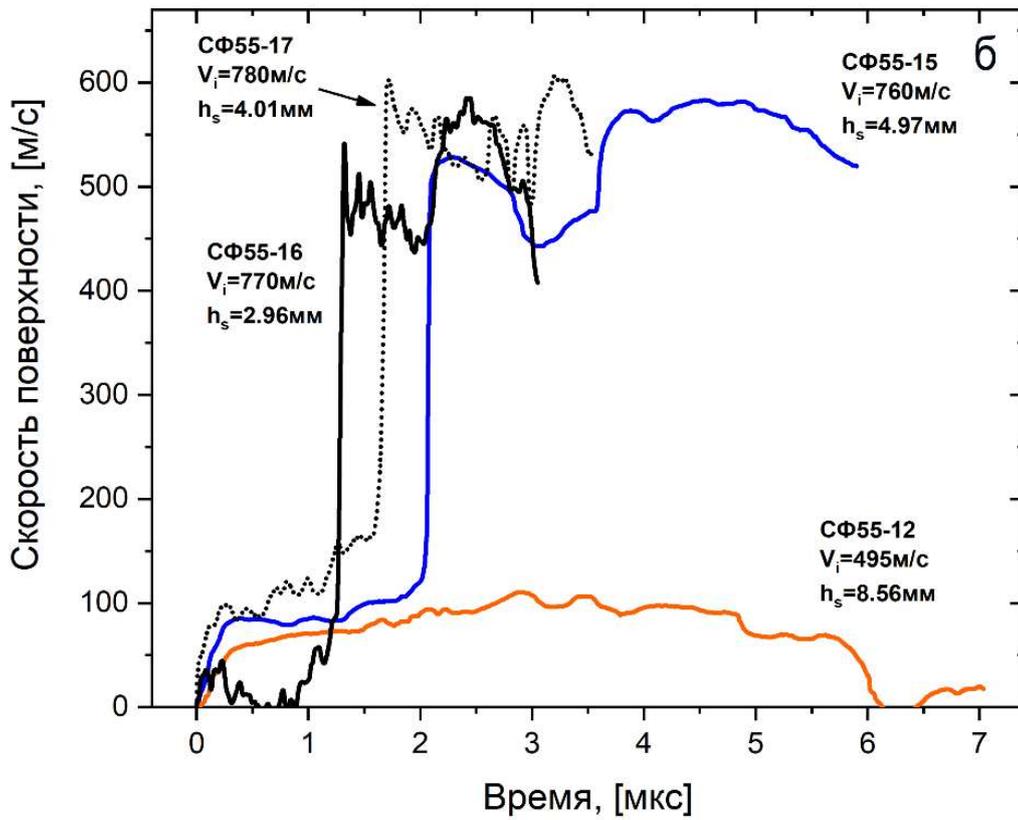
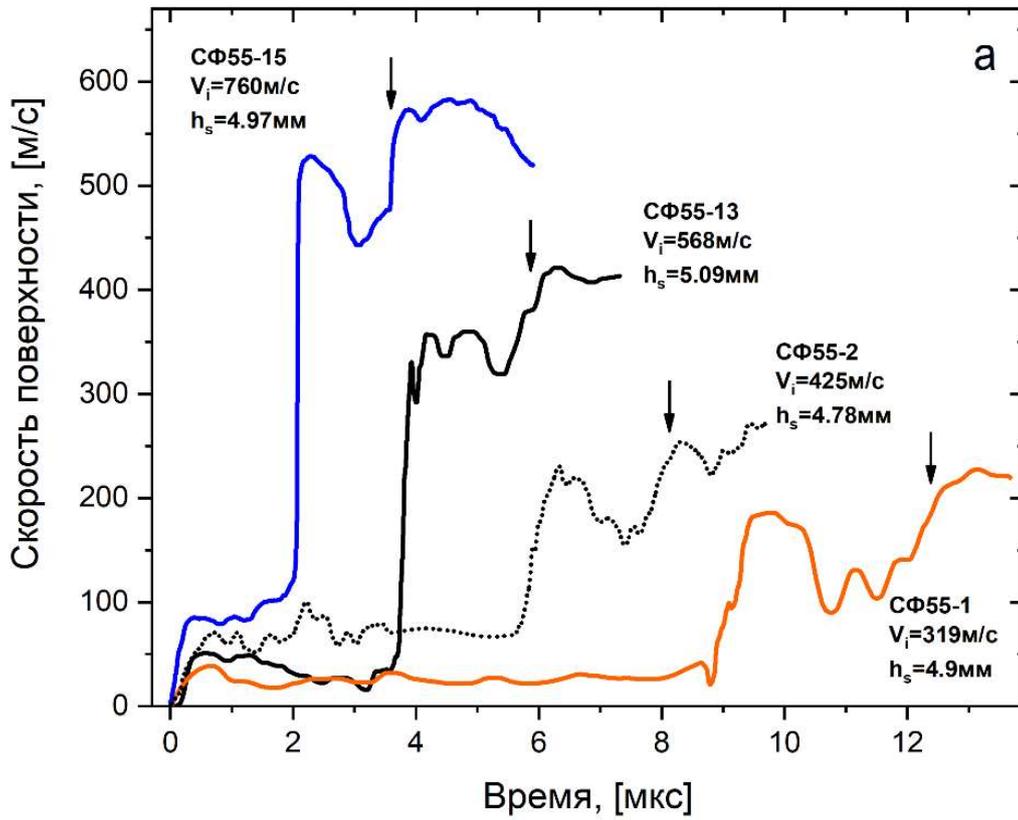


Рис. 22. Идеализированные профили скорости СФ55 при 0.64 ± 0.16 ГПа (а) и 0.70 ± 0.32 ГПа (б).

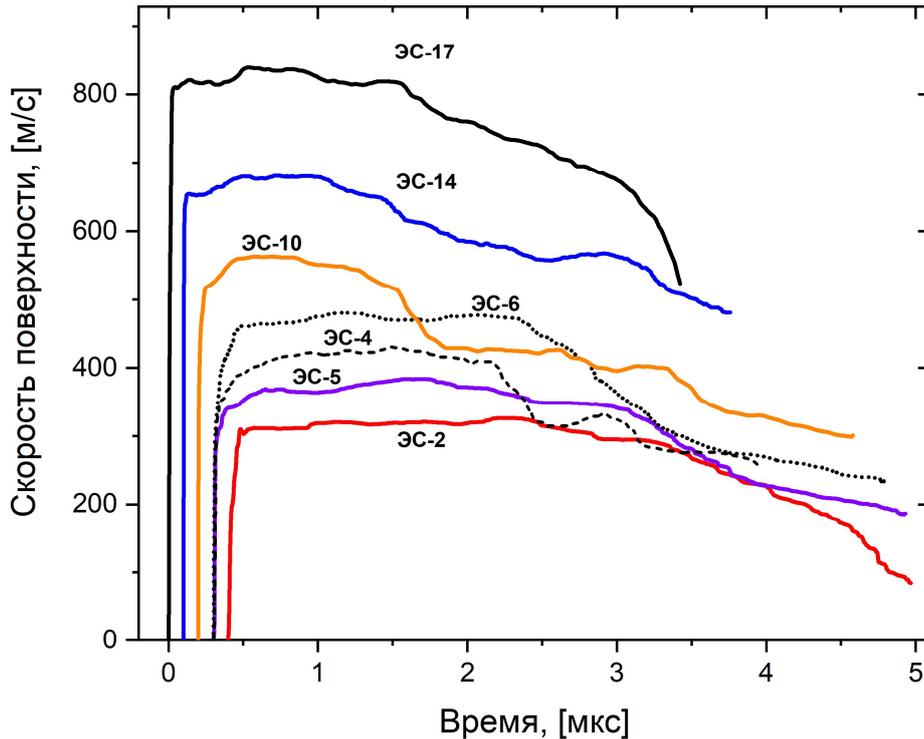


Рис. 23. Идеализированные профили скорости ЭС при 2.70 ± 0.92 ГПа.

На рис. 24а изображены профили для трех типов образцов при близких скоростях ударника $V_i \approx 730$ м/с, а на рис. 24б при близких давлениях за фронтом пластической УВ $p \approx 0.8$ ГПа. Чем больше была пористость образца, тем быстрее должен был лететь ударник для осуществления нагружения до указанного давления.

Амплитуды предвестников различны на профилях каждого типа сфероластика в отдельности. Наблюдаемую картину нельзя связать с затуханием предвестника при его распространении на всё большие расстояния [51], поскольку разброс наблюдается между результатами практически идентичных экспериментов (рис. 24в).

За фронтом предвестника регистрировалась одна из нескольких форм профиля до тех пор, пока на исследуемую поверхность не выходила пластическая ударная волна. Среди этих форм можно выделить: (i) плато, на котором скорость держалась на одном уровне (эксп. СФ55-1, 2, 6, 7, 9, 14), (ii) пологий участок роста скорости (эксп. СФ27-2, 4-6, 7, 9; СФ55-11, 15, 17), (iii) пологий участок уменьшения скорости, за которым следует участок роста скорости (эксп. СФ55-4,

8, 13, 16), (iv) участок с большими колебаниями скорости (эксп. СФ27-1). Картину дополняют осцилляции скорости, в разной степени присутствующие на этих участках во многих экспериментах.

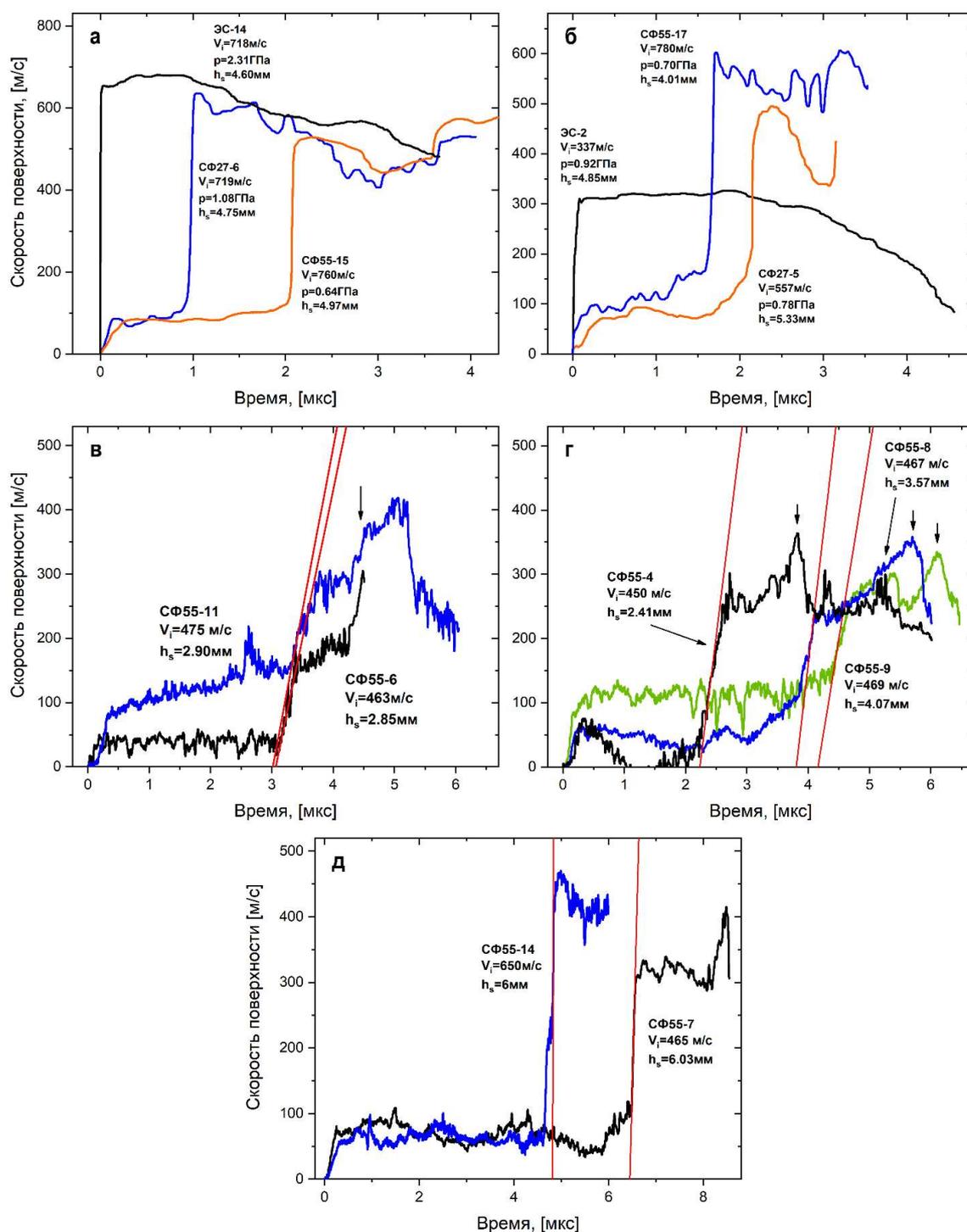


Рис. 24. Профили скорости: СФ27, СФ55 и ЭС при (а) близких скоростях ударников $V_i \approx 730 \text{ м/с}$ и (б) давлениях $p \approx 0.8 \text{ ГПа}$; (в) в экспериментах СФ55-6, 11; (г) СФ55-4, 8, 9; (д) СФ55-7, 14. Тангенс угла наклона прямых линий равен максимальному градиенту скорости исследуемой поверхности, при прохождении через неё пластической УВ.

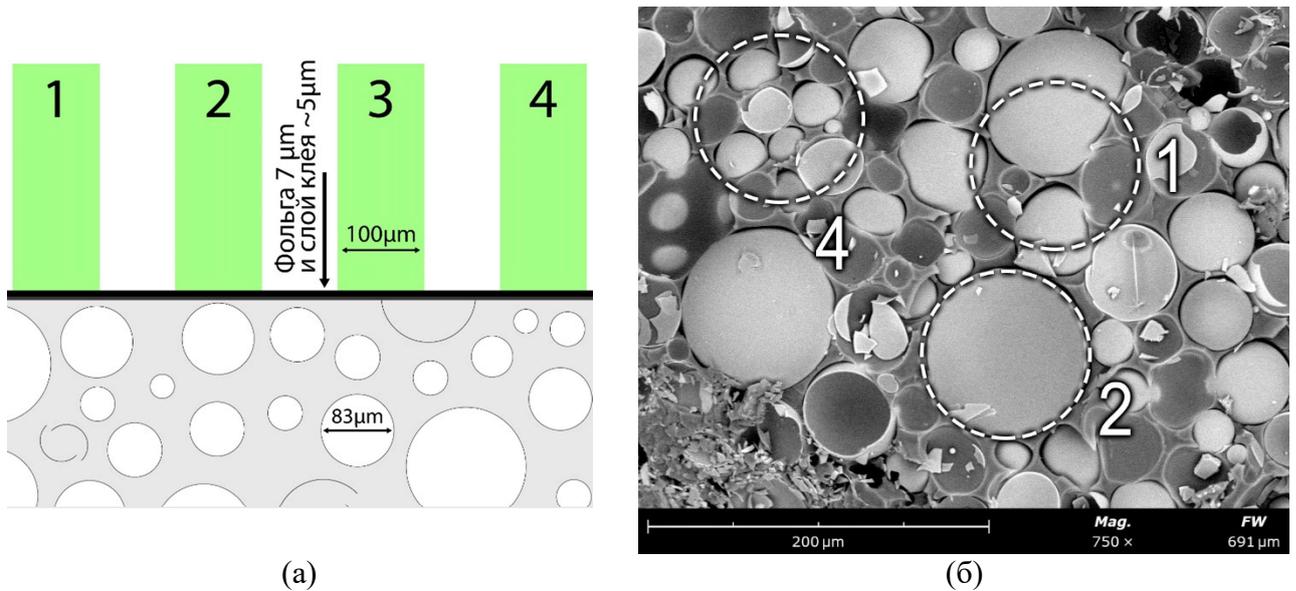


Рис. 25. (а) Схематичная демонстрация некоторых конфигураций МС, на которые может быть направлен пучок VISAR: 1 – на несколько МС среднего и большого размера, 2 – пучок направлен прямо на микросферу, 3 – пучок направлен на участок, содержащий расколотую микросферу (раскол может произойти при полировке торца образца или же при изготовлении или хранении самих МС) или не содержащий микросфер, 4 – на мелкую фракцию МС; (б) Сравнение структуры сферопластика с размером пятна от сфокусированного пучка VISAR; конфигурации, отмеченные цифрами, аналогичны конфигурациям из (а).

Наблюдаемые особенности профилей, вероятно, связаны с рядом эффектов: особенностями гетерогенной структуры образцов [76, 108], различиями в их структуре от эксперимента к эксперименту (т.е. отличиями образцов одного типа, а не СФ27 от СФ55), повреждением отражающей фольги во время прохождения через неё УВ. Различия между образцами обусловлены сложностью прецизионной выдержки одинаковой объемной доли микросфер в каждом образце, при этом разброс МС по диаметру контролировать ещё сложнее. Эффект от разброса частиц по диаметру можно исключить, используя сорт откалиброванных микросфер [32]. Влияние слабых ревербераций предвестника внутри образца на наблюдаемую картину рассматривается в п. 2.4.2.2.

Рассмотрим детальнее влияние гетерогенной структуры материала на результаты измерений профилей скорости методом VISAR. Поскольку средний размер частиц (83 мкм) и пространственное разрешение VISAR (~100 мкм) сопоставимы, отраженный свет в экспериментах мог собираться со структурно разных участков образца, как это проиллюстрировано на рис. 25. Из-за неоднородности материала регистрируемые скорости участков, на которые

направлен пучок, могут несколько отличаться между собой [109]. Однако, роль этого эффекта в работе целенаправленно не исследовалась, а профили отражают вклад всех особенностей, указанных выше.

Чтобы избежать негативного влияния гетерогенной структуры на измерения, возможно регистрировать профиль скорости на границе тонкое окно – толстое окно, а затем по известным свойствам материалов окон восстанавливать профиль массовой скорости в образце [65, 76].

2.4.2.2 Особенности расчета ударно-волновых параметров при двух-волновой конфигурации

При расчетах ударно-волновых параметров в области давлений, при которых формируется двух-волновая конфигурация, необходимо учитывать существование предвестника. При такой конфигурации пластическая УВ распространяется по веществу, сжатому до плотности $\rho_1 > \rho_0$ и которому уже сообщена некоторая массовая скорость u_{p1} . Также требуется принимать во внимание, что пластическая УВ догоняет исследуемую поверхность, разогнанную предвестником.

В настоящей работе скорости волн рассчитывались на основе измерений трех меток времени, регистрации профиля скорости и известной толщине образца. Время t_0 входа волны в образец регистрировалось с помощью датчика-фольги или пинов, установленных “заподлицо”, как было описано в п. 1.2. Времена выхода предвестника t_1 и пластической УВ t_2 на исследуемую поверхность определялись по центральной части фронта (половине амплитуды) соответствующей волны на профиле скорости, как это показано на рисунке рис. 26а, б. Далее параметры ударного сжатия с индексом 1, будут относиться к предвестнику, а с индексом 2 к пластической волне.

Скорость предвестника определялась как отношение толщины образца ко времени его распространения в образце: $D_1 = h_s / (t_1 - t_0)$.

Измерение скорости пластической УВ D_2 требует детального пояснения с использованием p - v -диаграммы и диаграммы расстояние – время (x - t -диаграммы), объединенной с профилем скорости (рис. 26). Упругие части ударных адиабат

сферопластиков практически совпадали с ударной адиабатой воды (рис. 26в). Поэтому при достижении предвестником границы образец – вода очень слабая волна разгрузки отражалась обратно в образец, а граница разгонялась до скорости u_{i1} (рис. 26б). Далее в результате взаимодействия этой волны разгрузки и надвигающегося фронта пластической УВ (точка В на рис. 26б) возникает слабая волна упругого сжатия, которая устремляется к границе образец – вода. На рис. 26б выход этой волны на исследуемую поверхность не сопровождается скачком скорости. Возможно, он скрыт за осцилляциями скорости, ввиду своей малости. Затем происходят следующие циклы ревербераций предвестника [66, 108], которые также не приводят к заметному изменению скорости на профиле. Они прекращаются, когда пластическая УВ достигает исследуемой поверхности и разгоняет её до скорости u_{i2} (точка С на рис. 26а).

Движение границы образец – вода между фронтами обеих волн может быть охарактеризовано средним значением скорости на этом участке \bar{u}_{i1} , близким к u_{i1} (рис. 26а, б).

В общем случае циклический выход отраженного предвестника на исследуемую поверхность должен приводить к последовательным скачкам скорости на профиле до выхода пластической УВ, если толщина образца достаточно велика. В экспериментах со сферопластиками пологий участок роста скорости, наблюдаемый на профиле на рис. 26б (и некоторых других профилях) непосредственно перед выходом пластической УВ, может быть следствием интенсивных ревербераций малой амплитуды. На некоторых профилях наблюдается плавное повышение скорости за фронтом предвестника (эксп. СФ27-2, 4-6, 7, 9; СФ55-11, 15, 17), что может быть связано с прочностными свойствами среды [8], а не реверберациями предвестника. Однако, дальнейший анализ этой особенности затруднен из-за разрозненности профилей.

Малая амплитуда отражений предвестника является следствием практического совпадения динамических жесткостей сферопластика в области упругого сжатия и материала окна. Это обстоятельство повышает точность измерений скорости пластической УВ, поскольку её взаимодействия с

отражениями предвестника (например, в точке В на рис. 26а) не должны приводить к заметному изменению скорости её распространения. Однако, в общем случае, следствием этих взаимодействий является последовательное понижение скорости пластической волны до тех пор, пока она не достигнет исследуемой поверхности [108].

