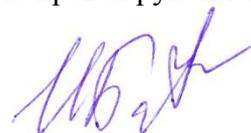


Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Институт механики сплошных сред
Уральского отделения Российской академии наук

На правах рукописи



Банникова Ирина Анатольевна

АВТОМОДЕЛЬНЫЕ ЗАКОНОМЕРНОСТИ ДЕФОРМИРОВАНИЯ И РАЗРУШЕНИЯ
СПЛОШНЫХ СРЕД ПРИ ИНТЕНСИВНЫХ ВОЗДЕЙСТВИЯХ

01.02.04 – Механика деформируемого твердого тела

Диссертация
на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель
доктор физико-математических наук,
профессор Наймарк Олег Борисович

Пермь – 2017

Оглавление

Введение.....	5
Глава 1. Методы исследования релаксационных свойств и разрушения конденсированных сред в условиях ударно-волнового нагружения	17
1.1. Поведение конденсированной среды в условиях ударно-волнового нагружения.....	17
1.2. Модель зарождения и роста пор	27
1.3. Вязкость конденсированных сред под действием высокоскоростного нагружения	37
1.4. Фрагментация конденсированной среды в условиях ударно-волнового нагружения	44
1.5. Методы нагружения конденсированных сред.....	50
1.5.1. Взрывные генераторы	50
1.5.2. Газовые пушки.....	53
1.5.3. Электромагнитные ускорители.....	54
1.5.4. Генерация ударных волн мощными импульсами лазерного излучения.....	56
1.5.5. Электрический взрыв проводника.....	56
1.6. Методы регистрации профилей скорости свободной поверхности	58
1.6.1. Емкостные датчики скорости.....	59
1.6.2. Электромагнитные датчики	60
1.6.3. Контактные датчики	61
1.6.4. Лазерный доплеровский измеритель скорости PDV	62
1.6.5. Интерференционная система VISAR	63
1.6.6. Методы регистрации профилей давления	68
1.7. Выводы.....	71
Глава 2. Методики определения релаксационных свойств и разрушения конденсированных сред при ударно-волновом (электровзрывном) нагружении.....	73
2.1. Методика работы на установке электровзрыва проводника (ЭВП) в жидкостях.....	73
2.1.1. Расчет энергии и давления в момент инициирования взрыва проводника.....	75
2.1.2. Пояс Роговского и его режимы	76
2.1.3. Измерение электрической силы тока с помощью шунта	80

2.2. Методика измерения скорости свободной поверхности конденсированных сред с помощью системы VISAR	86
2.2.1. Скорость ударной волны в конденсированной среде	90
2.2.2. Определение релаксационных свойств конденсированных сред при ударно-волновом нагружении	91
2.3. Методики исследования статистических закономерностей разрушения трубчатых образцов под действием электровзрывного нагружения в жидкости	94
2.3.1. Метод «взвешивания»	94
2.3.2. Метод «фотографии». Фактор формы фрагментов	95
2.4. Выводы	99
Глава 3. Экспериментальное исследование поведения жидкостей в условиях ударно-волнового нагружения.....	100
3.1. Экспериментальное исследование релаксационных свойств жидкостей.....	100
3.1.1. Реологические параметры исследуемых жидкостей	100
3.1.2. Импульсное нагружение жидкостей методом электровзрыва проводника.....	101
3.1.3. Плоско-волновое нагружение жидкостей методом взрывного генератора.....	102
3.1.4. Механические свойства дистиллированной воды при импульсном нагружении...	104
3.1.5. Особенности волновых фронтов в дистиллированной воде.....	107
3.1.6. Механическое поведение глицерина при импульсном нагружении	109
3.1.7. Механические свойства силиконового и трансформаторного масла при импульсном нагружении	114
3.2. Автомодельность волновых фронтов жидкостей	118
3.3. Сдвиговая вязкость жидкостей и ее влияние на откольную прочность в условиях высокоскоростного нагружения	119
3.3.1. Ударные адиабаты жидкостей	120
3.3.2. Сдвиговая вязкость	123
3.4. Выводы	126
Глава 4. Экспериментальное исследование автомодельных закономерностей фрагментации керамик при импульсном нагружении	128

4.1. Постановка и проведение эксперимента по фрагментации керамик методом электровзрыва проводника в жидкости	128
4.1.1. Структурные особенности трубчатых образцов из Al_2O_3	131
4.2. Особенности фрагментации керамических образцов из Al_2O_3	133
4.2.1. Влияние удельной энергии на фрагментацию керамической трубки.....	134
4.2.2. Анализ статистики фрагментации.....	136
4.3. Механизмы формирования 2D и 3D фрагментов.....	140
4.4. Выводы	145
Заключение	146
Список литературы	148

Введение

Актуальность темы исследования и степень ее разработанности. Физические механизмы, приводящие к разрушению конденсированных сред, связаны с многомасштабными явлениями структурной релаксации, обусловленными дефектами. Условия ударно-волнового воздействия с характерными временами, близкими к временам структурной релаксации, дают уникальную возможность экспериментального исследования кинетических закономерностей процессов разрушения и деформирования. Мезоскопические дефекты, которые по своей природе являются флуктуациями поля смещений, могут быть связаны с коллективными движениями групп атомов и молекул. Этот механизм движения, известный как пластическое течение в твердых телах, не соответствует традиционно рассматриваемому для жидкостей (по аналогии с газами) диффузионному механизму переноса импульса, но может играть, как впервые было отмечено Я. И. Френкелем, важную роль в механическом поведении жидкостей. Аналогичная попытка была предпринята в работах академика А. Д. Сахарова с сотрудниками при изучении релаксационных явлений на фронте ударных волн, когда впервые была установлена универсальная асимптотика вязкости конденсированных сред при скоростях деформации $\dot{\epsilon} \sim 10^4 \div 10^5$ 1/с.