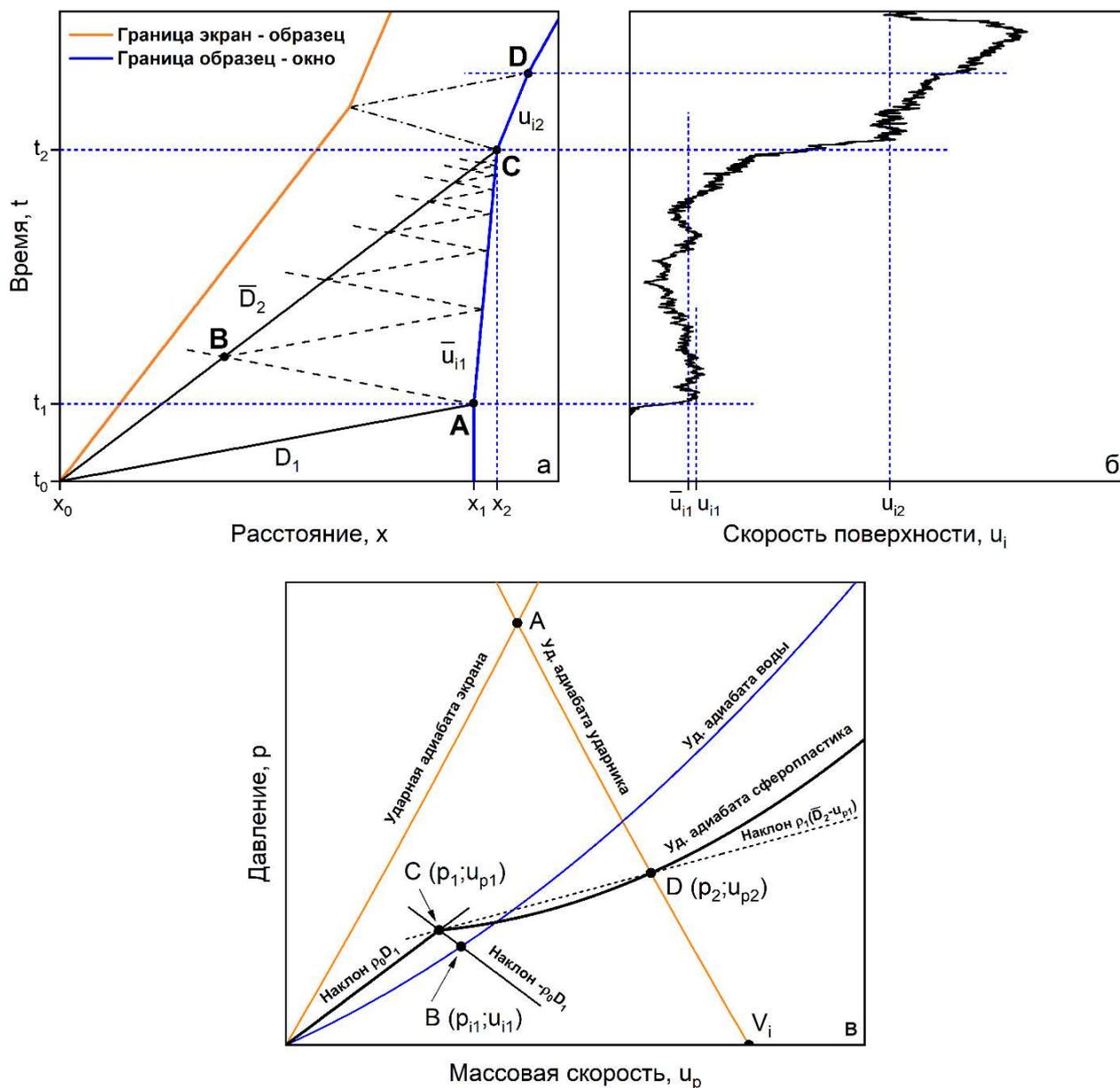


Рис. 26. (а) Диаграмма расстояние – время, демонстрирующая волновые пути в эксперименте СФ55-8. Взаимодействия предвестника с пластической волной и границей образец – вода упрощены, как это пояснено в тексте. Траектории волн в экране и окне не показаны. (б) Профиль скорости в эксперименте СФ55-8. (в) Схематичное изображение диаграммы давление – массовая скорость для выбранной постановки эксперимента; буквенные обозначения в (а) и (в) не равнозначны.

Поскольку реверберации предвестника слабы, можно предположить, что истинная скорость пластической волны D_2 (т.е. её скорость до первого взаимодействия со слабой волной разгрузки в точке В на рис. 26а) и наблюдаемая скорость \bar{D}_2 близки: $D_2 \approx \bar{D}_2$. Последняя величина определяется по формуле [81]:

$$\bar{D}_2 = \frac{D_1(t_1 - t_0) + \bar{u}_{i1}(t_2 - t_1)}{(t_2 - t_0)} = \frac{h_s + \bar{u}_{i1}(t_2 - t_1)}{(t_2 - t_0)}. \quad (2.2)$$

В соотношении (2.2) учитывается, что пластической УВ необходимо догнать границу образец – вода, движущуюся со средней скоростью \bar{u}_{i1} .

В главе 4 будет рассмотрена двух-волновая структура в образцах pnNi; поскольку упругая часть ударной адиабаты этого материала не совпадает с ударной адиабатой окна, предложенная картина ревербераций предвестника гораздо более наглядна. К тому же размеры неоднородностей pnNi во много раз меньше пространственного разрешения VISAR из-за чего, вероятно, рассматриваемый эффект не скрыт за осцилляциями скорости на профиле.

Состояния за фронтами обеих волн (состояния на ударной адиабате) определяются с помощью метода p_r -диаграмм с учетом двух-волновой конфигурации [66, 80] (рис. 26в). Ударная волна, возникшая в результате соударения ударника с экраном, нагружает экран до состояния, определяемого по известной ударной адиабате сплава Д16т и скорости ударника V_i (точка А на рис. 26в). Далее эта волна достигает границы экран – образец сферопластика и расщепляется на две. В расчетах использовались ударные адиабаты Д16т и воды, взятые из [45].

Важно отметить, что величина предела упругости Гюгонио, которая далее будет обозначаться как p_1 , в литературе обычно имеет обозначение σ_{HEL} (также использовалось в параграфе 2.3) и рассматривается с помощью термина “напряжение” [10]. При этом встречается обозначение p_e и используется термин “давление” [4, 6, 80]. Символ p_1 был выбран для сохранения последовательности в обозначениях и изложении материала, в котором фигурирует понятие “давление ударного сжатия”.

Состояния (p_1, u_{p1}) за фронтом предвестника определялись следующим образом. Предполагалось, что упругая часть адиабаты на p_1 -плоскости имеет линейный вид и также, что изоэнтропа разгрузки предвестника является её зеркальным отражением. Различные эффекты, связанные с необратимой деформацией в предвестнике, которые могли бы быть связаны с трением частиц между собой [5, 66] и с матрицей или с расслоением частиц и матрицы, полагались незначительными и не влияющими на вид упругой части ударной адиабаты. Пересечение двух прямых линий, одна из которых проходит через точку $(0, 0)$ и имеет тангенс угла наклона $\rho_0 D_1$, а другая через точку (p_{i1}, u_{i1}) и имеет тангенс угла наклона $-\rho_0 D_1$, давало оценку давления за фронтом предвестника p_1 (точка С на рис. 26в). Состояние (p_{i1}, u_{i1}) определялось по профилю скорости и известной ударной адиабате воды (точка В на рис. 26в).

Скорость u_{i1} определялась по участку профиля прямо за фронтом предвестника (рис. 26б) и использовалась для того, чтобы исключить влияние колебаний скорости между фронтами двух волн на вычисление предела упругости Гюгонио. Таким образом, в расчетах скоростей волн использовалась величина \bar{u}_{i1} , а в расчетах ударно-волновых параметров величина u_{i1} . В случае, если амплитуда скорости за предвестником была почти постоянна эти две величины были одинаковы (например, в эксперименте СФ55-6, рис. 24в).

Пластическая УВ распространяется в сферопластике, сжатом до плотности $\rho_1 = \rho_0[(D_1/(D_1 - u_{p1}))]$, и нагружает его до состояния (p_2, u_{p2}) (точка D на рис. 26б). Это состояние лежит на пересечении линии с тангенсом угла наклона $\rho_1(\bar{D}_2 - u_{p1})$, проходящей через точку (p_1, u_{p1}) , и изоэнтропы разгрузки экрана. Эта изоэнтропа полгалась идентичной зеркальному отражению адиабаты Д16т относительно точки А, т.е. она совпадала с адиабатой летящего ударника из того же материала.

Скорости предвестника и пластической ударной волны были измерены с точностью 3.5% и 2%, соответственно. Погрешности в определении давления и массовой скорости за фронтами обеих волн составили порядка 5.5%.

Представленный расчет наиболее справедлив, когда динамические жесткости материала образца в упругой области и окна близки. Если жесткость окна больше, то предвестник отражается от границы в виде волны сжатия и запускает процесс схлопывания пор, поскольку образец оказывается нагружен до давления, превышающего ПУГ. Это нежелательный эффект, поскольку он может оказать сильное влияние на структуру изучаемого вещества и результаты измерений. В случае, если жесткость окна меньше, то замедление скорости пластической ударной волны при взаимодействии с отраженным предвестником может быть существенным, что неизбежно усложнит анализ.

2.4.2.3 Ударные адиабаты

Данные по ударной сжимаемости сферопластиков и эпоксидной смолы представлены в таблицах 3, 4 и изображены на рис. 27-29. Массовая скорость u_p и давление p за фронтом УВ в полимеризованной эпоксидной смоле рассчитывались по методам торможения или отражения, в зависимости от наличия или отсутствия экрана, с использованием известных ударно-волновых свойств сплава Д16т и меди [45].

В исследованных диапазонах массовых скоростей экспериментальные точки на плоскости $D - u_p$ линейно аппроксимировались в виде $D = c_0 + bu_p$ с размерностью [км/с]:

$$D = -0.10 + 1.96u_p, \quad 0.309 \leq u_p \leq 0.734 \text{ км/с}, \quad \varphi = 55\%, \quad (2.3)$$

$$D = 0.37 + 2.19u_p, \quad 0.273 \leq u_p \leq 0.693 \text{ км/с}, \quad \varphi = 27\%, \quad (2.4)$$

$$D = 2.64 + 1.55u_p, \quad 0.233 \leq u_p \leq 0.656 \text{ км/с}, \quad \varphi = 0\%, \quad (2.5)$$

В работе [A2] ударные адиабаты рассчитывались по упрощенной схеме без рассмотрения особенностей двух-волновой конфигурации. Параметры адиабат (2.3) и (2.4) отличаются от тех, что были получены в [A2]. При одинаковой массовой скорости разница между величинами D , определяемыми по адиабатам одного вещества, полученными разными методами, составляет порядка 10%. Это обстоятельство указывает на необходимость использования методики из параграфа

2.4.2.2 для определения параметров ударного сжатия сферопластиков в исследованном диапазоне давлений.

На плоскости $D - u_p$ ударные адиабаты лежат тем ниже, чем больше концентрация микросфер и пористость (рис. 27а), что находится в согласии с экспериментальными данными по ударному сжатию пористых сред [1]. Примечательно, что скорости предвестников обоих сферопластиков в целом согласуются с адиабатой эпоксидной смолы, если экстраполировать её в область малых u_p (рис. 27а). Вероятно, это обстоятельство отражает ключевую роль матрицы в формировании предвестника в сферопластиках.

Пояснения требует отрицательное значение c_0 в соотношении (2.3) для высокопористого сферопластика СФ55. Экстраполяция адиабаты (2.3) в сторону уменьшения массовой скорости возможна только до величины массовой скорости за фронтом предвестника, среднее значение которой у СФ55 равно 0.07 км/с. Однако, тот факт, что для СФ55 $c_0 < 0$ в исследованном диапазоне, вероятно, не означает того, что скорости пластических УВ также близки к 0 при слабых режимах нагружения, когда u_{p2} лишь слегка превышает u_{p1} [42]. В работе [30] адиабата эпоксидного сферопластика со стеклянными МС ($\rho_0=0.94$ г/см³, $\varphi=42\%$) на плоскости $D - u_p$ претерпевает излом при $u_p \approx 0.6$ км/с, сопровождающийся заметным уменьшением углового коэффициента адиабаты b в области малых массовых скоростей. Можно предположить, что подобная картина должна наблюдаться и в других сферопластиках, по крайней мере эпоксидных. В этом случае истинное пересечение адиабат исследованных сферопластиков $D(u_p)$ с осью $u_p = 0$ может быть определено при анализе экспериментальных данных для области $u_p < 0.3$ км/с. Необходимо отметить, что ударная адиабата каучукового сферопластика со стеклянными МС ($\rho_0=0.48$ г/см³, $\varphi=33\%$) [32] не содержит излома при малых массовых скоростях (рис. 27б).

Совместный анализ данных [30, 32] и настоящей работы показывает, как материал матрицы влияет на ход ударной адиабаты сферопластика со стеклянными МС (рис. 27б): (i) ударные адиабаты схожих по составу сферопластиков (СФ27 и

[30]) близки; (ii) угловые коэффициенты ν эпоксидных сферопластиков почти в два раза больше, чем у каучуковых.

Таблица 3. Параметры ударного сжатия сферопластиков.

№	Предвестник					Пластическая ударная волна				
	D_1 , м/с	p_1 , ГПа	u_{p1} , км/с	\dot{u}_{p1} , км/с	$\dot{\epsilon}_{x1}$, мкс ⁻¹	D_2 , м/с	p_2 , ГПа	u_{p2} , км/с	\dot{u}_{p2} , км/с	$\dot{\epsilon}_{x2}$, мкс ⁻¹
СФ27										
СФ27-1	3.728	0.323	0.096	-	-	1.208	0.504	0.273	-	-
СФ27-2	3.091	0.237	0.085	0.77	0.20	1.216	0.579	0.412	0.43	0.63
СФ27-3	2.554	0.120	0.052	-	-	1.308	0.551	0.426	-	-
СФ27-4	3.039	0.154	0.056	0.44	0.12	1.377	0.649	0.465	5.35	4.64
СФ27-5	3.189	0.184	0.064	0.45	0.11	1.529	0.778	0.506	9.58	6.40
СФ27-6	2.626	0.177	0.075	0.77	0.26	1.769	1.077	0.649	16.29	9.34
СФ27-7	2.696*	0.259*	0.111*	1.00	0.33	1.842*	1.179*	0.672*	69.64	41.66
СФ27-8	2.690	0.245	0.101	-	-	1.862	1.184	0.672	-	-
СФ27-9	2.772	0.306	0.123	1.11	0.35	1.936	1.279	0.693	19.96	11.43
СФ55										
СФ55-1	3.523	0.072	0.032	0.15	0.04	0.509	0.158	0.309	0.46	1.48
СФ55-2	2.867	0.119	0.065	0.24	0.08	0.698	0.261	0.408	0.70	1.86
СФ55-3	2.663	0.165	0.097	0.26	0.10	-	0.278*	0.431*	-	-
СФ55-4	2.987	0.123	0.065	0.44	0.14	0.846	0.310	0.429	0.77	1.49
СФ55-5	2.692	0.090	0.052	0.18	0.07	-	0.286*	0.440*	-	-
СФ55-6	2.689*	0.068*	0.039*	0.43	0.16	0.770*	0.290*	0.444*	0.46	1.47
СФ55-7	2.743	0.129	0.073	0.44	0.16	0.755	0.296	0.445	2.74	5.05
СФ55-8	3.112	0.111	0.056	0.65	0.19	0.764	0.292	0.448	0.82	2.05
СФ55-9	2.437	0.190	0.122	0.92	0.41	0.746	0.327	0.447	0.59	1.26
СФ55-10	2.874	-	-	-	-	-	-	-	-	-
СФ55-11	2.836	0.151	0.083	0.48	0.16	0.782	0.322	0.454	0.504	1.02
СФ55-12	2.755	0.104	0.059	0.27	0.10	-	0.319*	0.474*	-	-
СФ55-13	2.319	0.092	0.062	0.35	0.16	0.911	0.361	0.544	2.88	4.91
СФ55-14	2.587*	0.096*	0.058*	0.22	0.09	1.092*	0.479*	0.608*	25.13	30.75
СФ55-15	2.415	0.138	0.089	0.39	0.17	1.287	0.638	0.718	21.04	22.36
СФ55-16	2.949	0.049	0.026	1.16	0.37	1.324	0.637	0.728	17.04	19.52
СФ55-17	2.820	0.142	0.078	3.40	1.17	1.364	0.697	0.734	58.72	54.97

*Данные, рассчитанные с использованием ударных адиабат, полученных в остальных экспериментах.

На рис. 28а изображены ударные адиабаты $D(u_p)$ эпоксидных смол [36-41], включая результаты настоящей работы. Все данные находятся в хорошем согласии между собой.

Ударные адиабаты в координатах $p - V$, изображенные на рис. 28б, содержат несколько особенностей. Во-первых, адиабаты СФ27 и СФ55 имеют ступенчатый вид, связанный с их упругопластическими свойствами.

Во-вторых, адиабата СФ55 в области пластического сжатия имеет аномальный вид – большим давлениям соответствуют большие удельные объемы. Он является следствием значительного разогрева сильнопористого вещества в ударной волне [7, 42, 59]. Ударная адиабата непористой эпоксидной смолы с частицами кварца ($\rho_0=1.66 \text{ г/см}^3$, $\varphi=40\%$) [46] аномального вида не имеет (рис. 28б). Согласно данным из работ [2, 27] температура ударно-сжатого пористого полимера может в разы превышать температуру сплошного при одинаковом давлении. Часть адиабаты СФ55 между аномальной пластической и упругой областями описана прямой – для уточнения вида этого участка необходимо исследовать диапазон давлений, лишь слегка превышающий ПУГ.

В-третьих, состояния за пластической волной для обоих сферопластиков лежат между адиабатами эпоксидной смолы и стекла (если не принимать во внимание области частичного разрушения пор при слабых режимах нагружения), поскольку массовая доля стекла в этих материалах оказывает влияние на их ударно-волновые свойства. При этом очевидно, что с ростом давления адиабата СФ55 пересечет адиабату эпоксидной смолы. Чем больше концентрация МС и, как следствие, массовая доля стекла, тем ближе к ударной адиабате стекла лежит начальный участок пластической части адиабаты сферопластика, что находится в определенном согласии с соотношением (1.2).

На рис. 29 скорости предвестников отложены от массовых скоростей за фронтами соответствующих пластических ударных волн. Такое отображение демонстрирует, что скорости предвестников понижаются с ростом нагружения. Подобная и противоположная картины (увеличение скорости) наблюдались в работе [32] для каучуковых сферопластиков со стеклянными микросферами.

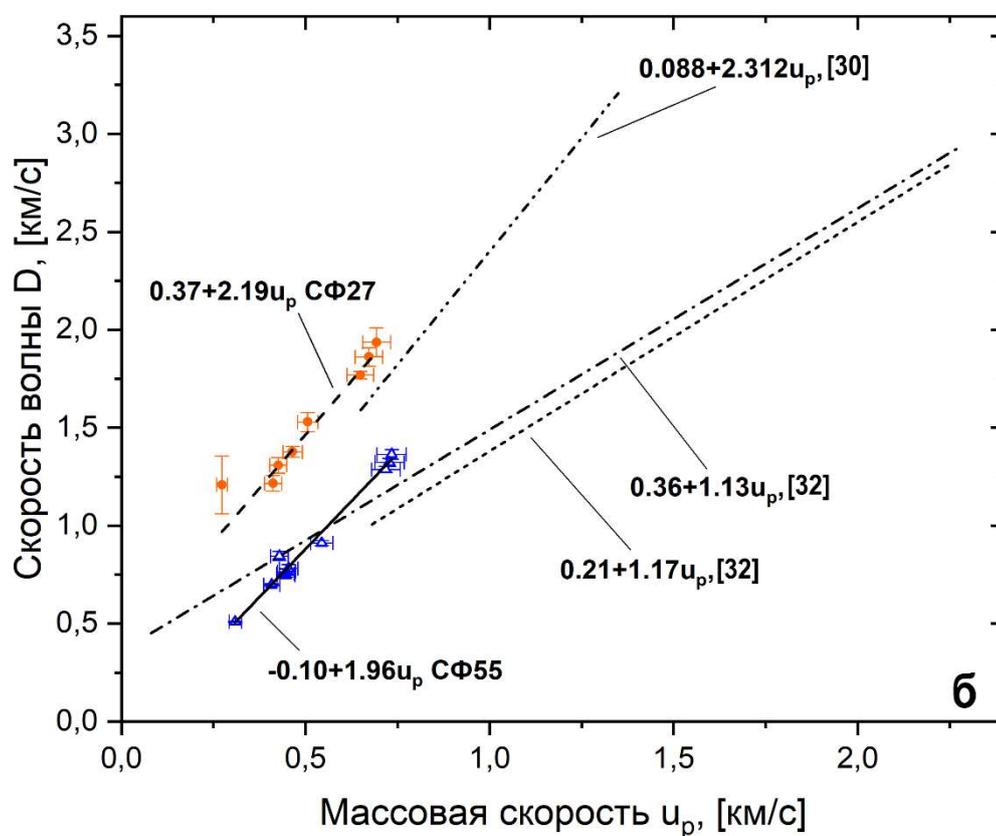
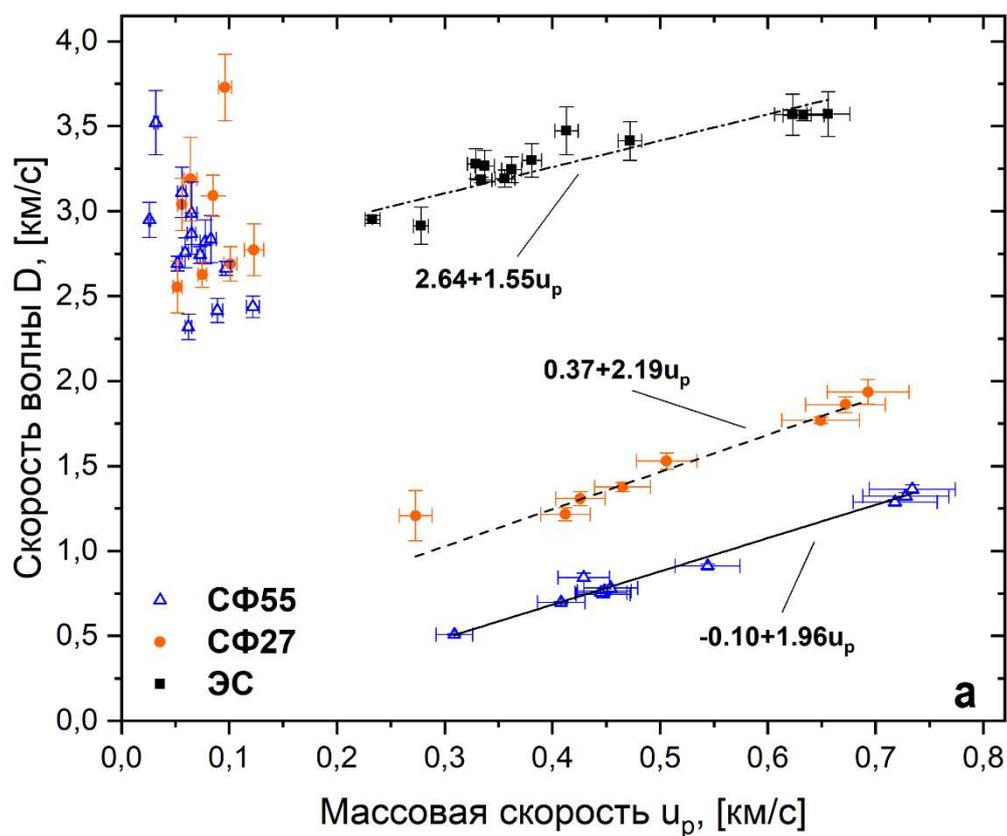


Рис. 27. Ударные адиабаты в координатах скорость волны – массовая скорость: (а) ЭС, СФ27, СФ55; (б) СФ27, СФ55 и литературные данные по сферопластикам [30, 32]. Излом адиабаты из работы [30] не показан, ввиду отсутствия опубликованных табличных данных.