Деформирование и разрушение твердых тел при ударно-волновом нагружении сопровождается выраженными автомодельными закономерностями: степенная зависимость скорости деформации от амплитуды нагружения (данные L. M. Barker, J. W. Swegle-D. E. Grady), асимптотическая зависимость времени разрушения от амплитуды нагружения при разрушении в условиях взаимодействия волн сжатия и разрежения (эффект «динамической ветви», данные Н. А. Златина, Г. С. Пугачева, А. Н. Дремина, А. М. Молодца и др.). Эффекты автомодельности связываются с универсальными взаимодействиями механизмов структурной релаксации и диссипации при пластическом течении твердых тел (степенной закон Свигла-Греди) и «подчинением» динамики напряжений кинетике накопления дефектов, предшествующей формированию очагов разрушения и зарождению макроскопической трещины (Г. И. Канель, С. В. Разоренов, В. Е. Фортов, А. Н. Дремин, А. М. Молодец, Н. А. Златин, Г. С. Пугачев, С. М. Мочалов, Е. Н. Беллендир, А. Синани, О. Б. Наймарк, Z. Rozenberg, N. Bourn, S. Bless и др.).

Современные представления о механизмах деформирования и разрушения, экспериментальные возможности использования техники ударно-волнового эксперимента и систем регистрации высокого временного разрешения могут являться основой разработки универсальных методов исследования реологических свойств и разрушения конденсированных сред, обусловленных многомасштабными структурными эффектами.

Цель и задачи исследования. Целью диссертационной работы является экспериментальное исследование релаксационных свойств конденсированных сред (дистиллированная вода, глицерин, силиконовое и трансформаторное масло, керамики на основе оксида алюминия) при сжатии и растяжении в условиях ударно-волновых воздействий для установления связи автомодельных закономерностей деформирования и разрушения с многомасштабными механизмами структурной релаксации, обусловленными поведением мезоскопических дефектов.

Для достижения поставленных целей были сформулированы и решены следующие **основные задачи:**

1. Развитие подхода по исследованию релаксационных свойств и разрушения конденсированных сред с использованием импульсного (ударно-волнового) нагружения методом электрического взрыва проводника (ЭВП) и методом взрывного генератора (ВГ).

2. Разработка программного обеспечения для анализа сигналов, полученных с использованием интерференционной оптоволоконной системы VISAR, с целью получения профилей скорости свободной поверхности для исследований релаксационных свойств, откольной прочности и механизмов разрушения конденсированных сред (жидкостей, керамики).

3. Реализация экспериментальной программы по исследованию релаксационных свойств и разрушения жидкостей (дистиллированная вода, технический глицерин, силиконовое масло, трансформаторное масло) при различных температурах в интервале скоростей деформации $10^5 \div 10^7$ 1/с методом ЭВП (на базе Института механики сплошных сред УрО РАН) и методом ВГ (на базе Института проблем химической физики РАН).

4. Анализ на основе данных доплеровской интерферометрии (система VISAR) профилей скорости свободной поверхности, релаксационных свойств и разрушения жидкостей при различных амплитудах, энергиях импульсного нагружения и температурах.

5. Исследование автомодельных закономерностей формирования ударно-волновых фронтов и разрушения жидкостей, сопоставление с данными по формированию автомодельных волновых фронтов и разрушения твердых тел при импульсном нагружении.

6. Разработка подхода по исследованию статистических закономерностей фрагментации хрупких (керамических) материалов с использованием метода ЭВП в жидкости для реализации схемы «сохранения фрагментов».

7. Развитие метода исследования статистических закономерностей фрагментации на основе анализа цифровых изображений фрагментов и ансамбля пор («метод фотографии») с целью выявления автомодельных многомасштабных закономерностей разрушения керамик.

Научная новизна работы заключается в том, что впервые с использованием оригинальной экспериментальной установки, реализующей ударно-волновое нагружение конденсированных сред методом электровзрыва проводника, на основе анализа данных доплеровской интерферометрии исследованы релаксационные и прочностные свойства жидкостей, выполнены эксперименты по множественной фрагментации керамик в условиях «сохранения фрагментов» и установлены автомодельные закономерности механизмов релаксации и разрушения конденсированных сред при интенсивных нагрузках.

1. Установлены автомодельные закономерности формирования волновых фронтов в жидкостях в диапазоне скоростей деформации $\dot{\epsilon}^* \sim 10^5 \div 10^7$ 1/с.
2. Обоснован вывод о неньютоновском (псевдопластическом) механизме переноса импульса в исследованных жидкостях в диапазоне скоростей деформации $\dot{\epsilon}^* \sim 10^5 \div 10^7$ 1/с.
3. Установлена зависимость откольной прочности полярных и неполярных жидкостей от скорости деформации ($\dot{\epsilon} \sim 10^4 \div 10^5$ 1/с).
4. Установлена зависимость откольной прочности глицерина от температуры в интервале скоростей деформации $\dot{\epsilon} \sim 10^4 \div 10^5$ 1/с.
5. Обоснован вывод о многомасштабном характере зарождения и роста дефектов (пор) в керамике Al_2O_3 и жидкостях в диапазоне скоростей деформации $\dot{\epsilon} \sim 10^4 \div 10^5$ 1/с.
6. Обоснован механизм разрушения керамик в интервале скоростей деформации $\dot{\epsilon}^* \sim 10^5 \div 10^7$ 1/с в соответствие с установленными типами статистических распределений фрагментов по размерам.

Теоретическая и практическая значимость работы. Результаты исследований служат экспериментальной основой верификации широкодиапазонных определяющих соотношений и могут быть использованы для развития теоретических подходов к описанию поведения конденсированных сред, стадийности разрушения, включая статистические закономерности фрагментации.

Разработанные методики исследования механизмов релаксации и разрушения могут быть распространены на различные типы перспективных материалов и использоваться при подготовке высококвалифицированных специалистов в области физики конденсированных сред.

Методы исследования: методы импульсного сжатия и растяжения сред при помощи электрического взрыва проводника и взрывного генератора; методы непрерывной регистрации профилей скорости образца с использованием лазерных измерителей скорости движения свободных и контактных поверхностей образца; совместное применение поляризационного датчика измерения давления с методом непрерывной регистрацией профиля массовой скорости для определения скорости ударной волны; статические методы с использованием вискозиметра

и видео регистрации всплытия пузырей для определения динамической вязкости жидкостей; ультразвуковой метод измерения скорости звука в образцах; «метод взвешивания» и «метод фотографии» для определения массы; оптическая микроскопия структуры керамических образцов.

Положения, выносимые на защиту:

1. Автомодельные закономерности формирования волновых фронтов в жидкостях (вода, глицерин, силиконовое и трансформаторное масла), соответствующие степенному закону зависимости скорости деформации от амплитуды импульса сжатия $\dot{\epsilon}^* \sim P_0^\beta$ в диапазоне скоростей деформации $\dot{\epsilon}^* \sim 10^5 \div 10^7$ 1/с.

2. Вывод о неньютоновском (псевдопластическом) механизме переноса импульса в исследованных жидкостях в диапазоне скоростей деформации $\dot{\epsilon}^* \sim 10^5 \div 10^7$ 1/с.

3. Зависимость откольной прочности полярных и неполярных жидкостей от скорости деформации ($\dot{\epsilon} \sim 10^4 \div 10^5$ 1/с).

4. Зависимость откольной прочности глицерина от температуры вблизи точки фазового перехода и ниже в интервале скоростей деформации $\dot{\epsilon} \sim 10^4 \div 10^5$ 1/с.

5. Вывод о многомасштабном характере зарождения и роста дефектов (пор) в диапазоне скоростей деформации $\dot{\epsilon} \sim 10^4 \div 10^5$ 1/с, основанный на анализе автомодельных закономерностей формирования разрушения в жидкостях и твердых телах

6. Закономерности статистики фрагментации керамических материалов (на примере Al_2O_3) в интервале скоростей деформации $\dot{\epsilon}^* \sim 10^5 \div 10^7$ 1/с (энергии нагружающего импульса $4 \div 22$ Дж/г), соответствующие различным видам (степенное и экспоненциальное) распределения фрагментов по размерам.

7. Обоснование механизмов разрушения керамик при интенсивных нагрузках в соответствие с видом статистических распределений.

Достоверность и обоснованность полученных результатов и выводов обеспечивается использованием апробированных экспериментальных методик, большой статистической выборкой измерений, высокой степенью воспроизводимости экспериментальных результатов, соответствием экспериментальных результатов известным литературным данным и результатам, полученных в данной работе различными методами.

Личный вклад автора. Автором настоящей работы (совместно с С. В. Уваровым, с.н.с. ИМСС УрО РАН) модернизирована и усовершенствована установка ЭВП для исследования поведения конденсированных сред в условиях высокоскоростного нагружения. Автором разработана методика по определению скорости ударной волны в жидкости по данным измерений на установке ЭВП с использованием системы доплеровской интерферометрии VISAR. Разработаны алгоритм и программа по определению скорости свободной поверхности в

конденсированной среде с пользовательским интерфейсом. На установке ЭВП автором (совместно с С. В. Уваровым) проводились эксперименты в условиях сжатия и растяжения на жидкостях и керамике. Автор принимал непосредственное участие в подготовке и проведении экспериментов (совместно А. В. Уткиным, зав. лаб. Детонации и А. Н. Зубаревой, м.н.с. ИПХФ РАН) при исследовании жидкостей в условиях плоского удара методом ВГ, включая подготовку экспериментальныхборок испытываемого образца для получения ударной адиабаты силиконового масла. Проведение эксперимента и расчет по получению ударной адиабаты совместно с А. В. Уткиным и А. Н. Зубаревой. Автором проведена обработка данных с интерферометра VISAR с помощью созданной программы и получены профили скорости свободной поверхности жидкостей, анализ которых проведен совместно с А. В. Уткиным и С. В. Уваровым. Личным вкладом автора является получение и анализ данных для воды, глицерина, силиконового и трансформаторного масел и керамики.

Апробация работы. Основные положения и результаты работы докладывались на российских и международных конференциях, в том числе: XVIII, XIX, XX Всероссийские конференции «Зимняя школа по механике сплошных сред», г. Пермь (2013, 2015, 2017); Всероссийская конференция «Взрыв в физическом эксперименте», г. Новосибирск (2013); Российская конференция «XXI Петербургские чтения по проблемам прочности, к 100-летию со дня рождения Л. М Качанова и Ю. Н. Работнова», г. Санкт-Петербург (2014); XI Всероссийский съезд по фундаментальным проблемам теоретической и прикладной механики, г. Казань (2015); XXIV Всероссийская школа-конференция молодых ученых и студентов «Математическое моделирование в естественных науках», г. Пермь (2015); Международные конференции XV и XVII «Харитоновские тематические научные чтения», г. Саров (2013, 2015); Международная конференция «Иерархически организованные системы живой и неживой природы», г. Томск (2013); Международная конференция «Физическая мезомеханика многоуровневых систем. Моделирование, эксперимент, приложения», г. Томск (2014); Международная конференция «Перспективные материалы с иерархической структурой для новых технологий и надежных конструкций», г. Томск (2015); XII и XIII Международная конференция «Забабахинские научные чтения» (тематика: Свойства веществ при высокоинтенсивных процессах) г. Снежинск (2014, 2017); Международная конференция 20th European Conference on Fracture «Fracture at all scales», Trondheim, Norway (2014); International Workshop "Failure of Heterogeneous Materials under Intensive Loading: Experiment and Multi-scale Modeling", Perm (2014); XXIX и XXXI International Conferences on Equations of State for Matter, Elbrus, Kabardino-Balkaria (2014, 2016); XXX International Conference on Interaction of Intense Energy «Fluxes with Matter», Elbrus, Kabardino-Balkaria (2015); 10th Meeting of ESIS-TC2 on Micromechanisms, Leoben, Austria (2015), III Всероссийская молодежная конференция «Успехи химической физики», Черноголовка,

Россия (2016); Международная конференция «Механика, ресурс и диагностика материалов и конструкций», г. Екатеринбург (2016); 21th European Conference on Fracture. «Fracture and Safety», Catania, Italy (2016).