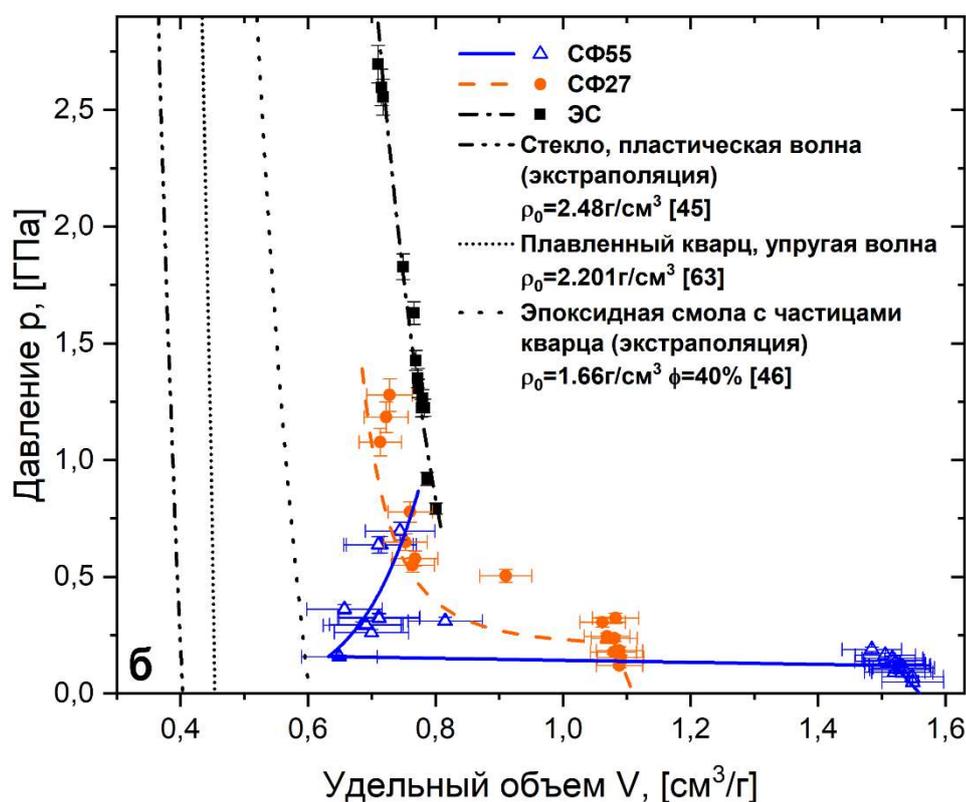
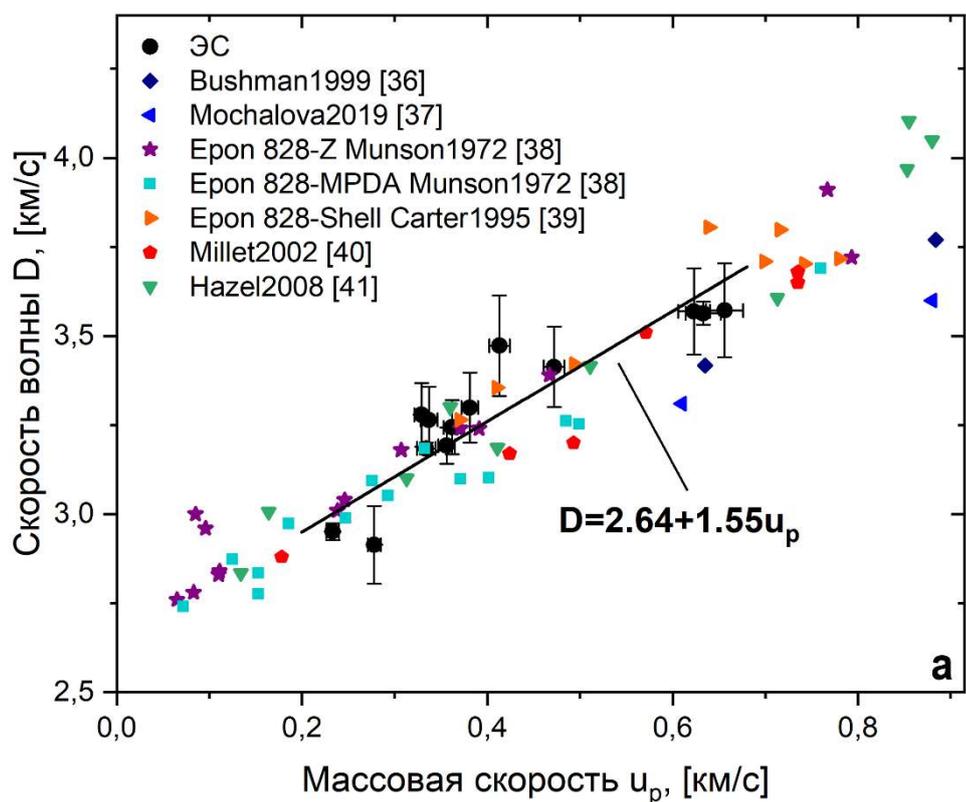


Рис. 28. Ударные адиабаты: (а) эпокси́дных смол в координатах скорость ударной волны – массовая скорость; (б) ЭС, СФ27, СФ55, стекла (экстраполяция) [45], плавленного кварца [63], эпокси́дного композита, наполненного частицами кварца, (экстраполяция) [46] в координатах давление – удельный объем. Кривая для СФ55 в пластической области получена чисто эмпирическим методом.

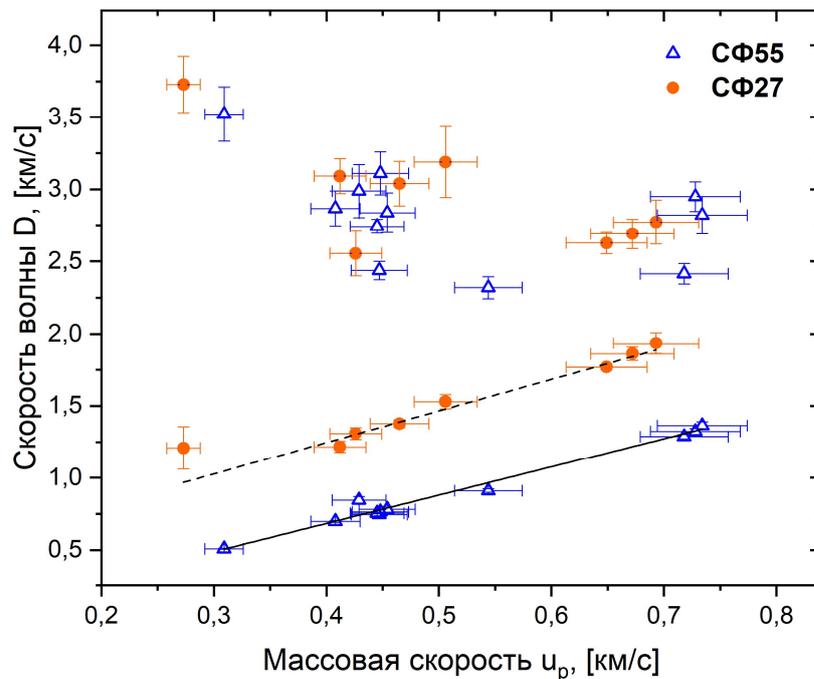


Рис. 29. Ударные адиабаты СФ27 и СФ55 в координатах массовая скорость – скорость. Скорости предвестников отложены от массовых скоростей за фронтами соответствующих пластических ударных волн.

Таблица 4. Параметры ударного сжатия эпоксидной смолы.

№	Массовая скорость u_p , км/с	Давление p , ГПа	Скорость волны D , км/с	Скорость деформации $\dot{\epsilon}_x$, мкс ⁻¹	Эффективный коэффициент вязкости η , Па·с	Время нарастания фронта τ , мкс
ЭС-1	0.233	0.79	2.950	3.82	7.27	-
ЭС-2	0.278	0.92	2.915	5.55	3.92	0.098
ЭС-3	0.329	1.22	3.279	51.90	2.31	-
ЭС-4	0.334	1.22	3.184	48.91	1.76	0.140
ЭС-5	0.337	1.26	3.265	72.47	1.58	0.130
ЭС-6	0.341*	1.24*	3.169*	69.35	1.18	0.046
ЭС-7	0.351*	1.29*	3.184*	45.58	1.89	0.063
ЭС-8	0.356	1.31	3.192	-	-	-
ЭС-9	0.362	1.35	3.244	19.69	5.41	-
ЭС-10	0.381	1.43	3.300	193.45	0.66	0.088
ЭС-11	0.402*	1.51*	3.263*	100.99	1.13	0.019
ЭС-12	0.413	1.63	3.473	-	-	-
ЭС-13	0.472	1.83	3.413	193.79	0.91	0.048
ЭС-14	0.569*	2.31*	3.522*	1607.32	0.14	0.011
ЭС-15	0.623	2.55	3.569	465.73	0.56	0.006
ЭС-16	0.633	2.60	3.564	1566.72	0.16	0.005
ЭС-17	0.656	2.70	3.572	1610.74	0.16	0.011

*Данные, рассчитанные с использованием ударной адиабаты, полученной в остальных экспериментах.

Авторы [107] обнаружили, что расщепление УВ с выделением предвестника в прессованном железном порошке происходит не сразу, а при распространении её

на некоторое расстояние. Проверка подобной особенности для конкретного режима нагружения возможна с помощью построения графика зависимости времени распространения волны в образце от расстояния распространения. Такой график для СФ55 при $p_2 \approx 0.3$ ГПа изображен на рис. 30а. Пунктирные и сплошные линии на рис. 30а были получены с помощью метода наименьших квадратов. Их отличие заключается в том, что при построении сплошных линий учитывалось их обязательное прохождение через точку $(0, 0)$. Пунктирные линии не пересекают $(0, 0)$, но при $t=0$ сходятся в $h_s \approx 0.35$ мм, что примерно равно четырем средним диаметрам МС. Такой результат не имеет физического смысла и, вероятно, вызван отсутствием данных для $h_s < 2$ мм, а также небольшими отличиями в режимах нагружения между выбранными экспериментами. Однако, поскольку экспериментальные точки хорошо описываются сплошными линиями, и штриховые линии пересекаются недалеко от точки $(0, 0)$, можно сделать вывод о том, что расщепление происходит сразу при входе ударной волны в образец при выбранном режиме нагружения. В случае, если бы предвестник и пластическая волна расщеплялись не в момент $t=0$, а позднее, то, возможно, пришлось бы менять подход к расчету скоростей обеих волн, что отразилось бы и на ходе зависимости $D_1(u_{p2})$ на рис. 29.

Предел упругости Гюгонио понижается с ростом концентрации микросфер, его усредненные значения для СФ27 и СФ55 равны 0.22 ± 0.07 ГПа и 0.12 ± 0.04 ГПа, соответственно. Ожидалось наблюдение затухания предвестника, явления уменьшения ПУГ с ростом толщины образца при одинаковом нагружении [51, 60, 93], но как это видно из рис. 30б разброс значений этой величины для СФ55 при 0.3 ГПа превышает экспериментальную погрешность. Большой разброс, вероятно, обусловлен различиями в плотности, концентрации и распределении микросфер по размеру в образцах от эксперимента к эксперименту.

Вопрос о возможной связи наблюдаемого характера зависимости $D_1(u_{p2})$ у сферопластиков с явлением затухания предвестника, наблюдаемого по изменению максимального градиента скорости и скорости предвестника, рассматривается в следующем параграфе.

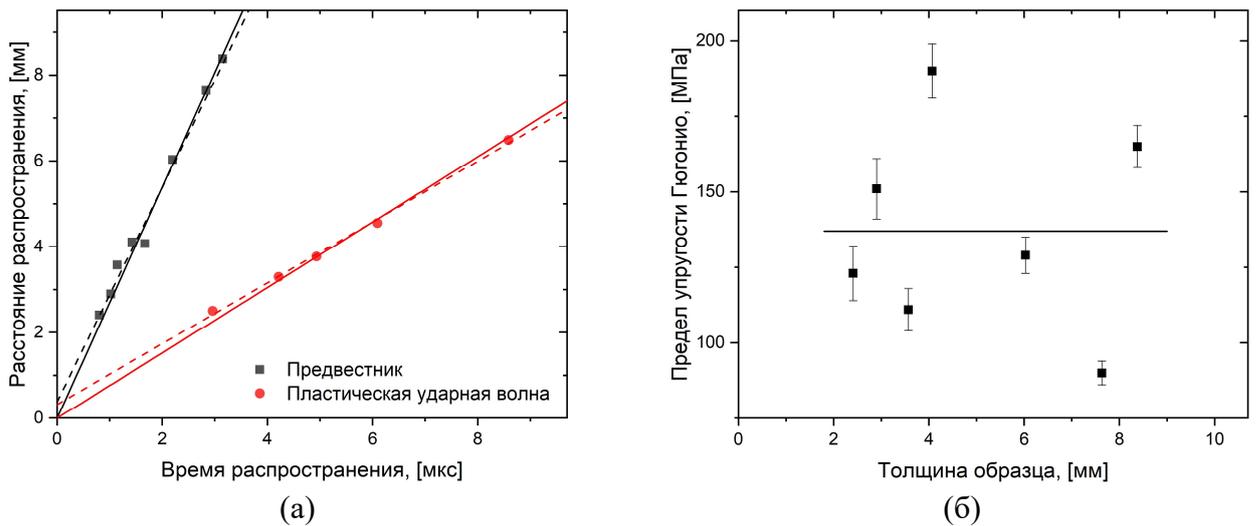


Рис. 30. (а) Зависимость расстояния распространения от времени распространения волн для СФ55 при 0.3 ГПа. Учтено, что пластическая волна проходит большее расстояние. (б) Зависимость предела упругости Гюгонио от толщины образца для СФ55 при 0.3 ГПа.

2.4.2.4 Параметры, характеризующие фронты ударных волн

Результаты расчетов скорости деформации, времени нарастания фронта и эффективного коэффициента вязкости представлены на рис. 31-35 и в таблицах 4-6. Определенные на основе этих данных показатели степени и коэффициенты пропорциональности для соотношений (1.20), (1.22), (1.23) указаны в таблице 6. В таблице 5 с данными для СФ27 и СФ55 указаны только эксперименты, для которых проводились измерения и расчеты. Оценка эффективного коэффициента вязкости для СФ55 не выполнялась ввиду аномального вида его ударной адиабаты.

При построении степенных соотношений в форме (1.20) и (1.23) для сферопластиков вместо величины давления за фронтом пластической УВ p_2 , использовалась величина скачка давления именно в этой волне $p_2 - p_1$ [48]. В работе [А1] использовалась величина p_2 , и значения экспонент n и коэффициентов N несколько отличались от представленных в настоящей работе.

На примере фронтовых частей профилей в экспериментах СФ55-7 и ЭС-5 на рис. 31 продемонстрировано, как проводились измерения максимального градиента скорости и общего времени нарастания по методике из п. 1.3.1. Вне зависимости от типа материала, при измерениях максимального градиента скорости поверхности \dot{u}_i не всегда существует ясность, какой именно участок фронта на профиле скорости ему соответствует. В настоящей работе применялся

подход, при котором оценивалась верхняя и нижняя границы этой величины (\dot{u}_i^{max} и \dot{u}_i^{min} на рис. 31б), а затем определялось среднее значение. Разница между \dot{u}_i^{max} и \dot{u}_i^{min} могла достигать нескольких десятков процентов.

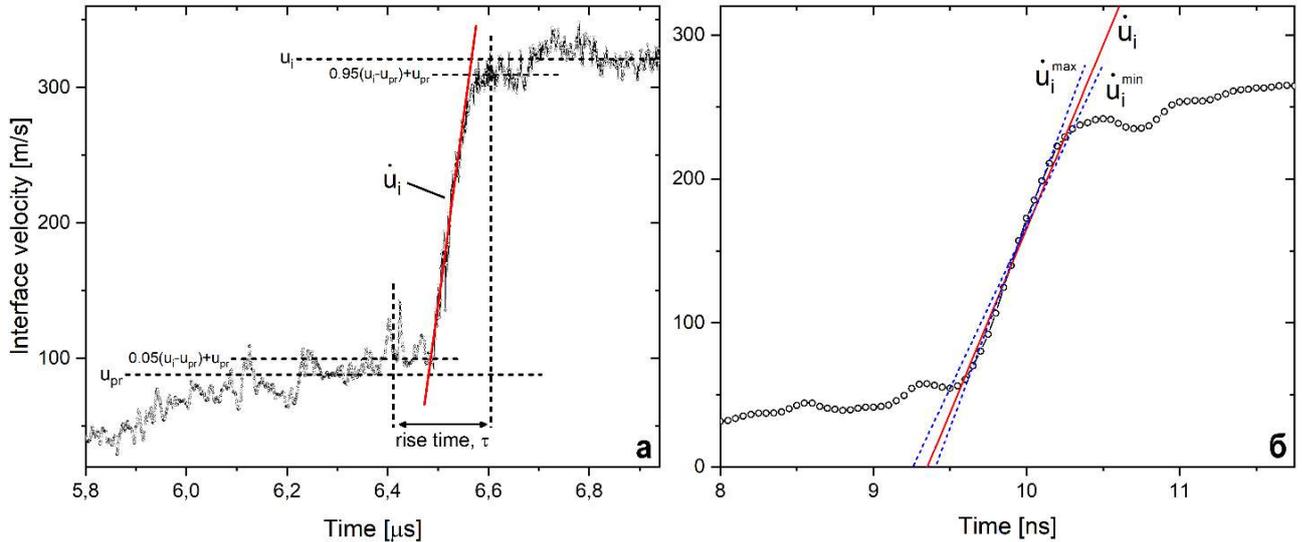


Рис. 31. Расчеты максимального градиента скорости и времени нарастания фронта в экспериментах: (а) СФ55-7, (б) ЭС-5 (время нарастания фронта в этом эксперименте больше области, выделенной на графике).

Таблица 5. Параметры, характеризующие фронты пластических ударных волн в сферопластиках.

№	$p_2 - p_1$, ГПа	$u_{p2} - u_{p1}$, км/с	$\dot{\epsilon}_{x2}$, мкс ⁻¹	η , Па·с	τ , мкс
СФ27-2	0.342	0.327	0.63	210.96	0.544
СФ27-4	0.495	0.409	4.64	31.86	0.202
СФ27-5	0.594	0.442	6.40	37.01	0.182
СФ27-6	0.900	0.574	9.34	37.91	0.077
СФ27-7	0.924	0.561	41.66	10.21	0.045
СФ27-9	0.973	0.570	11.43	44.60	0.086
СФ55-1	0.086	0.277	1.48	-	0.575
СФ55-2	0.142	0.343	1.86	-	0.583
СФ55-4	0.187	0.364	1.49	-	0.395
СФ55-6	0.222	0.405	1.47	-	0.247
СФ55-7	0.167	0.372	5.05	-	0.194
СФ55-8	0.181	0.392	2.05	-	0.251
СФ55-9	0.137	0.325	1.26	-	0.467
СФ55-11	0.171	0.371	1.02	-	0.398
СФ55-13	0.269	0.482	4.91	-	0.219
СФ55-14	0.383	0.550	30.75	-	0.229
СФ55-15	0.500	0.629	22.36	-	0.058
СФ55-16	0.588	0.702	19.52	-	0.044
СФ55-17	0.555	0.656	54.97	-	0.056

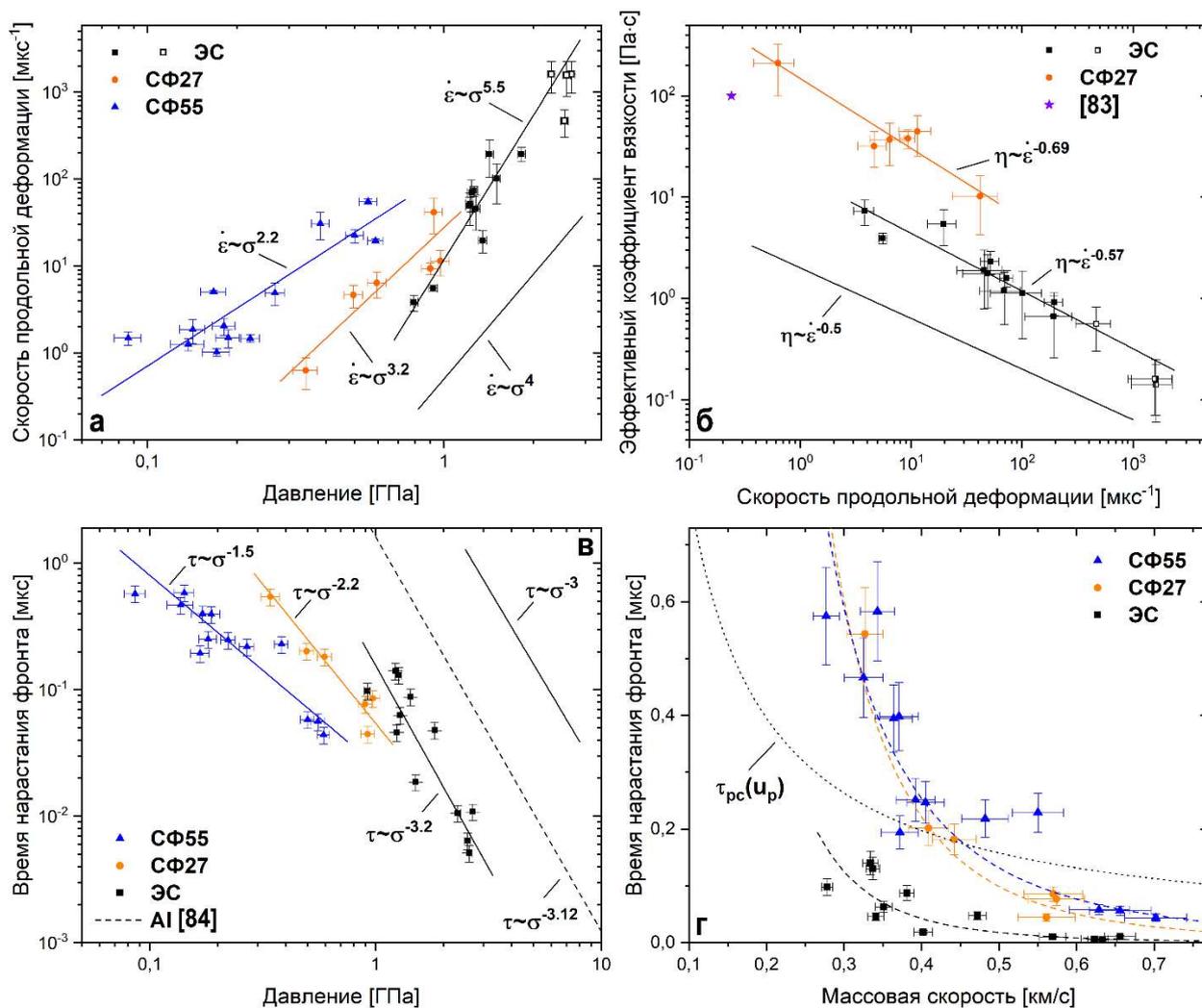


Рис. 32. Графики зависимости: (а) скорости деформации от давления в логарифмических координатах (пустые квадраты соответствуют эксп. ЭС-14÷17); (б) эффективного коэффициента вязкости от скорости деформации в логарифмических координатах (пустые квадраты соответствуют эксп. ЭС-14÷17); (в) времени нарастания фронта от давления в логарифмических координатах; (г) времени нарастания фронта от массовой скорости.