Ключевые результаты получены в рамках исследований по программе фундаментальных исследований Президиума РАН (15-1-1-9, 15-10-1-18, 12-С-1013, 12-П-1-1021), проектов Российского фонда фундаментальных исследований (14-01-00842 А, 14-01-96012 р_урал_а, 14-01-96015 р_урал_а, 15-08-08921_А, 16-41-590892 р_а, 16-31-00283 мол_а) и Российского Научного Фонда (14-19-01173).

Публикации. Результаты работы изложены в 18 статьях и 19 тезисах в периодических изданиях, сборниках, трудах и материалах международных и российских конференций. Основные результаты приведены в работах [1-15]: 3 статьи [1-3] – в российских журналах, которые входят в перечень ВАК РФ; 8 статей – в системе цитирования WoS [1-3,5-9]; 9 статей – в Scopus [1-9]; 6 статей – РИНЦ [1-4, 10-12]. Зарегистрирована программа для ЭВМ [16].

Структура и объем диссертационной работы. Диссертационная работа состоит из Введения, Четырех глав и Выводов по результатам исследования. Работа изложена на 168 страницах и содержит 104 рисунка, 7 таблиц. Список литературы включает 249 наименований.

Основное содержание работы. Во **введении** обсуждается актуальность, цели и задачи исследования, положения выносимые на защиту, приводится краткое описание работы и формулируются выводы по основным результатам.

Первая глава носит обзорный характер и посвящена современным представлениям о процессах деформирования и разрушения конденсированной среды, исследованию ее физико-механических свойств методами квазистатического, динамического и ударно-волнового нагружения. Механические свойства конденсированных сред в широком диапазоне скоростей деформирования обусловлены многомасштабными механизмами структурной релаксации, которые проявляются на макроскопическом уровне в виде соответствующих определяющих соотношений вязкого, упруго-пластического деформирования, кинетических уравнений накопления поврежденности. Одним из перспективных экспериментальных методов, позволяющим исследовать релаксационные свойства и стадийность накопления поврежденности при разрушении, является техника ударно-волнового нагружения, совмещенная с процессом регистрации массовой скорости методом доплеровской интерферометрии. При этом измерения реализуются на масштабах времен, близких к временам структурной релаксации и отражающим многоуровневую кинетику зарождения и роста дефектов, кинетику фазовых превращений.

В **параграфе 1.1** представлен обзор поведения конденсированной среды в условиях ударно-волнового нагружения. Обсуждаются особенности ударно-волнового нагружения,

явление откольного разрушения, основные формулы для вычисления растягивающих напряжений, построение адиабаты Гюгонио по данным экспериментов, построение (x-t) и (p-u) диаграмм взаимодействий, влияние динамического импеданса сред на прохождение ударной волны (УВ) в материале и взаимодействие с его структурой. Представлен обзор работ, посвященных исследованию поведения жидкостей в условиях высокоскоростного нагружения, явлению откольного разрушения в жидкостях и твердых телах.

Параграф 1.2 посвящен обсуждению закономерностей зарождения и роста пор при отражении импульса сжатия от границы раздела двух сред, представлениям о влиянии кавитации на процесс разрушения внешних конструкций, моделям откольного разрушения, с учетом зарождения, роста и схлопывания пор в средах с прочностью. Обсуждаются работы по влиянию температуры и давления на зону кавитации. Экспериментальному и теоретическому исследованию прочности жидкостей в условиях импульсного растяжения посвящены работы М. Корнфельда, А. Н. Дремина, Г. И. Канеля., G. A. Carlson, С. А. Новикова, А. А. Богача, В. А. Сосикова и А. В. Уткина, О. Н. Игнатовой; в работах S. T. Cui, С. McCabe изучается влияние скорости деформации на вязкость среды. Теоретическая модель разрушения, учитывающая зарождение и рост пор при растяжении (отрицательные давления) и их инерционное расширение при положительных давлениях, и описывающая экспериментально полученные закономерности явления откола в жидкостях, получила развитие в работах А. В. Уткина и О. Н. Игнатовой.

В **параграфе 1.3** представлен обзор работ, посвященных поведению вязкости конденсированных сред в условиях высокоскоростного нагружения. Отмечается, что реологические особенности поведения жидкостей при сдвиговом течении могут быть связаны с неравновесными (вязкоупругими) эффектами сдвиговой и объемной (локальное изменение плотности) дисторсии, обусловленными структурой жидкости, проявляющиеся в существовании длинновременных составляющих релаксационного спектра (работы Т. Yamada, К. Kawasaki, J. D. Gunton, D. J. Evans, и др.). Это соответствует данным по измерению сдвиговых модулей и релаксационных спектров при наложении осцилляций на сдвиговое течение жидкостей (Б. В. Дерягин и др.), когда эффекты сдвиговой упругости наблюдались при частотах 10^5 Гц. Присутствие длинновременной части спектра с временами $\tau \sim 10^{-5}$ с связывается в соответствие с идеей Я.И. Френкеля с согласованным перемещением и переориентацией групп молекул, что сопряжено с существенно большими характерными временами релаксации. Это предположение косвенно подтверждается в работах А. Д. Сахарова, В. Н. Минеева с сотрудниками при изучении релаксационных явлений в жидкостях на фронте ударных волн. Установленные близкие асимптотики вязкости $\sim 10^3 \div 10^4$ Па·с для твердых тел и жидкостей для скоростей деформации $\dot{\epsilon}^* = 10^5$ 1/с указывают на существование

длинновременных составляющих спектра. В работе L. V. Al'tshuler приведены результаты измерения вязкости воды при давлениях ($3\div 8$ ГПа) за фронтом ударной волны, и установлены значения вязкости, близкие к данным В. Н. Минеева и Р. М. Зайделя.

В **параграфе 1.4** приведен анализ работ, посвященных разрушению металлов и квазихрупких материалов по данным статистики распределения фрагментов в зависимости от интенсивности (энергии) нагружения.

При обсуждении экспериментальных методов (**параграфы 1.5, 1.6**) отмечается, что точность измерений волновых профилей существенным образом зависит от используемых способов генерации и регистрации импульсов ударного сжатия: метод взрывного генератора, газовые баллистические установки (метод плоского удара), электромагнитные ускорители; метод ионного импульсного пучка, совмещенные с различными системами регистрации (метод емкостного датчика, тензометрирование, доплеровская интерферометрия скорости свободной и контактной поверхности). Приведен обзор экспериментальных и методических аспектов инициирования импульсного нагружения в микро и наносекундном временных диапазонах методом электровзрыва проводников (ЭВП).

Во **второй главе** описаны методики, предложенные для определения релаксационных свойств и разрушения конденсированных сред при ударно-волновом нагружении. **Параграф 2.1** посвящен методике работы на установке электровзрыва проводника в жидкостях, приведены внешний вид и принципиальная схема экспериментальной установки. Приведены режимы электровзрывного нагружения, оценка давления и энергии ударно-волнового импульса, инициированного взрывом медного проводника. **Параграф 2.2** посвящен методике измерения массовой скорости (по данным скорости свободной поверхности) с использованием интерференционной системы VISAR Martin Froeschner & Associates Optoelectronics FDVI Mark IV-3000 (США) и цифрового осциллографа Tektronix DPO 7254 Digital Phosphor Oscilloscope (США). Для измерения скорости свободной поверхности жидкости на различных расстояниях от взрываемого проводника был разработан измерительный датчик, совмещенный с оптоволоконной системой измерения. Датчик представлял собой трубку из ПВХ диаметром 10 мм с помещённой внутрь собирающей линзой. На свободном торце трубки закреплялось зеркало-отражатель. Приведена схема и метод измерения профиля скорости свободной поверхности. По данным измерений VISAR зарегистрировано появление двух импульсов. Первый импульс частично повторял профиль изменения электрического тока, протекающего через проводник, и, возможно, связан с воздействием электромагнитного импульса на среду или материалы измерительного датчика на оптоволоконном входе. Время процессов, сопровождавших взрыв проводника, в среднем оставалось соизмеримым с длительностью затухания первого импульса. Установлено, что время Δt , через которое появлялся второй

импульс, линейным образом зависело от заданного расстояния X от места инициирования взрыва до измерительной поверхности-отражателя датчика. Наличие двух импульсов позволило измерить скорость ударной волны D в воде и глицерине. Второй импульс связан с регистрацией скорости свободной поверхности отражателя [1, 4]. В **параграфах 2.2, 2.3** представлены основные соотношения для расчета скорости свободной поверхности конденсированных сред, вычисления скорости деформации на фронте волны сжатия и разгрузки, а также формулы для вычисления откольной прочности материала, амплитуды напряжений на фронте волны сжатия, соотношения для определения сдвиговой вязкости жидкостей в условиях ударно-волнового нагружения.

Параграф 2.4 посвящен методикам исследования статистических закономерностей разрушения и фрагментации трубчатых образцов под действием импульса, инициированного ЭВП в жидкости. Амплитуда импульсного нагружения образцов в установке ЭВП регулировалась изменением энергии на емкостной батарее. Длительность разряда составляла $0.3\div 0.8$ мкс. Приведен обзор методов «взвешивания» для определения массы фрагментов. Обсуждается оригинальный метод определения массы фрагментов («метод фотографии»), основанный на численной обработке изображений фрагментов, что позволило значительно сократить время и повысить качество статистического анализа фрагментации с учетом «фактора формы» для определения массы фрагментов в случае трубчатых образцов. Сопоставление методов «взвешивания» и «фотографии» показало, что разница в оценках массы фрагментов не превышала 5%. Фрагменты разрушенного образца собирались для дальнейшего анализа, масса фрагментов в среднем составляла 98% от массы исходного образца.

В **третьей главе** представлены экспериментальные и теоретические результаты исследования релаксационных свойств в жидкостях при инициировании ударно-волнового импульса методами электрического взрыва проводника (ЭВП) и взрывного генератора (ВГ). Приведены две схемы постановки экспериментов.

Профили скорости свободной поверхности жидкости измерялись методом доплеровской интерферометрии («система VISAR») [1, 16, 17]. В схеме 1 (метод ЭВП) максимальное значение ударного импульса определялось величиной запасённой энергии в емкостной батарее и расстоянием от места инициирования взрыва до «отражателя» регистрационной системы VISAR. Во втором методе максимальное значение ударного импульса задавалось только толщиной образца [2].

Приведены реологические параметры исследуемых жидкостей. Динамическая вязкость глицерина и силиконового масла измерялась на вискозиметре Brookfield IV Pro в зависимости от изменения температуры. Скорость звука в жидкостях (глицерин, силиконовое масло) измерялась при помощи ультразвукового датчика Ultrasonic Thickness Gauge A1208.

В параграфах 3.1 и 3.2 представлены результаты экспериментального исследования дистиллированной воды и глицерина методом ЭВП; силиконового масла, глицерина и трансформаторного масла методом взрывного генератора (Лаборатории детонации, ИПХФ РАН). Выявлены особенности профилей волновых фронтов масел (силиконовое масло и трансформаторное масло) и жидкостей с водородными связями (вода, глицерин). Приведены профили скорости свободной поверхности, полученные методами взрывного генератора и электрического взрыва проводника. Отмечены некоторые качественные особенности профилей для разных жидкостей.