В случае эпоксидной смолы измерения общего времени нарастания τ были затруднены тем, что “закругление” профиля при переходе от фронта к плато велико – форма этой его части связывается с релаксацией касательных напряжений [37]. В некоторых экспериментах длительность такого “закругления” была в несколько раз больше, чем в других при одинаковом нагружении; эти эксперименты не учитывались при построении соотношения $\tau \sim p^{-r}$ для ЭС. Также из-за этой особенности у эпоксидной смолы наблюдался заметный разброс значений τ (рис. 32в, г). Возможно, имело бы смысл скорректировать методику измерения τ с учетом этой особенности эпоксидной смолы, однако для сохранения последовательного подхода в определении величин этого сделано не было.

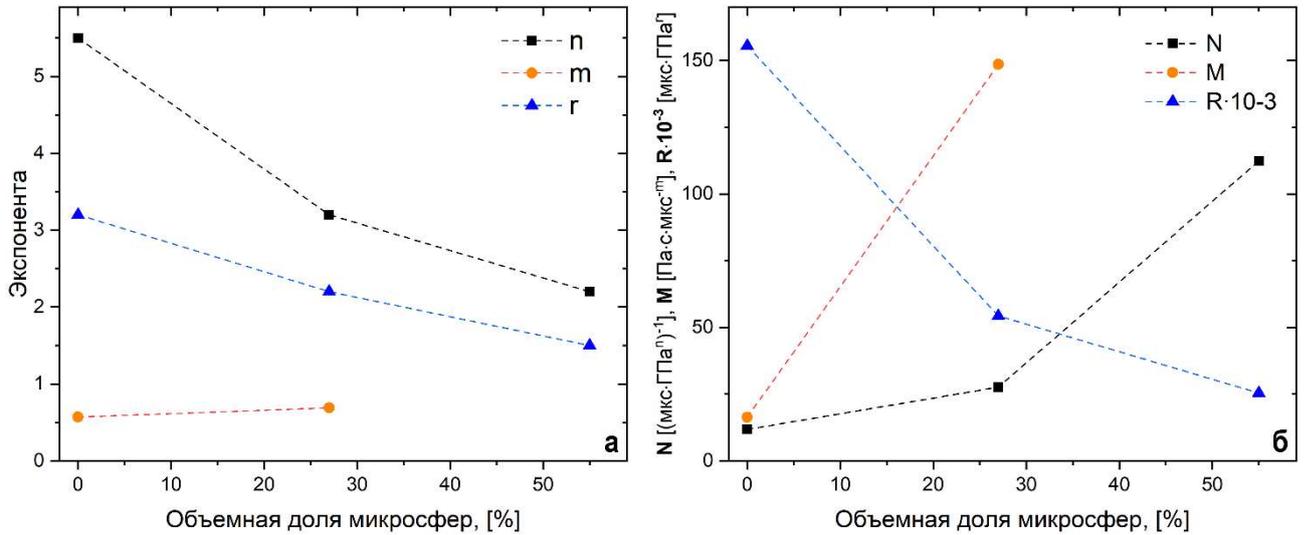


Рис. 33. Графики зависимости: (а) экспонент n , m , r и (б) коэффициентов пропорциональности N , M , R от объемной доли микросфер ϕ .

Таблица 6. Параметры степенных соотношений.

Материал	Экспонента			Коэффициент пропорциональности		
	n	m	r	N , [(мкс·ГПа ⁿ) ⁻¹]	M , [Па·с·мкс ^{-m}]	$R \cdot 10^{-3}$, [мкс·ГПа ^r]
ЭС	5.5	0.57	3.2	11.8	16.3	155.5
СФ27	3.2	0.69	2.2	27.6	148.6	54.3
СФ55	2.2	-	1.5	112.4	-	25.4

В случае сферопластиков определение общего времени нарастания фронта было осложнено тем, что не всегда было понятно, где находится “подножие” пластической УВ.

В эпоксидной смоле при давлениях от 2.3 ГПа (эксп. ЭС-14÷17) времена нарастания фронтов были меньше разрешающей способности VISAR. Значения скорости деформации в этих экспериментах рассматривались в качестве нижней границы этой величины и не учитывались при построении соотношений $\dot{\epsilon}_x \sim p^n$ и $\eta \sim \dot{\epsilon}_x^{-m}$, но согласуются с ними. При этом общее время нарастания фронта все ещё было измеримо при таких режимах. Эксперименты с экраном и без не дали принципиально различных результатов во всем диапазоне исследованных давлений.

Как было отмечено в параграфе 1.3.1, для корректного анализа зависимости в форме $\dot{\epsilon}_x = Np^n$ необходимо, чтобы ударные волны в экспериментах достигали стационарного режима распространения. Анализ стационарности возможно

провести с использованием профилей скорости и величин, рассчитанных на их основе. Тангенс угла наклона прямых линий на рис. 24в-д равен величине соответствующего профилю максимального градиента скорости во фронте пластической УВ. Далее для удобства изложения наряду с термином “градиент скорости” будет использоваться термин “наклон фронта” касательно этих линий. Постоянство наклона фронта и скорости волны в экспериментах с одинаковым режимом нагружения, но разными толщинами образцов, будет свидетельствовать о достижении стационарного режима при прохождении расстояния как *максимум* равного *наименьшей* толщине образца.

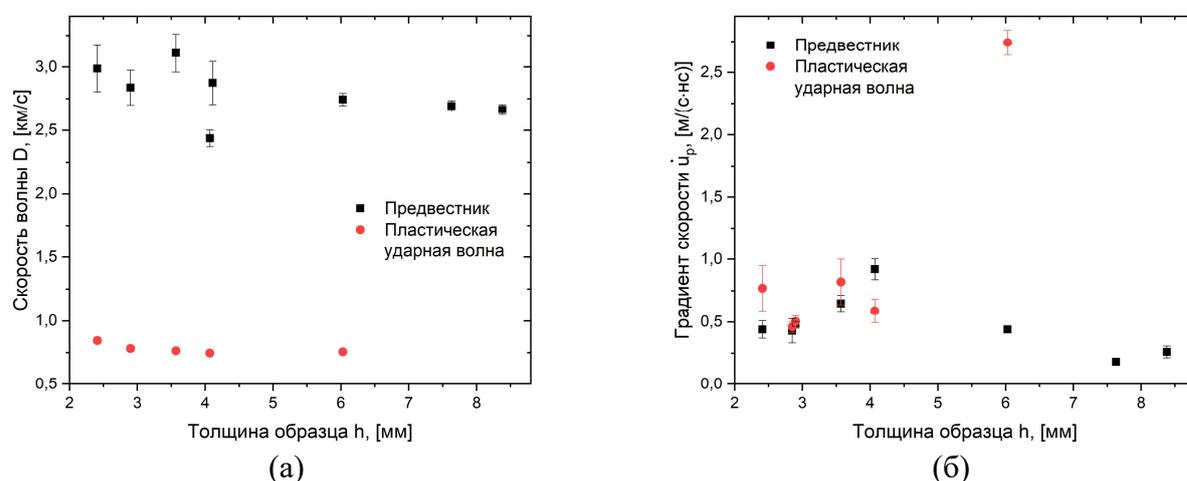


Рис. 34. Графики зависимости для СФ55 при 0.3 ГПа: (а) скоростей волн от толщины образца; (б) градиентов скорости от толщины образца.

Для СФ55 были проверены условия достижения стационарного режима распространения обеих волн при 0.3 ГПа (эксперименты СФ55-3÷11, рис. 24в-д). Из рис. 34 видно, что наклон фронта и скорость пластической УВ практически не изменяются с увеличением толщины образца. Только значение \dot{u}_{p2} в эксперименте СФ55-7 оказалось заметно больше остальных (рис. 34б), в то время как ожидалось, что оно будет или равно, или меньше, чем другие [82] – причины расхождения не ясны.

Тем не менее, на основе имеющихся данных можно заключить, что в сферопластике СФ55 при толщинах образцов от 2.41 мм и давлении 0.3 ГПа пластические ударные волны распространяются в режимах, как минимум близких

к стационарному. Поскольку с ростом давления расстояние, необходимое для установления стационарности уменьшается [75], то сделанный вывод можно расширить на эксперименты СФ55-12÷17 – только результаты экспериментов СФ55-1, 2 остаются под вопросом.

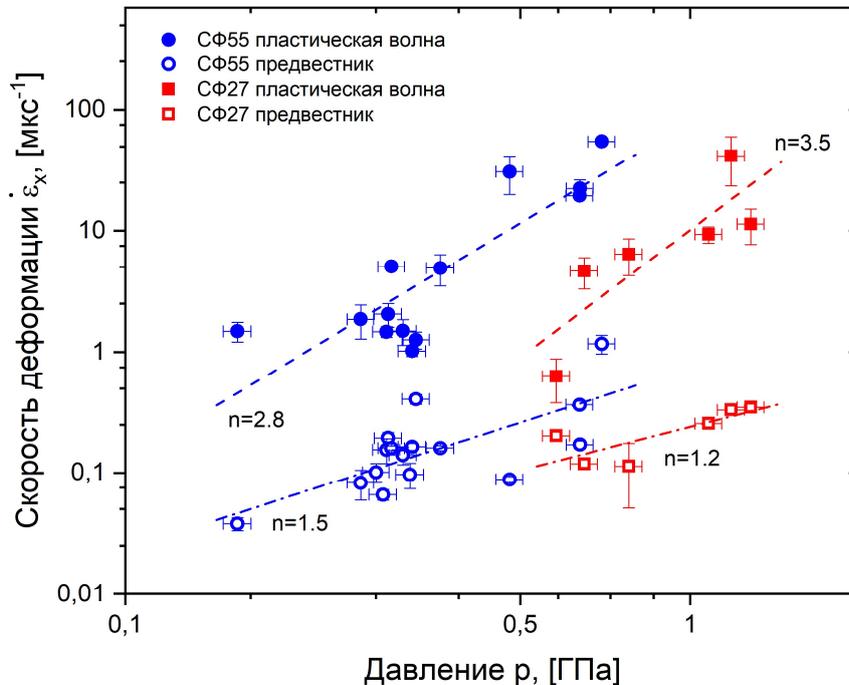


Рис. 35. Зависимости скорости деформации во фронтах обеих волн от давления за фронтом пластической ударной волны.

С ростом толщины образцов величины \dot{u}_{p1} и D_1 заметно снижаются, по сравнению с \dot{u}_{p2} и D_2 , что свидетельствует о затухании предвестника. Хотя эффект не ярко выражен и различается при анализе только этих величин, а не значений предела упругости Гюгонио, он оказывает влияние на все полученные данные для сферопластиков. Ввиду затухания предвестника использование в зависимости $D_1(u_{p2})$ (рис. 28б) результатов экспериментов с разными толщинами представляется не совсем корректным. Однако, образцы в экспериментах с СФ27 имели близкие толщины, а понижение скорости предвестника с ростом нагружения всё равно наблюдается (рис. 29). Необходимо дальнейшее детальное исследование зависимостей $D_1(h_s)$, $p_1(h_s)$ и $\dot{u}_{p1}(h_s)$ при различных режимах нагружения. Из-за обозначенной проблемы подробный анализ величин, характеризующих фронты предвестников, в настоящей работе не проводился.

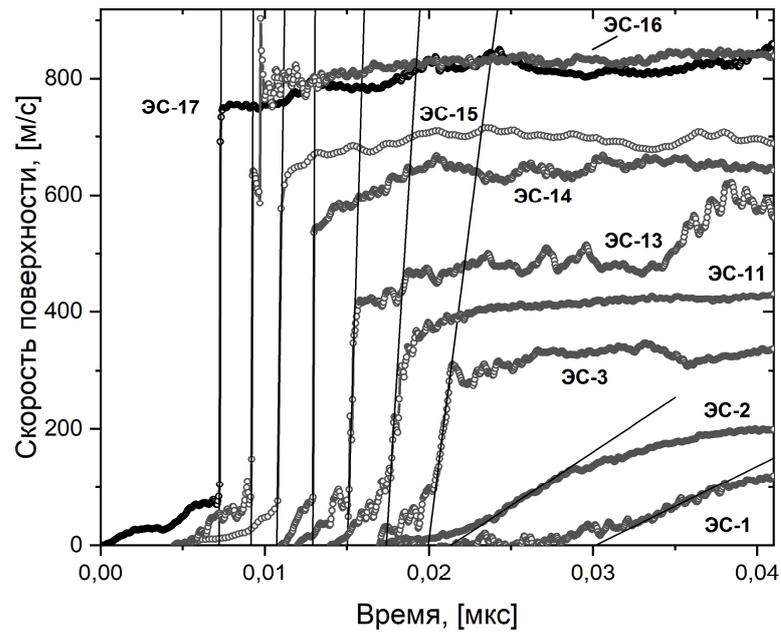


Рис. 36. Фронтальные части профилей скорости границы эпоксидная смола – вода. Тангенс угла наклона каждой прямой равен величине максимального градиента скорости соответствующего профиля.

Условия стационарности ударных волн в СФ27 не исследовались, поэтому к данным для этого сферопластика стоит относиться с осторожностью.

На рис. 35 скорости деформации во фронтах предвестника $\dot{\epsilon}_{x1}$ и пластической УВ $\dot{\epsilon}_{x2}$ отложены от давлений за фронтами пластических волн p_2 . Зависимости $\dot{\epsilon}_{x1}(p_2)$ были построены в форме соотношения $\dot{\epsilon}_x \sim p^n$. Показатели степени для предвестников в 2-3 раза меньше, чем у соответствующих пластических волн. Однако, как было указано выше, такой результат не может на данном этапе рассматриваться как корректный. На рис. 35 также можно наблюдать, что экспоненты n в соотношениях $\dot{\epsilon}_{x2}(p_2)$ отличаются от тех, что были получены для соотношений $\dot{\epsilon}_{x2}(p_2 - p_1)$ (рис. 32а).

В то время, как значения показателя степени n для сферопластиков имеют значения, характерные для гетерогенных сред, то для эпоксидной смолы $n=5.5$, что заметно выше стандартного значения 4 [48, 49]. С одной стороны, такое расхождение может быть вызвано отличиями в механизмах пластической деформации полимеров [77] и металлов. Для последних преимущественно и

выполняется $n \approx 4$. С другой стороны, оно может являться следствием невыполнения в экспериментах условий для достижения ударными волнами стационарного режима распространения. В связи с этим для ЭС необходимо провести более детальный анализ стационарности, чем это было сделано для СФ55.

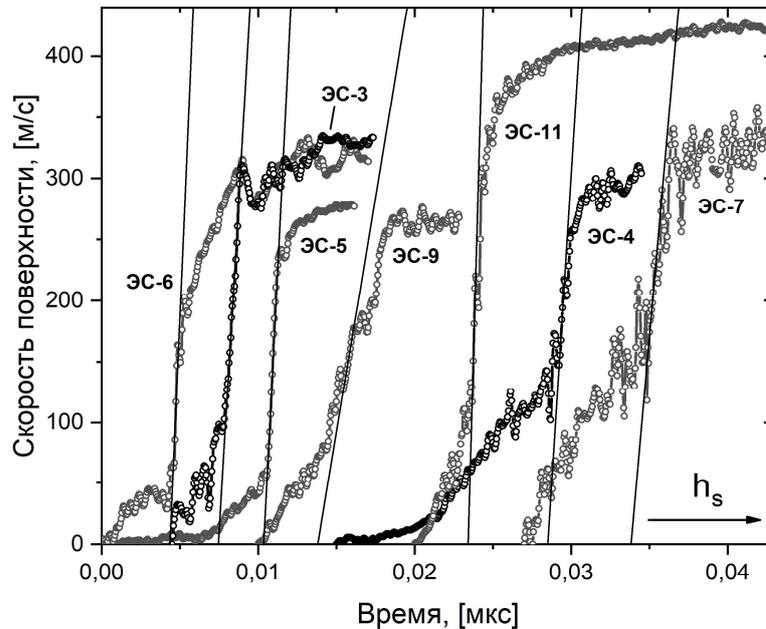


Рис. 37. Фронтальные части профилей скорости границы эпоксидная смола – вода. Тангенс угла наклона каждой прямой равен значению максимального градиента скорости исследуемой поверхности. Профилям, находящимся правее, соответствуют большие толщины образцов. Некоторые профили обрезаны для удобства восприятия.

Наглядно эволюция фронта ударной волны на пути к устойчивости показана в работе [82] на примере ванадия при 2 ГПа: при распространении по материалу наклон фронта *уменьшается*, пока не пройдено определенное расстояние, после которого он уже не меняется заметно.

Фронтальные участки профилей эпоксидной смолы (рис. 36, 37) имеют форму, напоминающую сигмоиду (рис. 11). В начале следует участок плавного нарастания скорости до значений порядка $50 \div 100$ м/с длящийся несколько наносекунд. Далее он сменяется участком быстрого роста, длительность и амплитуда скорости которого зависит от режима нагружения. Затем следует гораздо более длительный участок, на котором амплитуда плавно растет до своего максимального значения

[37]. Наиболее заметно наклон фронта изменяется при переходе от $p=0.92$ к 1.22 ГПа (эксп. ЭС-2 и 3, соответственно).

На рис. 37 изображены фронтные части профилей для экспериментов с близкими массовыми скоростями в диапазоне $0.329 \div 0.362$ м/с и толщинами от 4.62 до 14.57 мм. В экспериментах ЭС-3, 5, 6 с $h_s=4.62 \div 5.29$ мм отчетливо различается участок фронта, а значения максимального градиента скорости близки. В случае более толстых образцов (эксп. ЭС-4, 7, 9) участок фронта менее различим, а на фронтах присутствуют осцилляции скорости. При этом уже при $u_p=0.402$ м/с и $h_s=12.88$ мм (эксп. ЭС-11) фронт различается явно. В эксперименте ЭС-9 наклон фронта *меньше*, чем в остальных. Возможно, это связано с использованием относительно толстого 20-микронного отражающего слоя в этом эксперименте.

В работе [38] показано, что в эпоксидной смоле устойчивое состояние достигается для массовой скорости 0.1532 км/с при $h_s=9.52$ мм. На основании оценки из [38] и близости наклонов фронтов в экспериментах ЭС-3÷7 можно сделать вывод о том, что ударные волны в экспериментах с $u_p=0.329 \div 0.362$ км/с как минимум близки к достижению устойчивого состояния. Вывод о близости к устойчивому состоянию, а не его достижении, обусловлен тем, что формы фронтов всё же меняются с увеличением толщины образцов. Однако, во фронтных частях рассмотренных профилей (кроме эксп. ЭС-9) можно выделить участки, обладающие близкими значениями максимального градиента скорости. Сделанное заключение можно распространить и на эксперименты с большими массовыми скоростями, поскольку в них использовались аналогичные толщины. Под вопросом остаются эксперименты ЭС-1 и 2 с меньшими массовыми скоростями.

Проведенные оценки показывают, что связь полученного значения экспоненты $n=5.5$ с невыполнением в экспериментах условий для установления стационарного режима распространения ударных волн маловероятна.

Заметные участки начального плавного нарастания скорости в экспериментах 4 и 7 могут свидетельствовать о выделении волны – упругого предвестника [51], а не об эволюции фронта на пути к устойчивому состоянию. Для подтверждения этого предположения и дальнейшего исследования условий

устойчивости необходима серия экспериментов с более толстыми образцами, для которых выделение предвестника может быть заметнее.

Известно, что для некоторых эпоксидных КМ, наполненных микроразмерными частицами, соотношение $\dot{\epsilon}_x \sim p^4$ полагается справедливым [65, 76]. В работе [86] результаты моделирования показали, что материал матрицы, размер и материал частиц подобных КМ сильно влияют на величину n , а её значения лежат в диапазоне $2 \div 3$. Экспериментально малое значение $n=1.72$ наблюдалось для смеси парафина и частиц ПММА [88]. В настоящей работе с ростом концентрации микросфер в сферопластике и, как следствие, пористости показатель степени n понижается со значения 5.5, соответствующего чистой матрице, до значений заметно меньших 4 (рис. 33а, 33). Важно отметить, что малые значения n для таких КМ обусловлены в том числе и их пористой структурой, а не одним лишь фактом наличия дисперсного наполнителя. Пористость материала оказывает сильное влияние на фронт ударной волны в нём [3] и величину n , которая для порошков близка к 1 [49, 59, 87]. Можно предположить, что в случае КМ из работ [65, 76] близость n к 4 связана не с универсальностью значения 4, а с ролью дисперсного наполнителя, добавление которого уменьшает характерное для чистой матрицы значение n до наблюдаемого. Более того, данные [65, 76] могут быть удовлетворительно описаны степенными соотношениями с $n \neq 4$, как это показано на рис. 12.