Получены значения откольной прочности жидкостей в зависимости от скорости деформации на фронте волны разрежения. Вычислена амплитуда импульса сжатия. Проведена оценка скорости деформации на фронте волны разрежения. Обсуждается степенной характер зависимостей скорости деформации на волновых фронтах от амплитуды импульсов в жидкостях в сопоставлении с данными об автомодельных пластических волновых фронтах в твердых телах.

Установлено влияние скорости деформации на откольную прочность жидкостей (глицерин) при различной начальной температуре.

Полученные зависимости $\dot{\epsilon}^*(P_0)$, $P_s(\dot{\epsilon})$ и $P_s(T)$ объяснены в рамках теории гомогенного зародышеобразования и связаны с реологическими параметрами жидкостей (вязкостью и поверхностным натяжением).

В параграфах 3.3 приведена оценка сдвиговой вязкости жидкостей в условиях УВ нагружения. Сдвиговая вязкость находилась как отношение вязкого напряжения к скорости сдвиговой деформации. Обе эти величины определялись по измеренным профилям скорости и ударным адиабатам жидкостей. Проведены эксперименты на силиконовом масле, и в первом приближении была получена ударная адиабата. Установлено, как скорость деформирования $\dot{\epsilon}^*$ влияет на сдвиговую вязкость η^* глицерина, силиконового масла и дистиллированной воды. Во всех рассмотренных случаях сдвиговая вязкость жидкостей при ударно-волновом воздействии заметно превышала величину, измеренную в статических условиях, что наблюдалось ранее в работах [18–21].

В четвертой главе приведены основные результаты экспериментального исследования разрушения керамических (Al_2O_3) трубчатых образцов, погруженных в жидкость (дистиллированная вода), под действием ударно-волнового нагружения, которое инициировалось коаксиальным электрическим взрывом проводника. Исследование разрушения при импульсном нагружении хрупких материалов в жидкости создает уникальные возможности изучения статистических закономерностей множественного разрушения без влияния «вторичных» проявлений фрагментации. Установлено, что механизмы разрушения трубчатых

образцов включают стадии зарождения и распространения трещин, что сопровождается образованием крупных (2D) и мелких 3D фрагментов при выраженных эффектах ветвления трещин, наблюдаемых на внутренней поверхности образца. Показано, что образец фрагментировался на объекты, которые имели двумерную геометрию (2D) с характерным размером $d^* \geq d$, где d – это толщина трубки (2.05 мм) и трехмерную геометрию с характерным размером $d^* < d$. Установлены статистические распределения 2D и 3D фрагментов по размерам, соответствующие образованию и распространению (ветвлению) трещин различного типа.

Измерение профилей скорости свободной поверхности в жидкости, полученные с помощью системы VISAR, позволило провести оценку скорости звука в керамике.

Установлены закономерности статистических распределений для размеров (массы) фрагментов. Показано, что развитая начальная дефектная (пористая) структура в условиях высокоскоростного нагружения инициирует многоочаговый сценарий развития поврежденности в керамике. Полученные результаты позволяют установить аналогию с поведением жидкостей при интенсивных нагрузках, когда на разрушение и откольную прочность существенно влияет кавитационная (пористая) структура жидкостей. Рассмотрено влияние энергии нагружения на вид распределений фрагментов трубчатых образцов для различных значений k – отношение толщины трубки к внутреннему радиусу. Установлено влияние данного параметра на законы распределения фрагментов для умеренных ($w \sim 4 \div 23$ Дж/г) и высоких (~ 200 Дж/г) значений удельной энергии нагружения. Установлен переход распределения фрагментов $N(m)$ к единому степенному распределению при увеличении энергии разрушения тонкостенных оболочек с характерным параметром $k < 1$ при электровзрывном растяжении в жидкости. В случае ударно-волнового нагружения толстостенных оболочек с $k > 1$ распределение фрагментов по массе описывается одной экспоненциальной функцией.

В заключении приводятся основные результаты и выводы по работе:

1. Установлены автомодельные закономерности формирования волновых фронтов в жидкостях (вода, глицерин, силиконовое и трансформаторное масла), соответствующие степенному закону зависимости скорости деформации от амплитуды импульса сжатия $\dot{\varepsilon}^* \sim P_0^\beta$ в диапазоне скоростей деформации $\dot{\varepsilon}^* \sim 10^5 \div 10^7$ 1/с.

2. Обнаружен неньютоновский (псевдопластический) механизм переноса импульса в жидкостях в диапазоне скоростей деформирования $\dot{\varepsilon}^* \sim 10^5 \div 10^7$ 1/с по результатам сравнительного анализа экспериментальных данных, отражающих автомодельные

закономерности формирования волновых фронтов в твердых телах и жидкостях (данные оригинальных экспериментов).

3. Установлено, что откольная прочность полярных жидкостей (вода, глицерин), в отличие от неполярных (силиконовое, трансформаторное масло), обнаруживает в диапазоне $\dot{\varepsilon} \sim 10^4 \div 10^5$ 1/с степенную зависимость разрушающего напряжения от скорости деформации $P_S \sim \dot{\varepsilon}^\alpha$.

4. Установлено увеличение откольной прочности P_S глицерина с понижением температуры T (в окрестности точки фазового перехода) в интервале скоростей деформации $\dot{\varepsilon} \sim 10^4 \div 10^5$ 1/с.

5. Проведен сравнительный анализ экспериментальных данных по автомодельным закономерностям формирования откольного разрушения в жидкостях и твердых телах, позволивший обосновать вывод о многомасштабном механизме зарождения и роста дефектов (пор), предшествующему формированию зоны откола в диапазоне скоростей деформации $\dot{\varepsilon} \sim 10^4 \div 10^5$ 1/с

6. Показано, что увеличение скорости деформации $\dot{\varepsilon}^*$ влияет на изменение сдвиговой вязкости η^* жидкостей: в случае глицерина и силиконового масла вязкость η^* увеличивается, в случае воды наблюдается уменьшение сдвиговой вязкости η^* .

7. Установлены статистические закономерности фрагментации керамических материалов (на примере Al_2O_3) в интервале скоростей деформации $\dot{\varepsilon}^* \sim 10^5 \div 10^7$ 1/с (энергии нагружающего импульса $4 \div 22$ Дж/г), соответствующие различным видам распределения фрагментов по массе (размерам): экспоненциальное для 2D фрагментов и степенное для 3D фрагментов.

8. В соответствии с видом статистических распределений обоснована стадийность разрушения керамик при интенсивных нагрузках: переход от комбинированного экспоненциально-степенного к степенному распределению при увеличении энергии разрушения тонкостенных оболочек.

Благодарности. Автор диссертационной работы выражает признательность сотрудникам лаборатории Физических основ прочности Института механики сплошных сред УрО РАН (г. Пермь) (С. В. Уварову за помощь в проведении экспериментов и обсуждение результатов, М. М. Давыдовой за обсуждение результатов), сотрудникам лаборатории Детонации Института проблем химической физики РАН (г. Черноголовка) (А. В. Уткину и А. Н. Зубаревой за помощь в проведении экспериментов и обсуждение результатов), научному руководителю О. Б. Наймарку за обсуждение и плодотворное время работы, родным и близким за поддержку.

Глава 1. Методы исследования релаксационных свойств и разрушения конденсированных сред в условиях ударно-волнового нагружения

Глава носит обзорный характер и посвящена современным представлениям о процессах деформирования и разрушения конденсированных сред, исследованию их физико-механических свойств методами квазистатического, динамического и ударно-волнового нагружения. Механические свойства конденсированных сред в широком диапазоне скоростей деформирования обусловлены многомасштабными механизмами структурной релаксации, которые описываются на макроскопическом уровне соответствующими определяющими соотношениями вязкого, упруго-пластического деформирования, кинетическими уравнениями накопления поврежденности. Одним из перспективных экспериментальных методов, позволяющим исследовать релаксационные свойства и стадийность накопления поврежденности при разрушении, является техника ударно-волнового нагружения, совмещенная с «in-situ» регистрацией массовой скорости методом доплеровской интерферометрии. При этом измерения реализуются на масштабах времен, близких к временам структурной релаксации и отражающим многоуровневую кинетику зарождения и роста дефектов.

1.1. Поведение конденсированной среды в условиях ударно-волнового нагружения

Решение задач механики основано на использовании основных законов механики и физики, а также соотношений, описывающих свойства рассматриваемого материала. Математическое описание связей между напряжениями, деформациями и их производными по времени известно как определяющее уравнение состояния материала. Каждое описание дает математическую модель для класса материалов с идеализированным поведением, как пишет Т. Николас в книге [22]. Материалы обычно разделяются на следующие классы: линейноупругие, нелинейноупругие, вязкоупругие, вязкопластические. Динамическая классификация механических испытаний представлена на Рисунке 1.1.1.

При описании характеристик течения материала, а также свойств, зависящих от скорости деформации, необходимо знать пластическое поведение материала при разгрузке или при смене направления нагружения. Таким образом, в общем случае приходится рассматривать задачу динамической пластичности. Для простоты и в соответствии с экспериментальными наблюдениями компоненты тензоров напряжений и деформаций разделяются на их гидростатические (шаровые) и девиаторные части. При относительно небольших давлениях шаровые части, т.е. среднее напряжение (давление) и средняя деформация (объем или плотность), предполагаются связанными друг с другом линейной зависимостью. При высоких

давлениях, когда нужно учитывать термодинамические эффекты, эти величины связываются уравнениями состояния. Девиаторные составляющие, или сдвиговые напряжения и деформации, описывают пластическое поведение или закон течения материала, а также любые влияния скорости деформации. В теории ударных волн или гидродинамической теории, в первую очередь учитываются гидростатические компоненты из-за их доминирующего влияния, в то время как понятие поверхности текучести и влияния скоростей деформаций главным образом связаны со сдвиговыми составляющими. Взаимодействием между сдвиговыми и гидростатическими составляющими, которое обычно проявляется в виде эффектов второго порядка малости, в общем случае пренебрегают с целью упрощения математической задачи и численных расчетов.



Рисунок 1.1.1 – Динамическая классификация механических испытаний [22]

В настоящей диссертационной работе автором рассматривается поведение жидкостей в условиях ударно-волнового нагружения. Состояние деформируемой жидкости описывается двумя тензорами – тензором напряжений σ_{ik} (симметричный тензор, нормальные компоненты – σ_{xx} , σ_{yy} , σ_{zz} ; касательные или сдвиговые – σ_{xy} , σ_{yz} , σ_{zx}), тензором деформации ϵ_{ik} , а также скоростью деформации $\dot{\epsilon}_{ik}$. Сдвиговые напряжения в работе обозначают как τ_{ik} , нормальные – как σ_k . В работе вязкое напряжение представлено в виде следующего соотношения

$$\tau_v = \frac{S_v}{\sqrt{2}}, \quad (1.1.1)$$

где S_v [23] находилось как $S_v \sim \frac{S}{2\rho_0 c_0^2} P_0^2$, S – коэффициент наклона в уравнении ударной адиабаты для жидкостей, P_0 – экспериментальные значения амплитуды импульса сжатия. Величина скорости сдвиговой деформации определялась выражением

$$\dot{\gamma}_p = \frac{\sqrt{2}}{3} \cdot \dot{\varepsilon}^*, \quad (1.1.2)$$

где $\dot{\varepsilon}^*$ – скорость деформации на фронте волны сжатия определялась из эксперимента по ударно-волновому нагружению жидкостей (см. Глава 3).

Приращение удельного объема V равно сумме относительных удлинений по трем ортогональным направлениям, проведенным через данную точку:

$$\frac{dV}{V} = d\varepsilon_x + d\varepsilon_y + d\varepsilon_z. \quad (1.1.3)$$

Приращение шаровых компонент напряжений и деформаций связаны как:

$$dp = -K \frac{dV}{V}, \quad K = \frac{2}{3} G \frac{1+\nu}{1-2\nu}, \quad (1.1.4)$$

где K – объемный модуль, ν – коэффициент Пуассона.