Для эпоксидной смолы показатель степени в соотношении $\eta \sim \dot{\epsilon}_x^{-m}$ равен 0.57, что близко к стандартному 0.5. При этом недостаточно экспериментальных данных по ходу такой зависимости у различных веществ, которые позволили бы понять, является ли разница между $m=0.57$ и 0.5 такой же существенной, как между $n=5.5$ и 4. При этом результаты для ЭС и СФ27 находятся в определенном согласии с данными для композита на основе эпоксидной смолы и стекловолокна [83] (рис. 32б), полученными с помощью соотношения (1.19).

В случае соотношения $\tau \sim p^{-r}$ можно с уверенностью говорить, что полученный для ЭС показатель степени $r=0.32$ не сильно отличается от

стандартного значения 0.3, поскольку у алюминия $r=0.312$ в широком диапазоне давлений [84] (рис. 32в).

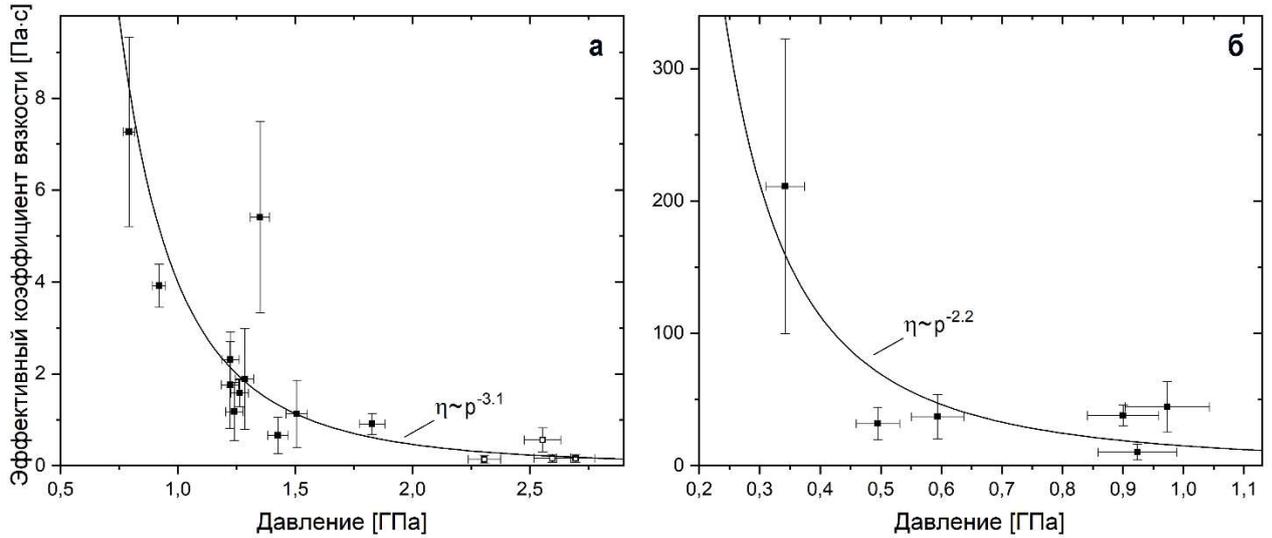


Рис. 38. График зависимости коэффициента вязкости от давления: (а) ЭС (пустые квадраты соответствуют экспериментам ЭС-14÷17), (б) СФ27. Изображенные кривые получены с использованием известных соотношений $\dot{\epsilon}_x(p)$ и $\eta(\dot{\epsilon}_x)$.

Коэффициент вязкости ЭС и СФ27 понижается с ростом давления нагружения (рис. 38). У эпоксидной смолы он начинает слабо зависеть от давления при 1.5 ГПа, а у СФ27 уже при 0.5 ГПа. Можно также отметить, что у СФ27 значения η при 0.9 ГПа больше, чем у ЭС. Отсутствие роста вязкости с увеличением давления, вероятно, связано с сопутствующим разогревом среды в ударной волне. При этом у СФ27, разогрев которого должен быть сильнее, вязкость перестает заметно зависеть от давления при меньшей его величине.

Для оценки того, как время τ_{pc} , требующееся для закрытия поры при текущей массовой скорости, связано с общим временем нарастания фронта воспользуемся соотношением [59]:

$$\tau_{pc} = \frac{\mu}{u_p}, \quad (2.6)$$

где μ – размер поры, и сравним его с соотношениями $\tau(u_{p2} - u_{p1})$ для сферопластиков и $\tau(u_p)$ для эпоксидной смолы (рис. 32г), которые легко получить, используя соотношения Ренкина-Гюгонио и $\tau(p)$.

Для микросфер со средним диаметром поры 83 мкм и толщиной стенки ~ 1 мкм средний диаметр поры равен 81 мкм. Необходимо также учесть сжатие сфероластика и, в частности, микросфер в предвестнике. Оценим диаметр сжатой поры как $\mu' = (\rho_0/\rho_1)\mu$. Для обоих сфероластиков $\mu' \approx 79$ мкм. Именно эта величина использовалась в соотношении (2.6), изображенном на рис. 32г.

Соотношение (2.6) можно рассматривать как границу, выше которой на рис. 32г лежат режимы нагружения, для которых время, требуемое для закрытия поры, оказывает существенное влияние на толщину фронта. В исследованном диапазоне массовых скоростей соотношение $\tau(u_p)$ для эпоксидной смолы лежит ниже кривой $\tau_{pc}(u_p)$, а соотношения для сфероластиков пересекают её примерно в одном месте – при $u_p \approx 0.45$ км/с. Полученные зависимости времени нарастания фронта от давления будут рассмотрены далее в главе 3 вместе с данными по смеси микросферы – вода.

2.5 Выводы к главе 2

Проведена серия из более чем 40 экспериментов по одноосному ударному нагружению двух типов сфероластиков и полимеризованной эпоксидной смолы, служившей для них матрицей. Эксперименты выполнены на метательной установке Стрела-2М с использованием интерферометра VISAR. Диапазоны исследованных давлений составили $0.504 \div 1.279$, $0.158 \div 0.697$, $0.792 \div 2.696$ ГПа для СФ27, СФ55 и ЭС соответственно.

Сфероластики оказались материалами, чьё сложное поведение при ударном сжатии в диапазоне относительно небольших давлений обусловлено тремя особенностями: повышенным разогревом из-за теплового эффекта [7], формированием волны предвестника и гетерогенной структурой образца. Последняя особенность, наименее изученная в настоящей работе, связана с тем, что ударно-волновые свойства сфероластика всегда зависят от свойств и материала матрицы, и материала микросфер, которые могут быть существенно различны.

В исследованных диапазонах давления все профили ударных волн в сферопластиках обладали ярко выраженной двух-волновой структурой, характерной для этих композитных материалов [30, 32]. Волны-предвестники распространялись в образцах со скоростями, в несколько раз превышающими скорости следующих за ними пластических ударных волн, и в большинстве экспериментов, имели амплитуды только в несколько раз меньше, чем у них. Было показано, что при давлении порядка 0.3 ГПа предвестник и пластическая волна расщепляются сразу в момент входа ударной волны в образец.

На плоскости $D - u_p$ скорости распространения предвестников и массовые скорости за их фронтами удовлетворяют полученной адиабате эпоксидной смолы, экстраполированной в область малых массовых скоростей. Это позволяет сделать вывод о том, что параметры предвестника определяются именно характеристиками матрицы, в то время как само формирование двух-волновой конфигурации обусловлено наличием в сферопластике полых микросфер.

Расчет параметров ударных адиабат сферопластиков был проведен по методу p_c -диаграмм с учетом двух-волновой конфигурации. Усредненные значения пределов упругости Гюгонио равны 0.12 и 0.22 ГПа для СФ55 и СФ27, соответственно, что демонстрирует уменьшение этой величины с ростом концентрации микросфер и, как следствие, пористости, что согласуется с модельными представлениями [6]. Эти значения сопоставимы с величинами давления за фронтами пластических ударных волн в проведенных экспериментах, что подтверждает необходимость учитывать предвестник при определении параметров ударного сжатия. Игнорирование предвестника в расчетах приводит к ошибке в определении этих параметров, составляющей порядка 10%.

Ударные адиабаты сферопластиков СФ27 и СФ55 в координатах давление – удельный объем содержат участки упругого сжатия. При этом их пластические области принципиально различны. Ударная адиабата СФ55 имеет аномальный вид, при котором большим давлениям соответствуют большие удельные объемы. Такой вид обусловлен тепловым расширением из-за сильного разогрева, который претерпевает высокопористое вещество при ударном сжатии.

Для СФ55 при давлении ~ 0.3 ГПа было изучено влияние толщины образца на измеряемые параметры. Анализ фронтов пластических ударных волн показал, что при таком режиме в экспериментах с толщинами образцов 2.41 мм и более эти волны как минимум близки к достижению стационарного режима распространения. Наблюдался эффект затухания предвестника, но не по уменьшению предела упругости Гюгонио с ростом толщины образца, а по уменьшению скорости распространения этой волны и максимального градиента скорости в её фронте.

Толщина образца также влияет на количество ревербераций предвестника между исследуемой поверхностью образца и последующей пластической ударной волной. В свою очередь, количество ревербераций может существенно повлиять на измеряемые ударно-волновые параметры. Это соображение необходимо учитывать при анализе процесса ударного сжатия сред, в которых формируется двух-волновая конфигурация.

У полимеризованной эпоксидной смолы величины давления и максимальной скорости продольной деформации связаны степенной зависимостью $\dot{\epsilon}_x \sim p^n$, где $n=5.5$ при $0.8 \div 2.7$ ГПа. Полученный показатель степени n заметно выше стандартного для сплошных однородных сред значения 4. Закон четвертой степени формировался главным образом на основе экспериментальных данных по ударному сжатию металлов и рассмотрению движения дислокаций как основных носителей пластической деформации во время этого процесса. Расхождение может быть связано с тем, что структура полимеров и особенности их пластической деформации совершенно иные, чем в материалах, для которых выполняется ЗЧС.

Для верификации полученного значения $n=5.5$ при давлении ~ 1.3 ГПа была экспериментально исследована эволюция фронта ударной волны в эпоксидной смоле при прохождении ей расстояний в диапазоне $4.62 \div 14.57$ мм. Форма фронта несколько менялась с увеличением расстояния, что, однако, не сильно повлияло на определяемые значения максимальной скорости продольной деформации при указанных толщинах и режиме нагружения.

Выполненные в работе оценки и имеющиеся литературные данные показывают, что режимы распространения ударных волн почти во всех экспериментах с эпоксидной смолой были как минимум близки к стационарным. Это обстоятельство позволяет заключить, что полученное значение $n=5.5$ не связано с некорректным выбором толщин образцов в экспериментах. Однако, необходимо дальнейшее экспериментальное и теоретическое подтверждение полученной зависимости.

В целом, представленный объем данных по степенным соотношениям является основой для моделирования структурированных фронтов ударных волн в пористых полимерах. В сравнении с ударными адиабатами и профилями ударных волн эти соотношения не так широко представлены в литературе, однако их анализ не в меньшей степени способен раскрыть особенности процесса ударного сжатия интересующего вещества.

Глава 3. Ударно-волновые свойства смеси микросферы – вода

Микросферы используются в качестве порообразующей добавки в эмульсионных взрывчатых веществах, синтактиках, в целом, и сферопластиках, в частности. В ЭМВВ микросферы служат в качестве сенсбилизатора – добавки, делающей эмульсионную матрицу способной к детонации [26]. В синтактиках они применяются для облегчения материала и придания ему иных необходимых свойств [11]. Не смотря на очевидные различия в строении этих материалов, процессы, связанные с разрушением их пористой структуры при ударном сжатии, должны быть в целом подобны.

При взаимодействии фронта ударной волны с микросферой в области разрушенной микросферы возникает локальное повышение температуры – *горячая точка* [35]. К механизмам образования горячих точек относятся: адиабатическое сжатие газа, заключенного в пору; вязкое внутреннее трение вещества, втекающего в пору, о её стенки; формирование кумулятивной микроструи, взаимодействующей с поверхностью поры [23, 110]. Подробный обзор процессов формирования горячих точек дан в работе [27], где подчеркивается, что лидирующая роль того или иного процесса определяется параметрами среды и режимом нагружения. В ЭМВВ и сферопластиках температура горячих точек может быть в несколько раз выше температуры ударно-сжатых матриц [23, 27, 34].

В настоящей работе смесь стеклянные микросферы – вода рассматривается в качестве приближенного инертного аналога ЭМВВ. При этом плотность воды меньше, чем у эмульсионных матриц ($\rho_0=1.35\div 1.45$ г/см³ [25]), а микросферы не могут быть размешаны в воде для получения необходимой их концентрации, поскольку они всплывают на её поверхность. Таким образом, исследуемая смесь представляет собой микросферический каркас, пустоты которого заполнены водой, и является лишь условной моделью низкоплотных ЭМВВ [23]. В воде также отсутствуют процессы, связанные с взаимодействием фаз окислителя и горючего, которые имеют место быть в эмульсии при ударном сжатии [25].

Таблица 7. Параметры и результаты экспериментов по ударному сжатию смеси микросферы – вода.

№	Скорость ударника V_i , м/с	Толщина образца h_s , мм	Толщина отражающего слоя h_m , мкм	Материал окна	Массовая скорость u_p , км/с	Давление p , ГПа	Скорость волны D , км/с
МСВ-1	460	7.02	20 (Cu)	Вода	0.449	0.170	0.702
МСВ-2	461	3.50	7 (Al)		0.450	0.161	0.662
МСВ-3	467	4.27	60 (латунь)		0.456	0.163	0.660
МСВ-4	468	4.60	80 (латунь)		0.456	0.180	0.729
МСВ-5	471	3.50	90 (Cu)		0.461	0.154	0.618
МСВ-6	478	3.21	20 (Cu)		0.466	0.174	0.689
МСВ-7	695	4.52	7 (Al)	ПММА	0.671	0.356	0.980
МСВ-8	708	4.02	7 (Al)		0.680	0.415	1.129

Сравнение ударно-волновых свойств ряда веществ: смеси стеклянных МС и инертной жидкости, сферопластиков, чистых стеклянных МС и кварцевых порошков может показать, как агрегатное состояние матрицы (или её отсутствие, в случае чистых МС) и структура пор влияет на формирование двух-волновой конфигурации и параметры, при которых ударная адиабата принимает аномальный вид. Кварцевые порошки предложены к сравнению, поскольку эти материалы представляются ближайшими по составу, но не по структуре пор, аналогами чистых стеклянных микросфер.

3.1 Образцы смеси микросферы – вода и постановка эксперимента

Для создания смеси использовались водопроводная вода и стеклянные микросферы со средним диаметром 83 мкм и толщиной стенки ~ 1 мкм, аналогичные использованным в главе 2 для сферопластиков.

Смесь подготавливалась следующим образом. В россыпь микросфер, заключенную в стенки экспериментальной сборки, медленно наливали воду до момента её появления над поверхностью россыпи. Излишки воды снимались, но иногда допускался незначительный избыток воды над каркасом микросфер. В связи с этим, в сборке, расположенной, как это изображено на рис. 18а, из-за всплытия МС мог формироваться слой жидкости, занимающий небольшой сегмент нижней части цилиндрического образца. Влияние этого слоя на измерения полагалось несущественным, поскольку он находился на значительном расстоянии

от области измерений. Далее для удобства смесь стеклянных микросфер и воды будет обозначаться аббревиатурой МСВ.

Усредненные значения плотности смеси и массовой доли МС в ней составили 0.54 г/см^3 и 28%, соответственно. Рассчитанная плотность гипотетического сплошного вещества, аналогичного МСВ по массовым долям воды и стекла, равна 1.4 г/см^3 . Эта величина позволяет вычислить коэффициент пористости МСВ – $k \approx 2.6$.

Постановка эксперимента и геометрия сборок были аналогичны использованным в экспериментах со сферопластиками (см. главу 2). Применялись экраны и ударники из сплава Д16т. Толщины ударников составляли 10 мм, остальные параметры экспериментов указаны в таблице 7. Погрешности определения скорости волны D и массовой скорости u_p составили 2% и 3%, соответственно.

Разнородность использованных отражающих слоев и большая толщина некоторых из них связаны с поиском оптимальных параметров фольги-отражателя. Во многих экспериментах на измеренных профилях наблюдались заметные осцилляции скорости или же регистрировались только начальные фронтовые участки. Эти обстоятельства, вероятно, связаны с особенностями применения VISAR при измерении профилей материалов, размер неоднородностей которых сопоставим с пространственным разрешением метода, а также с разрушением отражающего слоя (см. п. 2.4.2.1).

3.2 Результаты экспериментов по одноосному ударному нагружению смеси микросферы – вода

Результаты экспериментов приведены на рис. 39-40 и в таблице 7. Экспериментальные точки на плоскости $D - u_p$ удовлетворительно описываются линейным соотношением вида $D = c_0 + bu_p$ с размерностью [км/с]:

$$D = -0.17 + 1.85u_p, \quad 0.449 \leq u_p \leq 0.680 \text{ км/с.} \quad (3.1)$$

Как и в случае со сферопластиком СФ55 и микросферами [42] значение c_0 в (3.1) отрицательное и, вероятно, не является истинным пересечением ударной адиабаты $D(u_p)$ с осью ординат. Истинное пересечение может быть определено при исследовании диапазона $u_p \leq 0.45$ км/с.

Ударная адиабата МСВ (3.1) близка к адиабате СФ55 (рис. 39а), что свидетельствует о существенном влиянии микросфер на ударно-волновые свойства сред с большими концентрациями этого наполнителя. При этом она лежит рядом с экспериментальными точками, полученными для кварцевого порошка ($\rho_0=0.25$ г/см³) [9] и аэросила ($\rho_0=0.55$ г/см³) [45], и выше адиабаты чистых стеклянных МС с $\rho_0=0.325$ г/см³ и средним диаметром частиц 34.1 мкм [42].

На плоскости $p - V$ (рис. 39б) большим давлениям соответствуют большие удельные объемы, что свидетельствует об аномальном ходе ударной адиабаты МСВ, который вероятно начинается уже при 0.16 ГПа. Однако, диапазон исследованных давлений слишком мал, чтобы делать дальнейшие выводы.

Переход ударной адиабаты чистых микросфер с $\rho_0=0.325$ г/см³ к аномальному виду начинается как минимум при 0.37 ГПа, а аэросила с $\rho_0=0.4$ и 0.2 г/см³ при 6÷10 ГПа и 2÷3 ГПа, соответственно. Расхождение может быть следствием различия структуры пор микросферических и обычных порошковых сред. Проводя такое сравнение необходимо принимать во внимание, что стенки микросфер сделаны не из чистого кварцевого стекла.

Пористость чистого микросферического порошка связана как с пространством внутри микросфер, так и между ними, что является важным отличием от структуры пор сферопластиков и МСВ. Это обстоятельство необходимо учитывать при сравнительном анализе свойств этих веществ. Также можно отметить, что ударная адиабата порошка из стеклянных микрошариков с размером частиц 63 мкм и плотностью 1.5 г/см³ имеет нормальный вид [43] в отличии от адиабаты чистых микросфер сравнимого диаметра, но сильно меньшей плотности [42].

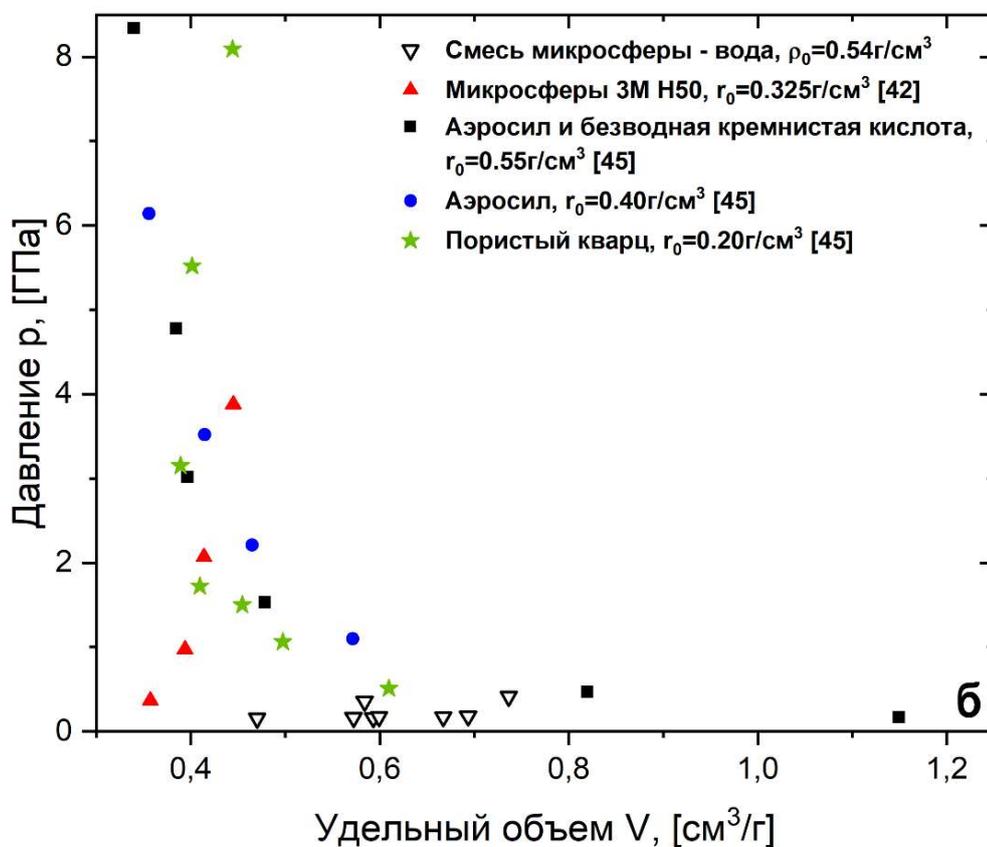
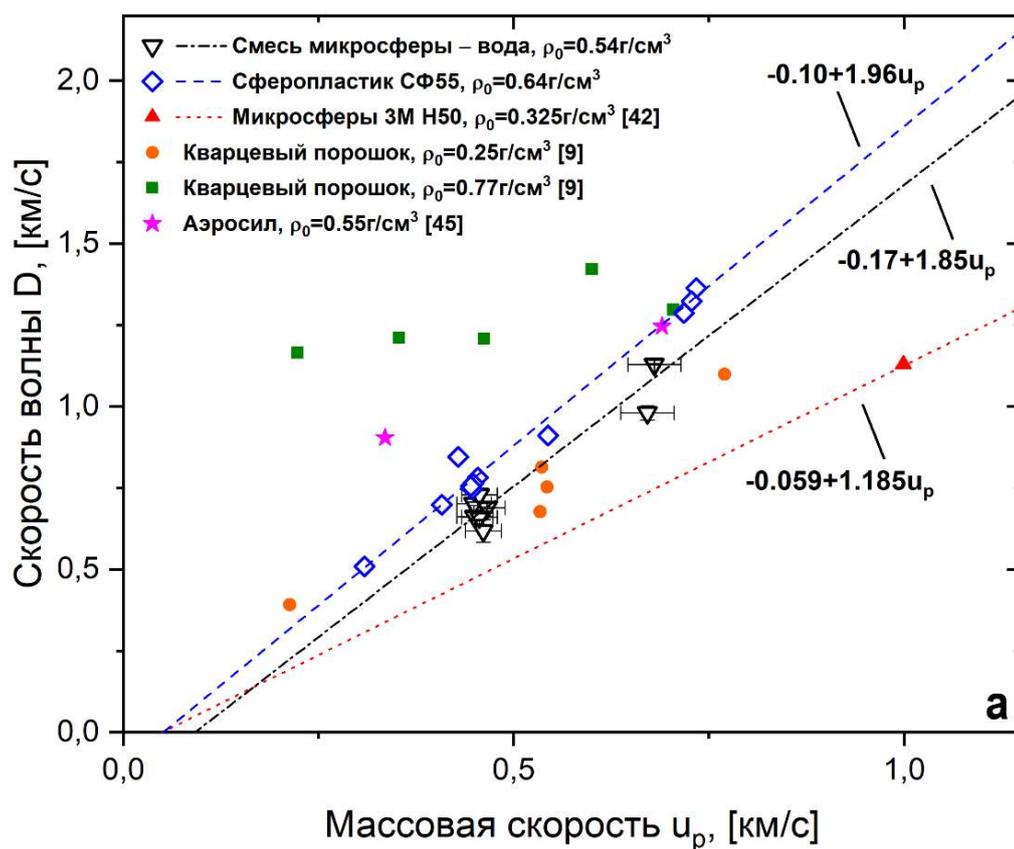


Рис. 39. Ударные адиабаты: (а) смеси микросферы – вода, чистых микросфер [42], аэросила [45] и кварцевых порошков [9] в координатах скорость волны – массовая скорость (адиабаты экстраполированы для наглядности); (б) смеси микросферы – вода, чистых микросфер [42] и пористого кварца различной природы [45] в координатах давление – удельный объем.

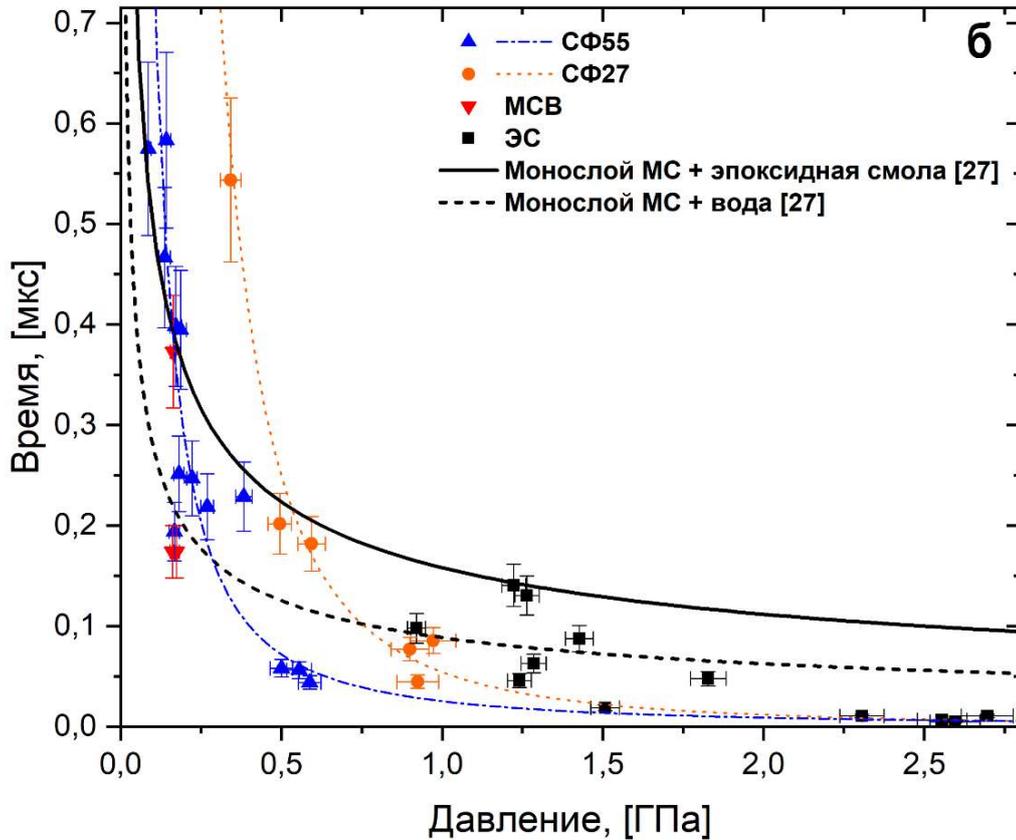
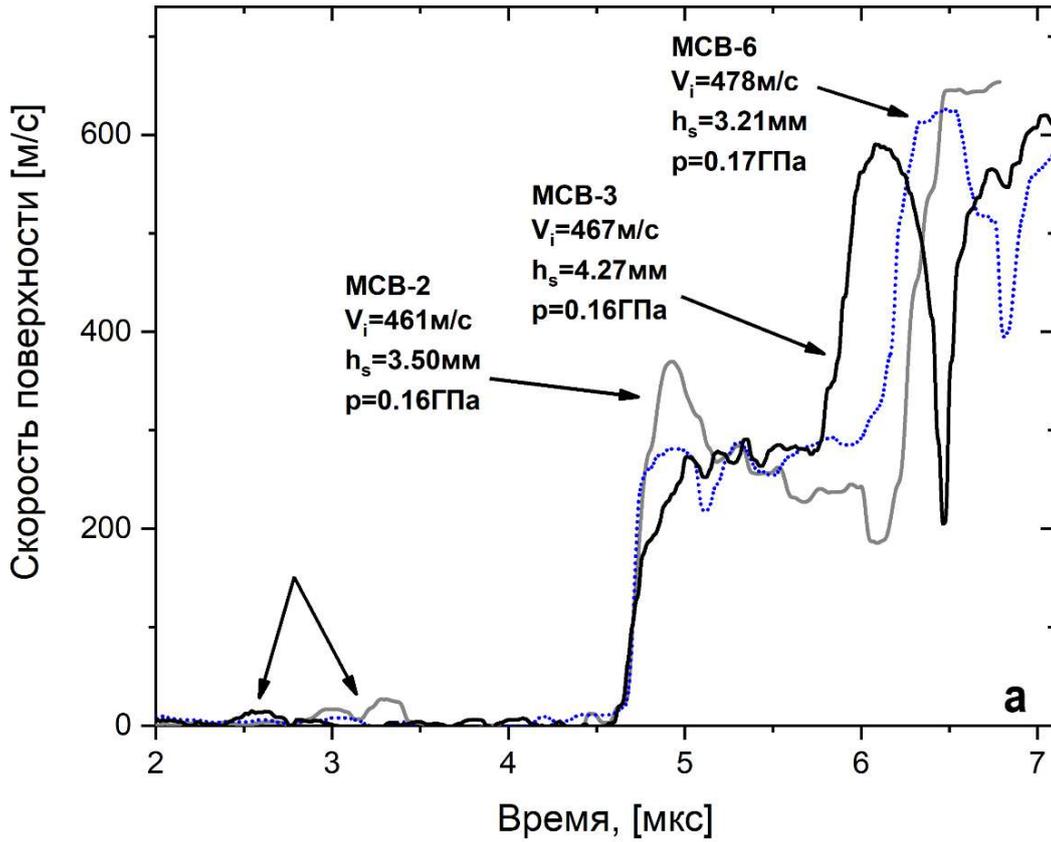


Рис. 40. (а) Профили скорости границы образец – водяное окно в экспериментах МСВ-2, 3, 6. Профили отцентрированы по первому скачку скорости, поэтому начальный отсчет времени произволен. (б) Зависимости времен нарастания фронтов и формирования горячих точек от давления.

Профили скорости на границе образец – вода в экспериментах МСВ-2, 3, 6 представлены на рис. 40а. Они имеют ярко выраженную ступенчатую структуру, которая, однако, не связана с формированием предвестника. Первоначальный скачок скорости до $250 \div 300$ м/с связан с выходом пластической ударной волны на исследуемую поверхность, а второй скачок до $600 \div 650$ м/с с её переотражением внутри образца. Волна разгрузки, пришедшая с тыльной поверхности ударника, вызывает падение скорости за вторым скачком, но природа последующего за падением участка резкого роста скорости не ясна. Возможно, это результат ещё одного цикла реверберации УВ в образце. Времена нарастания фронтов УВ в экспериментах МСВ-2, 3, 6 равны 0.174, 0.373 и 0.174 мкс, соответственно.

На рис. 40б изображены зависимости времени нарастания фронта ударной волны от давления для СФ27, СФ55, ЭС, МСВ и зависимости времени формирования горячей точки от давления для монослоев стеклянных микросфер, заполненных эпоксидной смолой или водой [27]. Из-за высокой концентрации МС в образцах СФ55 и МСВ их строение можно представить как большое количество наложенных друг на друга монослоев микросфер, изученных в [27]. При этом невозможно поставить знак равенства между процессами ударного сжатия монослоя МС и исследованных образцов, поскольку необходимо принимать во внимание процесс эволюции фронта УВ при её распространении на различные расстояния. Также, вероятно, не стоит полагать, что время формирования горячей точки должно быть равно времени нарастания фронта.

Учитывая вышесказанное ограничимся только общими наблюдениями по картине на рис. 40б: (i) данные по СФ55 и МСВ согласуются с кривыми, полученными в [27] при давлениях до 0.25 ГПа – однако, эти кривые были получены для давлений от 0.5 ГПа; (ii) времена нарастания фронта (СФ27, СФ55) и формирования горячей точки (монослои) наиболее заметно уменьшаются с ростом давления при $0.25 \div 1$ ГПа; (iii) при 0.5 ГПа время нарастания фронта в СФ55 на ~ 150 нс меньше, чем время формирования горячей точки в эпоксидном монослое; (iv) близость времен нарастания СФ55 и МСВ является, наряду с данными по их ударным адиабатам, подтверждением того, что их свойства во

многим определяются параметрами микросфер – размером, материалом и толщиной стенок.

Интересной особенностью профилей МСВ-2 и 3 является малый скачок скорости перед первым появлением пластической волны, он отмечен стрелками на рис. 40а. Подобные скачки скорости не регистрировались в опытах со сферопластиками. Это свидетельствует в пользу того, что они не связаны с ошибкой при измерении и могут отражать волновой процесс невыясненной природы. Скорость этих волн (если это действительно они) составляла ~ 1 км/с. Однако, полученных данных недостаточно для того, чтобы связать этот скачок скорости с волной-предвестником той или иной природы [5].

3.3 Выводы к главе 3

Исследован отклик смеси микросферы – вода на одноосное ударное сжатие в диапазоне давлений $0.15 \div 0.41$ ГПа. Результаты указывают на то, что ударная адиабата этого вещества на плоскости удельный объем – давление имеет аномальный вид. Подобная картина наблюдалась также у высоконаполненного сферопластика СФ55 и чистых микросфер. При этом у чистых микросфер и, предположительно, исследованной смеси переход ударной адиабаты к аномальному виду начинается при заметно меньших давлениях, чем у порошков кварца близкой плотности. Это обстоятельство может быть связано с различием в структуре пор у микросферических сред и порошков.

Найдено возможное свидетельство расщепления ударной волны с выделением предвестника очень малой амплитуды в исследованном веществе. Дальнейшее изучение этого эффекта может дать информацию о характере взаимодействия микросфер в предвестнике и особенностях его формирования в микросферических средах. Отсутствие ярко выраженных предвестников в смеси микросферы – вода при относительно невысоких давлениях, по сравнению со сферопластиками, свидетельствует о значительной роли матрицы при формировании этих волн. При этом ударные адиабаты исследованной смеси и высоконаполненного сферопластика СФ55 близки между собой, как и близки

времена нарастания фронтов ударных волн в них, что демонстрирует, в свою очередь, существенное влияние наполнителя на ударно-волновые свойства сред с высокой концентрацией микросфер.

Ударная адиабата смеси микросферы – вода и профили ударных волн в ней могут использоваться при исследованиях ударно-волновой чувствительности эмульсионных взрывчатых веществ малой плотности, особенностей их ударно-волнового инициирования и явления горячих точек. Эти результаты также могут быть применены, когда необходимо рассчитать ударную адиабату эмульсионного взрывчатого вещества при искусственном условии, что оно не обладает способностью к детонации.

Подводя итог проведенному исследованию различных сред, вспененных микросферами, необходимо сказать, что они продемонстрировали ряд интересных свойств при ударном сжатии, которые заслуживают дальнейшего изучения. Важно также подчеркнуть, что в задаче именно об исследовании влияния параметров пористости на ударно-волновые свойства вещества наиболее правильным представляется использование матриц и микросфер из одного материала. Когда их материалы различны, интерпретация результатов усложняется, так как массовая доля вещества, формирующего стенки микросфер, влияет на эти свойства.

Глава 4. Структура ударных волн в прессованном порошке из наночастиц никеля

Исследование, которому посвящена эта глава, является частью обширной задачи об изучении ударно-волновых свойств наноструктурных материалов и смесей в широком диапазоне давлений от 0.1 до 50 ГПа, которая выполняется в Лаборатории ударно-волновых воздействий (ОИВТ РАН) под руководством А.Ю. Долгобородова. Ранее были исследованы ударно-волновые свойства смесей микро- и нано- размерных порошков никеля и алюминия [28, 29]. В этих работах рассмотрены возможности протекания химической реакции образования интерметаллида алюминид никеля $Al+Ni \rightarrow NiAl$; было обнаружено, что скорость звука в нано- и микро-размерных порошках сильно отличается. Это различие может быть следствием того, что в смесях наноразмерных порошков происходит более быстрое протекание химической реакции с образованием NiAl за фронтом ударной волны. Удельная поверхность наночастиц на три порядка выше, чем у микро-частиц, из-за чего разогрев, связанный с поверхностным трением, должен быть больше. Для изучения этой особенности требуется дальнейшее исследование наноразмерных порошков и их смесей. В данной работе исследуется ударная сжимаемость компонента смеси – порошка из наночастиц никеля (pnNi) в диапазоне давлений до ~4 ГПа.

В главе 2 на примере сферопластика было рассмотрено влияние предвестника и его ревербераций внутри образца на параметры последующей пластической ударной волны. Однако, эффект от ревербераций предвестника был незначителен, поскольку упругие части ударных адиабат сферопластиков в координатах давление – массовая скорость практически совпадали с адиабатой материала окна. Как будет показано далее, ситуация с pnNi иная – реверберации отчетливо наблюдались в экспериментах. При этом в pnNi размер неоднородностей на несколько порядков ниже пространственного разрешения интерферометра VISAR, в отличии от исследованных сферопластиков. Благодаря этому качество измерений профилей скорости при работе с pnNi должно быть выше.

4.1 Образцы прессованного порошка из наночастиц никеля и постановка эксперимента

Образцы подготавливались путем прессования наночастиц никеля в среде, заполненной аргоном. Средний размер частиц составлял порядка $35 \div 55$ нм. Когда образцы оказывались в воздушной атмосфере, они начинали окисляться кислородом. В результате через сутки нахождения в атмосфере масса образца увеличивалась на 2% и далее не менялась. В настоящей работе плотность образцов составила 4.72 г/см^3 ($k=1.98$). Наноструктура pNi показана на СЭМ-фотографиях (рис. 41).

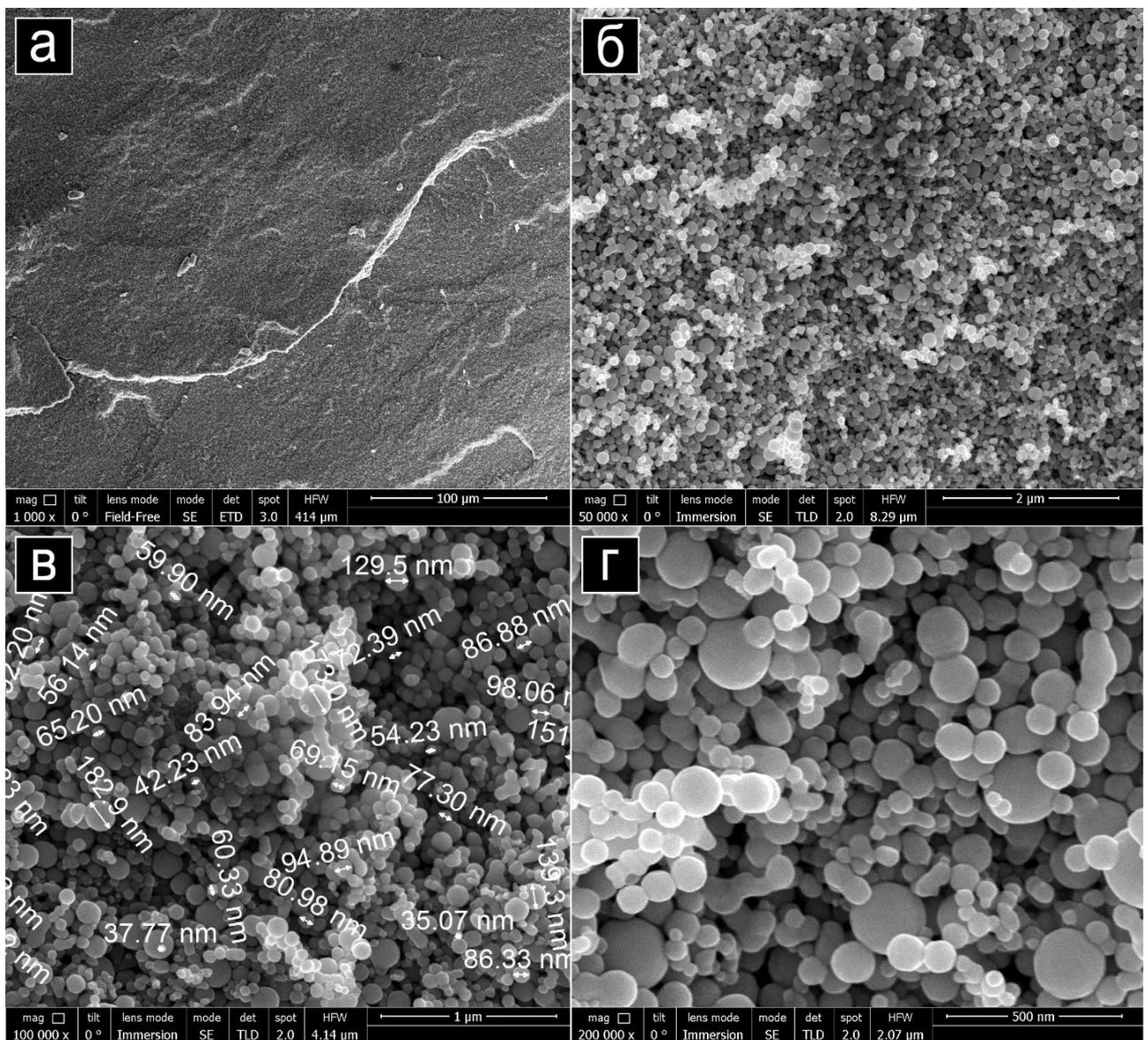


Рис. 41. СЭМ-фотографии микро- и наноструктуры pNi .

Таблица 8. Параметры ударного сжатия $p\text{Ni}$.

№	V_i , м/с	h_s , мм	Предвестник			Пластическая ударная волна			
			D_1 , км/с	p_1 , ГПа	u_{p1} , км/с	D_2 , км/с	\bar{D}_2 , км/с	p_2 , ГПа	u_{p2} , км/с
1*	296	2.10	2.441	0.463	0.040	-	1.249	1.672	0.249
2	837	2.06	2.604	0.490	0.040	1.486	1.442	4.108	0.579

Постановка экспериментов была аналогична использованному в главах 2 и 3, экраны отсутствовали. В эксперименте 1 использовался медный ударник толщиной 12.92 мм, а в эксперименте 2 ударник из сплава Д16Т с толщиной 10.00 мм, толщины образцов указаны в таблице 8. В эксперименте 2 величины D_1 , u_{p1} , D_2 , u_{p2} определены с точностью 2.5%, 4%, 1% и 4%; в эксперименте 1 погрешность измерений была заметно больше.

4.2 Результаты экспериментов и анализ структуры ударной волны в прессованном порошке из наночастиц никеля

Результаты экспериментов по одноосному ударному нагружению образцов $p\text{Ni}$ представлены в таблице 8 и на рис. 42-43.

На рис. 42 изображены профили скорости на границе образец – водяное окно в экспериментах 1 и 2. Отличительной чертой профилей является полное их совпадение в области предвестников. Фронт пластической ударной волны в эксп. 1 имеет волнообразную форму, связанную с многократными реверберациями предвестника между исследуемой поверхностью и надвигающимся фронтом пластической УВ. Из-за наложения этих ревербераций с её фронтом не ясно, где именно на профиле находится участок, отвечающей половине амплитуды пластической УВ, по которому должна измеряться скорость волны. Это обстоятельство и некоторые другие экспериментальные особенности привели к тому, что точность определения скоростей волн и остальных ударно-волновых параметров в этом эксперименте была хуже, чем в эксп. 2. В эксперименте 2 ситуация более ясная – отчетливо наблюдаются предвестник, его первое переотражение и пластическая ударная волна.

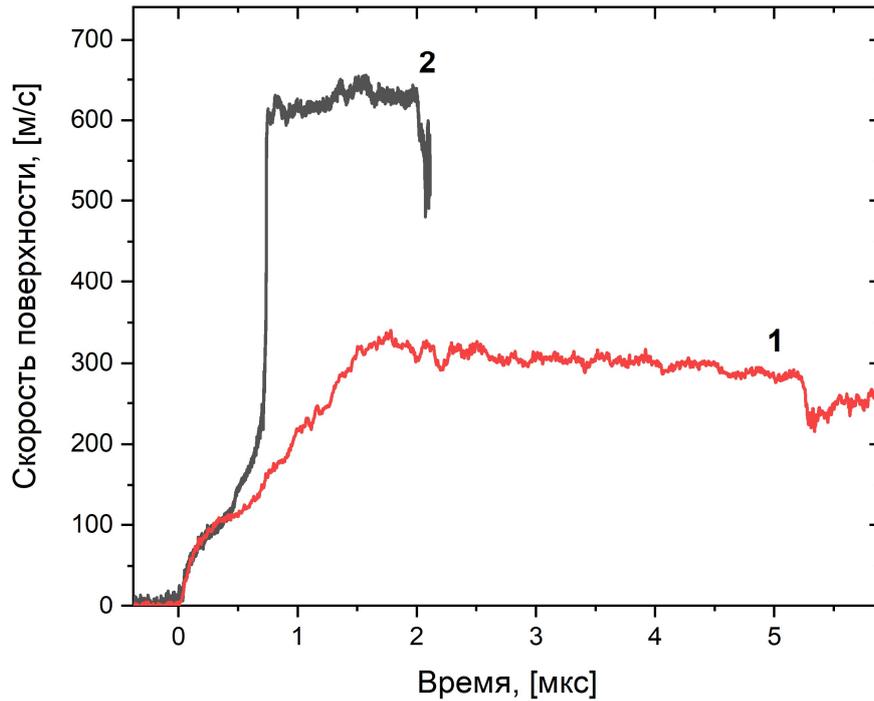


Рис. 42. Профили скорости границы образец – водяное окно в экспериментах с pnNi . В качестве начала отсчета выбрано первое появление предвестника на исследуемой границе.

Структуру фронтовых частей профилей, вызванную реверберациями предвестника, можно объяснить с помощью совместного анализа профиля скорости, x_t - и p_r -диаграмм (рис. 43). Этот анализ во многом аналогичен представленному в главе 2 для сферопластиков. Однако, из-за того, что упругая часть ударной адиабаты никеля не совпадала с ударной адиабатой окна на плоскости давление – массовая скорость (рис. 43в), эффект от ревербераций на регистрируемый профиль наблюдался отчетливо. На профилях также отсутствуют заметные осцилляции скорости, что упрощает интерпретацию результатов.

После первоначального выхода предвестника на исследуемую поверхность, скорость на профиле монотонно увеличивалась (участок после точки А на рис. 43б) до тех пор, пока предвестник, переотразившись внутри образца, снова не появлялся на исследуемой поверхности (метка времени, обозначенная горизонтальной штрихованной линией перед точкой В на рис. 43а, б). Аналогичное рассуждение можно провести для второго переотражения (штрихованная линия перед точкой С на рис. 43а, б), соответствующей третьему выходу предвестника, сразу за которым на исследуемой поверхности появляется пластическая УВ.

Монотонное возрастание скорости на профиле после точек А и В можно связать с прочностными свойствами среды [8] или же с тем, что отклик частиц разного размера, образующих, в свою очередь, поры разного размера, на упругое сжатие в предвестнике неоднороден, из-за чего его фронт имеет “дисперсный” вид.

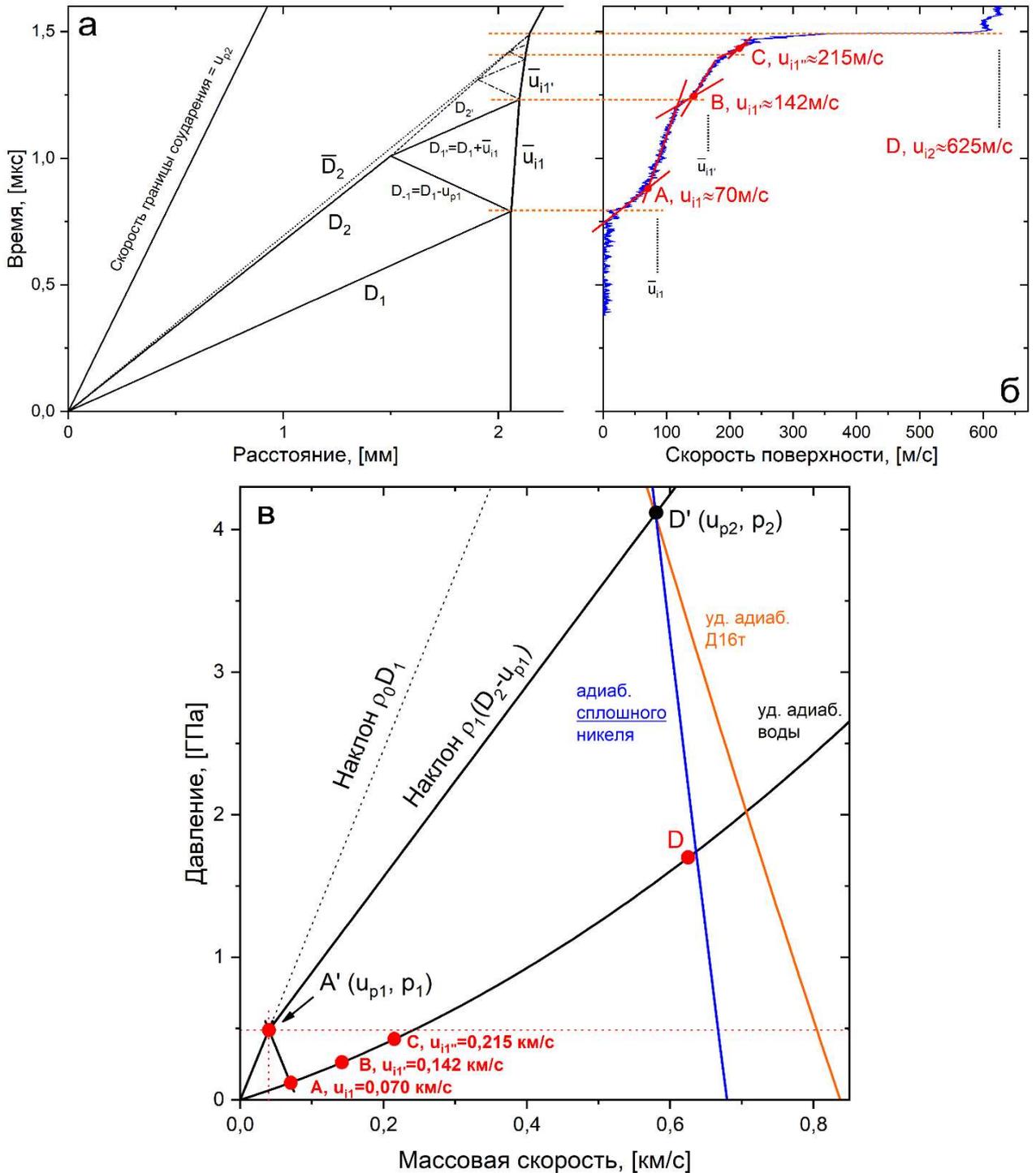


Рис. 43. Анализ волновой структуры в rpNi на примере эксперимента 2: (а) xт-диаграмма, совмещенная с профилем скорости (б); (в) p - u -диаграмма. Буквенные обозначения в (б) и (в) не равнозначны.

Для оценки скорости пластической УВ до её первого взаимодействия с предвестником воспользуемся следующими соображениями. Будем полагать, что скорость первых отражений предвестника внутрь образца и от фронта пластической УВ обратно на исследуемую поверхность равны: $D_{-1} = D_1 - u_{p1}$ и $D_{1'} = D_1 + \bar{u}_{i1}$, соответственно [81]. Определив по профилю времени первого и второго появлений предвестника на исследуемой поверхности, проведем из соответствующих мест на x t-диаграмме траектории волн, двигающихся со скоростями $-D_{-1}$ и $D_{1'}$ (рис. 43а). На этой диаграмме пересечение этих линий дает точку первого взаимодействия пластической УВ с отражением предвестника. Линия, проведенная от начала отсчета до этой точки, позволяет оценить истинную скорость пластической ударной волны D_2 . В эксперименте 2 она равна 1.486 км/с, что больше наблюдаемой скорости пластической волны \bar{D}_2 , определенной по формуле (2.2), на 3%. Для расчета \bar{D}_2 использовалась средняя скорость поверхности до выхода пластической УВ без разбивки на участки, соответствующие каждому выходу предвестника (на рис. 43б не изображена, чтобы не усложнять график).

Первое взаимодействие предвестника и пластической УВ происходит на расстоянии порядка 1.5 мм от плоскости соударения. Это означает, что ударное нагружение образца не однородно – до 1.5 мм оно должно быть более сильным. Такое нагружение может приводить к тому, что при определенных режимах нагружения остаточная пористость образца будет различна на разной толщине образца [108].

Для определения предела упругости Гюгонио (точка А' на рис. 43в) необходимо было охарактеризовать предвестник некоторым средним значением скорости на профиле u_{i1} (точка А на рис. 43б). Это среднее значение определялось как пересечение прямых, которыми можно описать фронтовой участок и следующий за ним участок монотонного роста скорости. Аналогично определялись средние значения скорости для второго и третьего появлений предвестника (скорости $u_{i1'}$, $u_{i1''}$ и точки В, С, соответственно, на рис. 43б). Примечательно, что $u_{i1'} \approx 2u_{i1}$, $u_{i1''} \approx 3u_{i1}$. В эксперименте 2 значение ПУГ равно 0.49 ГПа.

На x t -диаграмме скорости предвестника на втором и третьем цикле ревербераций, полагались равными D_{-1} и $D_{1'}$, в зависимости от направления движения волны (рис. 43а). Времена второго и третьего появлений предвестника на исследуемой поверхности, полученные с использованием такого приближения, несколько не соответствовали временам, измеренным по профилю. Здесь также важно отметить, что третье появление предвестника различимо очень слабо на фоне последующего выхода пластической УВ. Необходимы более точные оценки для скоростей предвестника на каждом этапе его ревербераций, используя которые можно будет провести оценку скачков давления во втором и третьем отражениях, двигающихся к исследуемой поверхности [66].

Точка D на рис. 43в соответствует плато скорости за фронтом пластической УВ на профиле (рис. 43б). Используя в качестве изоэнтропы разгрузки p n Ni зеркально отраженную ударную адиабату сплошного никеля [45], можно показать, что она пересекает ударную адиабату воды в непосредственной близости от точки D (рис. 43в). Это свидетельствует о том, что при давлении $p_2 \approx 4.1$ ГПа за фронтом пластической УВ происходит полное разрушение пористой структуры образца и уплотнение пористого материала до состояния сплошного. Недостатком этой оценки является то, что не принята во внимание повышенная температура изначально пористого материала, по сравнению с изначально сплошным при одинаковом давлении.

4.3 Выводы к главе 4

Проведены эксперименты по одноосному ударному нагружению прессованного порошка из наночастиц никеля при давлениях 1.7 и 4.1 ГПа. При таких нагружениях на профилях ударных волн регистрировалась сложная ступенчатая структура, связанная с образованием волны-предвестника и его реверберациями в образце. Эта структура была объяснена с помощью совместного анализа профиля ударной волны, диаграмм расстояние – время и давление – массовая скорость.

В исследованном диапазоне давлений толщина образца, наряду с режимом нагружения, является величиной, определяющей процесс ударного сжатия pNi . Количество ревербераций предвестника будет тем больше, чем толще образец и, как следствие, разница между состояниями вещества за фронтом пластической ударной волны до первого цикла ревербераций и после последнего будет существеннее. В эксперименте с толщиной образца 2.06 мм и режимом нагружения 4.1 ГПа результат оценки скорости ударной волны до первого взаимодействия с отраженным предвестником на 3% превышал её наблюдаемую скорость.

Таким образом, ударное сжатие pNi в исследованном диапазоне давлений имеет сложный ступенчатый характер, одновременно связанный с последовательным сжатием вещества в предвестнике и пластической ударной волне и с поэтапным её замедлением при взаимодействии с отражениями предвестника.

Заключение

К основным результатам настоящей работы относятся следующие положения:

1. На основании анализа результатов более чем 50 экспериментов по одноосному ударному сжатию сферопластиков, эпоксидной смолы, смеси микросферы – вода при давлениях от десятых долей до единиц ГПа и литературных данных по средам, содержащим микросферы, были определены общие закономерности и различия в процессах ударного сжатия этих веществ.
2. Ударные адиабаты смеси стеклянные микросферы – вода и высоконаполненного сферопластика близки, что свидетельствует о сильном влиянии большой концентрации микросфер на их ударно-волновые свойства. При этом на профилях ударных волн эпоксидных сферопластиков наблюдалась отчетливая двух-волновая конфигурация, связанная с выделением волны-предвестника, в то время как остается открытым вопрос о формировании подобной конфигурации в смеси микросферы – вода. Это позволяет сделать вывод о ключевой роли матрицы в формировании предвестника. Предел упругости Гюгонио у сферопластиков с одинаковыми матрицей и типом микросфер понижается с ростом объемной доли наполнителя, и как следствие, пористости – со значения 0.22 ГПа при $\varphi=27\%$ до 0.12 ГПа при $\varphi=55\%$.
3. При высокой объемной доле микросфер ($\varphi=55\%$) ударная адиабата эпоксидного сферопластика на плоскости давление – удельный объем в области пластического сжатия имеет аномальный вид, при котором большим давлениям соответствуют большие удельные объёмы. Такой вид является следствием сильного разогрева высокопористого вещества в ударной волне. Данные по смеси микросферы – вода также свидетельствуют об аномальном виде её ударной адиабаты.

4. Для сферопластиков и эпоксидной смолы определены эмпирические степенные соотношения, связывающие максимальную скорость продольной деформации $\dot{\epsilon}_x$, эффективный коэффициент вязкости η , время нарастания фронта ударной волны τ и давление p . Подобные соотношения для этих материалов ранее не были представлены в литературе. У эпоксидной смолы показатель степени n в соотношении $\dot{\epsilon}_x \sim p^n$ равен 5.5, что превышает значение $n \approx 4$, характерное для многих металлов и некоторых других сплошных материалов. Расхождение может отражать тот факт, что механизмы пластической деформации полимеров и металлов существенно различаются. Полученный результат является новым и требует дальнейшей экспериментальной и теоретической верификации. У сферопластиков показатель степени n понижается с ростом концентрации микросфер и лежит в диапазоне $1 < n < 4$, что согласуется с имеющимися данными по пористым и гетерогенным средам. Данных по соотношениям $\eta \sim \dot{\epsilon}_x^{-m}$ и $\tau \sim p^{-r}$ в литературе представлено значительно меньше, чем по $\dot{\epsilon}_x \sim p^n$, особенно для пористых сред. Можно лишь сделать вывод о том, что у эпоксидной смолы значения экспонент r и m близки к стандартным 3 и 0.5, соответственно.
5. Исследована структура ударной волны в прессованном порошке из наночастиц никеля при 1.7 и 4.1 ГПа. Сложная структура профиля ударной волны, наблюдаемая в экспериментах, объяснена с помощью рассмотрения ревербераций волны-предвестника между исследуемой поверхностью и фронтом пластической ударной волны. Из-за этих ревербераций ударное нагружение образца неоднородно, поскольку скорость ударной волны понижается при каждом взаимодействии с отраженным предвестником. Таким образом, ударное сжатие p_{Ni} в области давлений, при которых формируется двух-волновая конфигурация, определяется не только его свойствами и режимом нагружения, но и толщиной образца, которая напрямую влияет на количество ревербераций.

Благодарность:

В заключении я бы хотел поблагодарить своего научного руководителя Вадима Серафимовича Зиборова, без которого эта работа бы не состоялась, за поддержку, оказанную на всех её этапах; Александра Александровича Пахомова за помощь в освоении принципов работы с техническим оснащением Стрелы-2М; Александра Юрьевича Долгобородова за просвещение в области физики ударных волн и детонационных процессов; Андрея Сергеевича Савиных за доброжелательное отношение и готовность отвечать на мои вопросы о методе VISAR и анализе профилей ударных волн.

Список используемых сокращений

УВ – ударная волна

КМ – композитный материал

МС – микросферы, микросфера

ЭмВВ – эмульсионное взрывчатое вещество

pnNi – прессованный порошок наночастиц никеля

VISAR – *Velocity interferometer for any reflector* (интерферометр для измерения скорости любой отражающей поверхности)

ПММА – полиметилметакрилат

ЗЧС – Закон четвертой степени

ПУГ – предел упругости Гюгонио

СФ27 – эпоксидный сферопластик с объемной долей микросфер 27%

СФ55 – эпоксидный сферопластик с объемной долей микросфер 55%

ЭС – эпоксидная смола

СЭМ – сканирующая электронная микроскопия

МСВ – смесь микросферы – вода

Список литературы

1. *Медведев А.Б., Трунин Р.Ф.* Ударное сжатие пористых металлов и силикатов // Успехи физических наук. 2012. Т. 182. № 8. С. 829–846.
2. *Dattelbaum D.M., Coe J.D.* Shock-driven decomposition of polymers and polymeric foams // *Polymers*. 2019. V. 11. № 3. 493.
3. *Davison L.* Shock-wave structure in porous solids // *J. Appl. Phys.* 1971. V. 42. № 13. P. 5503–5512.
4. *Linde R.K., Schmidt D.N.* Shock propagation in nonreactive porous solids // *J. Appl. Phys.* 1966. V. 37. № 8. P. 3259–3271.
5. *Boade R.R.* Compression of Porous Copper by Shock Waves // *J. Appl. Phys.* 1968. V. 39. № 12. P. 5693–5702.
6. *Herrmann W.* Constitutive Equation for the Dynamic Compaction of Ductile Porous Materials // *J. Appl. Phys.* 1969. V. 40. № 6. P. 2490–2499.
7. *Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П.* Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Наука, 1996. 688 с.
8. *Bonnan S., Hereil P.L., Collombet F.* Experimental characterization of quasi static and shock wave behavior of porous aluminum // *J. Appl. Phys.* 1998. V. 83. № 11. P. 5741–5749.
9. *Borg J.P., Chapman D.J., Tsembeles K., Proud W.G., Cogar J.R.* Dynamic compaction of porous silica powder // *J. Appl. Phys.* 98, 073509 (2005).
10. *Канель Г.И., Разоренов С.В., Уткин А.В., Фортон В.Е.* Экспериментальные профили ударных волн в конденсированных веществах. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2008. 248 с.
11. *Gupta N., Zeltmann S.E., Shunmugasamy V.C., Pinisetty D.* Applications of polymer matrix syntactic foams // *JOM*. 2014. V. 66. № 2. P. 245–254.
12. *Pradel P., Malaise F., de Resseguier T., Delhomme C., Cadilhon B., Quessada J.H., Le Blanc G.* Stress wave propagation and mitigation in two polymeric foams // *AIP Conference Proceedings* 1979. 2018. 110015.
13. *Лебедев В.Л., Косильников В.Ю., Серый П.В., Трошкин С.Н., Логунова А.А., Лысенко А.П.* Моделирование режимов полимеризации крупногабаритных блоков из сферопластика // Труды Крыловского государственного научного центра. 2019. Т. 4. № 390. С. 67–84.
14. *Чурсова Л.В., Соколов И.И., Лукина А.И.* Разработка полимерных синтактных и пеноматериалов нового поколения с повышенными эксплуатационными характеристиками // Изв. вузов. Химия и хим. технология. 2017. Т. 60. № 2. С. 67–73.
15. *Грибанов В.М., Острик А.В., Ромадинова Е.А.* Метод оценки энерговыделения в компонентах сферопластика при поглощении рентгеновского излучения с учетом перераспределения энергии электронами // Конструкции из композиционных материалов. 2009. № 1. С. 40–47.
16. *Ефремов В.П., Потапенко А.И.* Термомеханические процессы в композиционных материалах под действием интенсивных потоков энергии // ТВТ. 2010. Т. 48. № 6. С. 924–930.

17. Милёхин Ю.М., Садовничий Д.Н., Шереметьев К.Ю., Калинин Ю.Г., Казаков Е.Д., Марков М.Б. Формирование нановискеров наносекундным потоком релятивистских электронов в сферопластике, содержащем вольфрам // Доклады академии наук. 2019. Т. 487. № 2. С. 159–163.
18. Peter S.L., Woldesenbet E. Nanoclay and microballoons wall thickness effect on dynamic properties of syntactic foam // J. Eng. Mater. Technol. Apr. 2009. 131(2): 021007.
19. Трофимов А.Н., Зарубина А.Ю., Симонов-Емельянов И.Д. Структура, обобщенные параметры и реологические свойства эпоксидных сферопластиков // Пластические массы. 2014. № 11-12. С. 3–8.
20. Gupta N., Woldesenbet E. Microballoon wall thickness effects on properties of syntactic foams // Journal of cellular plastics. 2004. V. 40. P. 461–480.
21. John B., Nair C.P.R. 13 - Syntactic Foams, Editor(s): Hanna Dodiuk, Sidney H. Goodman, Handbook of Thermoset Plastics (Third Edition), William Andrew Publishing. 2014. P. 511-554.
22. Sankaran S., Ravishankar B.N., Ravi Sekhar K., Dasgupta S., Jagdish Kumar M.N. Syntactic Foams for Multifunctional Applications, in: K. Kar (Eds.), Composite Materials, Springer, Berlin, Heidelberg, 2017. P. 281–314.
23. Юношев А.С., Пластинин А.В., Сильвестров В.В. Исследование влияния плотности эмульсионного взрывчатого вещества на ширину зоны реакции // ФГВ. 2012. Т. 45. № 3. С. 79–88.
24. Сильвестров В.В., Юношев А.С., Пластинин А.В., Рафейчик С.И. Ударная сжимаемость эмульсионной матрицы при давлении до 37 ГПа // ФГВ. 2014. Т. 50. № 4. С. 110–116.
25. Сильвестров В.В., Бордизловский С.А., Гулевич М.А., Карханов С.М., Пай В.В., Пластинин А.В. Измерение температуры ударно-сжатой эмульсионной матрицы // ФГВ. 2016. Т. 52. № 2. С. 138–145.
26. Юношев А.С., Сильвестров В.В., Пластинин А.В., Рафейчик С.И. Влияние искусственных пор на параметры детонации эмульсионного взрывчатого вещества // ФГВ. 2017. Т. 53. № 2. С. 91–97.
27. Карханов С.М., Пластинин А.В., Бордизловский Д.С., Бордизловский С.А. Время формирования горячих точек при ударном сжатии микробаллонов в конденсированной среде // ФГВ. 2016. Т. 52. № 3. С. 105–113.
28. Якушев В.В., Ананьев С.Ю., Уткин А.В., Жуков А.Н., Долгобородов А.Ю. Ударная сжимаемость смесей микро- и наноразмерных порошков никеля и алюминия // ФГВ. 2018. Т. 54. № 5. С. 45–50.
29. Якушев В.В., Ананьев С.Ю., Уткин А.В., Жуков А.Н., Долгобородов А.Ю. Скорость звука в ударно-сжатых образцах из смеси микро- и нанодисперсных порошков никеля и алюминия // ФГВ. 2019. Т. 55. № 6. С. 108–114.
30. Weirick L.J. Shock characterization of epoxy – 42 volume percent glass microballoons // Shock compression of Condensed Matter, Elsevier Science Publishers B.V. 1992. P. 99–102.
31. Ribeiro J., Mendes R., Plaksin I., Campos J., Capela C. High-pressure range shock wave data for syntactic foams // AIP Conf. Proc. 1195, 1265 (2009).

32. Зубарева А.Н., Уткин А.В., Лавров В.В. Ударно-волновые свойства инертных и химически активных пористых сред // ФГВ. 2018. Т. 54. № 5. С. 35–44.
33. Zubareva A.N., Utkin A.V., Mochalova V.M., Efremov V.P. Experimental study of spall strength of silicon rubber with microspheres under shock-wave action // J. Phys. Conf. Ser. 1556 (2020) 012026.
34. Bordzilovskii S.A., Karakhanov S.M., Sil'vestrov V.V. Optical radiation from shock-compressed epoxy with glass microspheres // Combust. Explos. Shock Waves. 2014. V. 50. № 3. P. 339–345.
35. Bowden F.P., Yoffe A. Hot spots and the initiation of explosion // Symposium on Combustion and Flame, and Explosion Phenomena. 1945. V. 3. № 1. P. 551–560.
36. Bushman A.V., Efremov V.P., Fortov V.E., Kanel' G.I., Lomonosov I.V., Ternovoi V.Ya., Utkin A.V. Equation of state of composites under high energy densities // Shock compression of condensed matter 1991 / Ed. by S. C. Schmidt, R. D. Dick, J. W. Forbes, D. G. Tasker – Elsevier Science Publishers B. V., 1992. P. 79–82.
37. Мочалова В.М., Уткин А.В., Павленко А.В., Малюгина С.Н., Мокрушин С.С. Импульсное сжатие и растяжение эпоксидной смолы при ударно-волновом воздействии // ЖТФ. 2019. Т. 89. № 1. С. 126–131.
38. Munson D.E., May R.P. Dynamically determined high pressure compressibilities of three epoxy resin systems // J. Appl. Phys. 1972. V 43. № 3. P. 962–971.
39. Carter W.J., Marsh S.P. Hugoniot Equation of State of Polymers. — Los Alamos National Laboratory, New Mexico, US, Los Alamos Report LA-13006-MS. 1995. 25p.
40. Millett J.C.F., Bourne N.K., Barnes N.R. The behavior of an epoxy resin under one-dimensional shock loading // J. Appl. Phys. 2002. V. 92. № 11. P. 6590–6594.
41. Hazell P.J., Stennett C., Cooper G. The shock and release behavior of an aerospace-grade cured aromatic amine epoxy resin // Polym. Compos. 2008. V. 29. P. 1106–1110.
42. Simpson R., Helm F. The Shock Hugoniot of Glass Microballoons // Technical Report UCRL-ID-119252, Lawrence Livermore National Laboratory: Livermore, CA, USA, 1994.
43. Neal W.D., Chapman D.J., Proud W.G. The effect of particle size on the shock compaction of a quasi-mono-disperse brittle granular material // AIP Conf. Proc. 1426, 1443 (2012).
44. Neal W.D., Chapman D.J., Proud W.G. Shock-precursor waves in brittle granular materials // AIP Conf. Proc. 1426, 1503 (2012).
45. Трунин Р.Ф., Гударенко Л.Ф., Жерноклетов М.В., Симаков Г.В. Экспериментальные данные по ударно-волновому сжатию и адиабатическому расширению конденсированных веществ. – Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ. 2001. 446с.
46. Marsh S.P. LASL Shock Hugoniot Data. University of California Press, Berkeley. 1980.
47. Barker L.M., Hollenbach R.E. Laser interferometer for measuring high velocities of any reflecting surface // J. Appl. Phys. 1972. V. 43. P. 4669–4575.
48. Swegle J.W., Grady D.E. Shock viscosity and the prediction of shock wave rise times // J. Appl. Phys. 1985. V. 58. № 2. P. 692–701.
49. Grady D.E. Structured shock waves and the fourth-power law // J. Appl. Phys. 2010. V. 107. 013506.

50. *Trunin R.F., Podurets M.A., Popov L.V., Moiseev B.N., Simakov G.V., Sevast'yanov A.G.* Determination of the shock compressibility of iron at pressures up to 10 ТПа (100 Мbar) // *ЖЭТФ*. 1993. V. 76. № 6. P. 1095–1098.
51. *Канель Г.И., Разоренов С.В., Уткин А.В., Фортков В.Е.* Ударно-волновые явления в конденсированных средах. М.: “Янус-К”. 1996. 408 с.
52. *Pavlenko A.V., Mokrushin S.S., Tyaktev A.A., Anikin N.B.* A hybrid interferometric system for velocity measurements in shock-wave experiments // *Rev. Sci. Instrum.* 92, 015104 (2021).
53. *Канель Г.И., Савиных А.С., Гаркушин Г.В., Разоренов С.В.* Оценка вязкости глицерина по ширине слабой ударной волны // *ТВТ*. 2017. Т. 55. № 2. С. 380–395.
54. *Златин Н.А., Красильщиков А.П., Мишин Г.И., Попов Н.Н.* Баллистические установки и их применение в экспериментальных исследованиях. М.: Наука, 1974. 344 с.
55. *Mitchell A.C., Nellis W.J.* Diagnostic system of the Lawrence Livermore National Laboratory two-stage light-gas gun // *Rev. Sci. Instrum.* 1981. V. 52. № 3. P. 347–359.
56. *Chhabildas L.C., Asay J.R.* Rise-time measurements of shock transitions in aluminum, copper and steel // *J. Appl. Phys.* 1979. V. 50. № 4. P. 2749–2756.
57. *Dattelbaum D.M., Robbins D.L., Gustavsen R.L., Sheffield S.A., Stahl D.B., Coe J.D.* Shock compression of polyurethane foams // *EPJ Web of Conferences*. 26, 02014 (2012).
58. *Barker L.M., Hollenbach R.E.* Shock wave study of the $\alpha \rightleftharpoons \epsilon$ phase transition in iron // *J. Appl. Phys.* 1974. V. 45. № 11. P. 4872–4887.
59. *Vogler T.J., Lee M.Y., Grady D.E.* Static and dynamic compaction of ceramic powders // *Int. J. Solid Struct.* 2007. V. 44. № 2. P. 636–658.
60. *Asay J.R.* Shock-induced melting in bismuth // *J. Appl. Phys.* 1974. V. 45. № 10. P. 4441–4452.
61. *Савиных А.С., Гаркушин Г.В., Канель Г.И., Разоренов С.В.* Оценка вязкости расплава Bi – 56.5%, Pb – 43.5% по ширине слабой ударной волны // *ТВТ*. 2018. Т. 56. № 5. С. 711–714.
62. *Fowles G.R., Duvall G.E., Asay J., Bellamy P., Feistmann F., Grady D., Michaels T., Mitchell R.* Gas gun for impact studies // *Rev. Sci. Instrum.* 1970. V. 42. № 7. P. 984–996.
63. *Barker L.M., Hollenbach R.E.* Shock-wave studies of PMMA, Fused Silica, and Sapphire // *J. Appl. Phys.* 1970. V. 41. № 10. P. 4208–4226.
64. *Wise J.L., Chhabildas L.C.* Laser interferometer measurements of refractive index in shock compressed materials // *Shock waves in condensed matter-1985* / Ed. Gupta Y.M., Plenum press, N.Y. and London. 1986. P. 441–454.
65. *Vogler T.J., Alexander C.S., Wise J.L., Montgomery S.T.* Dynamic behavior of tungsten carbide and alumina filled epoxy composites // *J. Appl. Phys.* 2010. V. 107. 043520.
66. *Linde R.K., Seaman L., Schmidt D.N.* Shock Response of porous copper, iron, tungsten, and polyurethane // *J. Appl. Phys.* 1972. V. 43. № 8. P. 3367–3375.
67. *Kanel G.I., Savinykh A.S., Garkushin G.V., Razorenov S.V.* Effects of temperature and strain on the resistance to high-rate deformation of copper in shock waves // *J. Appl. Phys.* 128, 115901 (2020).

68. Долгобородов А.Ю., Махов М.Н., Стрелецкий А.Н., Колбанёв И.В., Гогоуля М.Ф., Фортон В.Е. О возможности детонации в механоактивированном композите алюминий-фторопласт // Хим. физика. 2004. Т. 23. № 9. С. 85–88.
69. *Vaier F.* PVF2 polymers: ferroelectric polarization and piezoelectric properties under dynamic pressure and shock wave action // *Ferroelectrics*. 1983. V. 49. P. 231–240.
70. Губский К.Л. Лазерная анемометрия в исследованиях ударно-волновых процессов и экстремального состояния вещества: дис. ... канд. физ.-мат. наук: 01.04.21; [Место защиты: Нац. исслед. ядерный ун-т]. – М., 2012. – 132 с.
71. *Strand O.T., Goosman D.R., Martinez C., Whitworth T.L., Kuhl W.W.* Compact system for high-speed velocimetry using heterodyne techniques // *Rev. Sci. Instrum.* 77, 083108 (2006).
72. *Jensen B.J., Holtkamp D.B., Rigg P.A., Dolan D.H.* Accuracy limits and window corrections for photon Doppler velocimetry // *J. Appl. Phys.* 101, 013523 (2007).
73. *Dolan D.H.* Foundations of VISAR analysis. Sandia National Laboratories, Technical Report № SAND2006-1950, 2006.
74. *Gust W.H., Holt A.C., Royce E.B.* Dynamic yield, compressional, and elastic parameters for several lightweight intermetallic compounds // *J. Appl. Phys.* 1973. V. 44. № 2. P. 550–560.
75. *Johnson J.N., Barker L.M.* Dislocation dynamics and steady plastic wave profiles in 6061-T6 aluminum // *J. Appl. Phys.* 1969. V. 40. № 11. P. 4321–4334.
76. *Setchell R.E., Anderson M.U.* Shock-compression response of an alumina-filled epoxy // *J. Appl. Phys.* 2005. V. 97. 083518.
77. *Zaretsky E.B., Kanel G.I.* Response of poly(methyl methacrylate) to shock-wave loading at elevated temperatures // *J. Appl. Phys.* 2019. V. 126. 085902.
78. Альтшулер Л.В., Крупников К.К., Леденев Б.Н., Жучихин В.Н., Бражник М.И. Динамическая сжимаемость и уравнение состояния железа при высоких давлениях // *ЖЭТФ*. 1958. Т. 34. № 4. С. 886–893.
79. Альтшулер Л.В., Крупников К.К., Бражник М.И. Динамическая сжимаемость металлов при давлениях от четырехсот тысяч до четырех миллионов атмосфер // *ЖЭТФ*. 1958. Т. 34. № 4. С. 874–885.
80. *Wackerle J.* Shock-Wave Compression of Quartz // *J. Appl. Phys.* 1962. V. 33. № 3. P. 922–937.
81. *Ahrens T.J., Gust W.H., Royce E.B.* Material Strength Effect in the Shock Compression of Alumina // *J. Appl. Phys.* 1968. V. 39. № 10. P. 4610–4616.
82. *Swegle J.* Non-steady wave profiles and the fourth-power law // *Shock compression of condensed matter 1991* / Ed. by S. C. Schmidt, R. D. Dick, J. W. Forbes, D. G. Tasker – Elsevier Science Publishers B. V., 1992. P. 249–252.
83. *Zhuk A.Z., Kanel G.I., Lash A.A.* Glass-epoxy composite behaviour under shock loading // *J. Phys. IV France*. 1994. V. 4. № C8. P. C8-403–C8-407.
84. *Crowhurst J. C., Armstrong M.R., Knight K.B., Zaig J.M., Behymer E.M.* Invariance of the dissipative action at ultrahigh strain rates above the strong shock threshold // *PRL*. 107, 144302 (2011).

85. Годунов С.К., Дерibas А.А., Мали В.И. О влиянии вязкости материала на процесс образования струй при соударениях металлических пластин // ФГВ. 1975. Т. 11. № 1. С. 3–18.
86. Vogler T.J., Borg J.P., Grady D.E. On the scaling of steady structured waves in heterogeneous materials // J. Appl. Phys. 2012. V. 112. 123507.
87. LaJeunesse J.W., Hankin M., Kennedy G.B., Spaulding D.K., Schumaker M.G., Neel C.H., Borg J.P., Stewart S.T., Thadhani N.N. Dynamic response of dry and water-saturated sand systems // J. Appl. Phys. 122, 015901 (2017).
88. Zaretsky E.B., Kanel G.I., Kalabukhov S. Shock compression of paraffin-polymethylmethacrylate (PMMA) mixture // J. Appl. Phys. 2020. V. 127. 245902.
89. Банникова И.А., Зубарева А.Н., Уткин А.В., Уваров С.В., Наймарк О.Б. Метастабильные состояния, релаксационные механизмы и разрушение жидкостей при интенсивных воздействиях // Физическая мезомеханика. 2016. Т. 19. № 3. С. 69–77.
90. Малыгин Г.А., Огарков С.Л., Андрияш А.В. О степенном характере зависимости скорости пластической деформации от давления при нагружении кристаллов интенсивными ударными волнами // ФТТ. 2013. Т. 55. № 4. С. 715–720.
91. Grady D.E. Strain-rate dependence of the effective viscosity under steady-wave shock compression // Appl. Phys. Lett. 1981. V. 38. № 10. P. 825–826.
92. Furnish M.D., Chhabildas L.C., Steinberg D.J., Gray G.T. Dynamic behavior of fully dense molybdenum // Shock compression of condensed matter 1991 / Ed. by S. C. Schmidt, R. D. Dick, J. W. Forbes, D. G. Tasker – Elsevier Science Publishers B. V., 1992. P. 419–422.
93. Канель Г.И., Разоренов С.В., Гаркушин Г.В., Павленко А.В., Малюгина С.Н. Изменение кинетики ударно-волнового деформирования и разрушения титана ВТ1-0 в результате отжига // ФТТ. 2016. Т. 58. № 6. С. 1153–1160.
94. Yao S., Yu J., Cui Y., Pei X., Yu Y., Wu Q. Revisiting the power law characteristics of the plastic shock front under shock loading // Phys. Rev. Lett. 126, 085503 (2021).
95. Rauls M.B., Ravichandran G. Structure of shock waves in particulate composites // J. Appl. Phys. 127, 065902 (2020).
96. Острик А.В., Уткин А.В. Построение ударной адиабаты многокомпонентного синтактика при низких уровнях нагружения // Материалы XIX Международной конференции по вычислительной механике и современным прикладным программным системам (ВМСППС'2015), 24–31 мая 2015 г., Алушта. – М. Изд-во МАИ, 2015. С. 319–321.
97. Peroni L., Scapin M., Avalle M., Weise J., Lehmus D. Dynamic mechanical behavior of syntactic iron foams with glass microspheres // Materials Science and Engineering: A. 2012. V. 552. P. 364–375.
98. Rugele K., Lehmus D., Hussaimova I., Peculevica J., Lisnanskis M., Shishkin A. Effect of Fly-Ash Cenospheres on Properties of Clay-Ceramic Syntactic Foams // Materials. 2017. 10(7):828.
99. Kadar C., Chmelik F., Ugi D., Mathis K., Knappek M. Damage Characterization during Compression in a Perlite-Aluminum Syntactic Foam // Materials. 2019. 12(20):3342.

100. Ribeiro J., Plaksin I., Campos J., Mendes R., Gois J. Process of shock attenuation inside a hollow glass microsphere/polymeric composite media // AIP Conference Proceedings. 505, 559 (2002).
101. Фудзии Т., Дзако М. Механика разрушения композиционных материалов: Пер. с японск. – М.: Мир, 1982. – 232 с., ил.
102. Полимерные композиционные материалы: структура, свойства, технология: учеб. пособие / М.Л. Кербер, В.М. Виноградов, Г.С. Головкин и др.: под ред. А.А. Берлина. – СПб.: Профессия, 2008. – 560 с., ил.
103. Barker L.M., Lundergan C.D., Chen P.J., Gurtin M.E. Nonlinear viscoelasticity and the evolution of stress waves in laminated composites: A comparison of theory and experiment // J. Appl. Mech. 1974. V. 41. № 4. P. 1025–1030.
104. Kanel G.I., Ivanov M.F., Parshikov A.N. Computer simulation of the heterogeneous materials response to the impact loading // Ing. J. Impact Engng. 1995. V. 17. P. 455–464.
105. Munson D.E., Boade R.R., Schuler K.W. Stress-wave propagation in Al₂O₃-epoxy mixtures // J. Appl. Phys. 1978. V. 49. № 9. P. 4797–4807.
106. Дремин А.Н., Карпухин И.А. Метод определения ударных адиабат дисперсных веществ // Прикладная механика и техническая физика. 1960. Т 1. № 3. С. 184–188.
107. Lysne P.C., Halpin W.J. Shock Compression of Porous Iron in the Region of Incomplete Compaction // J. Appl. Phys. 1968. V. 39. № 12. P. 5488–5495.
108. Butcher B.M., Karnes C.H. Dynamic compaction of Porous Iron // J. Appl. Phys. 1969. V. 40. № 7. P. 2967–2976.
109. Asay J.R., Barker L.M. Interferometric measurement of shock-induced internal particle velocity and spatial variations of particle velocity // J. Appl. Phys. 1974. V. 45. № 45. P. 2540–2546.
110. Рафейчик С.И. Экспериментальное и численное исследование параметров детонации эмульсионных взрывчатых веществ с микробаллонами из стекла: дис. ... канд. физ.-мат. наук: 01.04.17; [Место защиты: Ин-т гидродинамики им. М.А. Лаврентьева СО РАН]. – Новосибирск, 2014. – 69 с.

Список публикаций по теме диссертации

В рецензируемых изданиях:

- A1. *Rostilov T.A., Ziborov V.S.* Experimental study of shock wave structure in syntactic foams under high-velocity impact // *Acta Astronaut.* 2021. V. 178. P. 900–907.
- A2. *Зиборов В.С., Канель Г.И., Ростиллов Т.А.* Экспериментальное исследование характера деформации сферопластиков при ударном сжатии // *ФГВ.* 2020. Т. 56. № 2. С. 124–129.
- A3. *Зиборов В.С., Ростиллов Т.А.* Скорость деформации при ударном сжатии в полимеризованной эпоксидной смоле // *Вестник Московского государственного областного университета. Серия: Физика и математика.* 2019. № 4. С. 90–97.

В трудах конференций:

- A4. *Ростиллов Т.А., Зиборов В.С.* Особенности деформирования сферопластиков при высокоскоростном ударе // Сборник тезисов работ международной молодежной научной конференции XLVII Гагаринские чтения 2021. – М.: Издательство “Перо”, 2021. – Мб. [Электронное издание]. С. 1026–1027.
- A5. *Ziborov V.S., Rostilov T.A.* Experimental study of the viscosity of polymerized epoxy resin under shock compression // XXXVI International conference on interaction of intense energy fluxes with matter, March 1-6 2021, Elbrus, Kabardino-Balkaria, Russia, Abstracts Section 2. Shock Waves, Detonation and Combustion.
- A6. *Зиборов В.С., Ростиллов Т.А.* Экспериментальное исследование свойств волны ударного сжатия в среде с заданной пористостью // Тезисы XV Всероссийского симпозиума по горению и взрыву. Том I. Под ред.: д.ф.-м.н. Султанова В.Г, д.ф.-м.н. Салганского Е.А. 2020. С. 49.
- A7. *Ростиллов Т.А., Зиборов В.С.* Скорость деформации во фронте ударной волны в полимеризованной эпоксидной смоле // Труды 63-й Всероссийской научной конференции МФТИ 23–29 ноября 2020 года. Фундаментальная и прикладная физика. – Москва: МФТИ, 2020. – 520 с. С. 401–403.
- A8. *Ziborov V.S., Rostilov T.A.* Features of shock compression wave propagation in a medium with given porosity // XXXV International conference on equations of state for matter, March 1-6 2020, Elbrus, Kabardino-Balkaria, Russia, Book of Abstracts. P. 127.
- A9. *Ziborov V.S., Kanel' G.I., Rostilov T.A.* The experimental study of deformation character of spheroplastics under shock compression // XXXIV International conference on interaction of intense energy fluxes with matter, March 1-6 2019, Elbrus, Kabardino-Balkaria, Russia, Book of Abstracts. P. 124.
- A10. *Rostilov T.A. Ziborov V.S., Kanel G.I.,* VISAR-measuring profiles of the average mass velocity in the propagation of the shock wave compression in spheroplastic // XXXIII International conference on equations of state for matter, March 1-6 2018, Elbrus, Kabardino-Balkaria, Russia, Book of Abstracts. P. 143.
- A11. *Зиборов В.С., Ростиллов Т.А., Тетенков А.В.* Исследование распространения волн ударного сжатия в эпоксидных компаундах, моделирующих эмульсионные

среды, методом ВИЗАР // Гагаринские чтения – 2017: XLIII Международная молодёжная научная конференция: Сборник тезисов докладов: М.; Московский Авиационный институт (национальный исследовательский университет), 2017. С. 416–417.

A12. *Ziborov V.S., Kanel G.I., Rostilov T.A., Tetenkov A.V.* Use of laser interferometer VISAR for the investigation of the dynamic properties of substance modeling the emulsion explosive // XXXII International conference on interaction of intense energy fluxes with matter, March 1-6 2017, Elbrus, Kabardino-Balkaria, Russia, Book of Abstracts. P. 167.