Для обсуждения экспериментов с ударными волнами достаточно рассмотреть одномерное движение вещества [24]. Регистрация кинематических параметров ударно-волнового процесса проводится в выбранном сечении образца (конденсированной среды), и поэтому анализ волновых процессов удобно вести в координатах Лагранжа, связанных с веществом. В качестве Лагранжевой координаты h используется пространственная координата x частицы в начальный момент времени:

$$h = \frac{1}{\rho_0} \left(\int_0^x \rho dx \right), \quad (1.1.5)$$

где ρ_0 , ρ – начальная и текущая плотность вещества, соответственно. Частные производные по времени t и координате h имеют вид $\frac{\partial}{\partial t}$ и $\frac{\partial}{\partial h}$, а производные функций f вдоль выделенных направлений $h(t)$ как:

$$\frac{df}{dt} = \frac{\partial f}{\partial t} + \frac{\partial f}{\partial h} \frac{dh}{dt}, \quad \frac{df}{dt} = \frac{\partial f}{\partial h} + \frac{\partial f}{\partial t} \Big/ \frac{dh}{dt}. \quad (1.1.6)$$

В пренебрежении вкладами девиаторных напряжений и процессов релаксации, движение сжимаемой среды описывается системой уравнений в частных производных, выражающих

фундаментальные законы сохранения массы, импульса и энергии, которая дополнена уравнениями состояния вещества [24]:

$$\rho_0 \frac{\partial V}{\partial t} - \frac{\partial u}{\partial h} = 0, \quad \rho_0 \frac{\partial u}{\partial h} - \frac{\partial p}{\partial h} = 0, \quad \frac{\partial E}{\partial t} = -p \frac{\partial V}{\partial t}, \quad E = E(p, V), \quad (1.1.7)$$

где u – массовая скорость вещества, E – его удельная внутренняя энергия.

Для одномерного движения вводится понятие Лагранжевой скорости звука a , которое связано с истинной скоростью звука c_0 (скоростью звука в лабораторной системе координат) простым соотношением:

$$a = \frac{\rho}{\rho_0} c_0 = \frac{\rho}{\rho_0} \sqrt{\left(\frac{\partial p}{\partial \rho} \right)_s}. \quad (1.1.8)$$

При плоском изоэнтропическом движении сжимаемой среды существует два семейства характеристик, которые описываются уравнениями:

$$\frac{dh}{dt} = a, \quad \frac{dh}{dt} = -a \quad (1.1.9)$$

и называются, соответственно, C_+ и C_- -характеристиками. Эти характеристики описывают траекторию распространения (в координатах расстояние-время, $(t-x)$) слабых возмущений в веществе. Третье семейство – C_0 -характеристики, которые представляют собой линии тока

$\frac{dx}{dt} = u$. Изменения состояния вещества вдоль характеристик описываются интегралами Римана:

$$u = u_0 - \int_{p_0}^p \frac{dp}{\rho_0 a} \text{ вдоль } C_+; \quad u = u_0 + \int_{p_0}^p \frac{dp}{\rho_0 a} \text{ вдоль } C_-, \quad (1.1.10)$$

где u и p_0 – константы интегрирования, фиксирующие положение траектории изменения состояния вдоль данной характеристики на плоскости p, u . Произведение $p_0 a = \rho_0 c_0 = \frac{dp}{du}$ есть динамический импеданс вещества.

Движение сжимаемой среды, при котором все возмущения состояний распространяются в одном направлении, есть бегущая (простая) волна [25]. В простой волне состояния вдоль любой характеристик, направленных в сторону распространения волны, неизменны, а все состояния вдоль любой другой траектории на плоскости x, t описываются единой зависимостью $p(u)$ соответствующей интегралу Римана противоположного знака. Примером простой волны

является волна разрежения в однородно сжатой среде. Если все характеристики простой волны исходят из одной точки на плоскости x, t , то такая волна называется центрированной.

В нормальных средах, где скорость звука возрастает с увеличением давления, волна сжатия трансформируются в ударные волны, которые трактуются в большинстве случаев как разрывы или скачки параметров состояния среды. Фундаментальные законы сохранения массы, количества движения и энергии вещества в ударной волне выражаются системой алгебраических уравнений, которая, в случае равенства давления и скорости перед фронтом волны, имеет вид:

$$V = V_1 \frac{D-u}{D}, \quad p = \rho_0 Du, \quad E = E_0 + \frac{1}{2} p (V_1 - V), \quad (1.1.11)$$

где D – скорость распространения ударной волны относительно невозмущенной среды с удельным объемом V_1 .

Ударные волны распространяются со сверхзвуковой скоростью относительно вещества перед волной, однако скорость ударной волны относительно ударно-сжатого вещества является дозвуковой – возмущения в ударно-сжатом веществе нагоняют фронт ударной волны. В области умеренных давлений ударного сжатия конденсированных сред удовлетворительно работает квазиакустическое приближение [25], согласно которому скорость ударной волны есть среднее арифметическое из скорости звуковых возмущений перед и за ней:

$$D = \frac{1}{2} [c_0(p=0) + a(p)] = \frac{1}{2} [c_0 + c(p) + u]. \quad (1.1.12)$$

Система уравнений (1.1.11) совместно с уравнением состояния вещества (1.1.7) определяют его ударную адиабату (адиабату Гюгонио). Таким образом, ударная адиабата вещества есть совокупность его состояний, достижимых в результате ударно-волнового сжатия при некоторых фиксированных исходных значениях давления и плотности. В диапазоне умеренных сжатий ударные адиабаты конденсированных сред обычно описываются линейным соотношением вида [26, 27]:

$$D = c_0 + Su, \quad (1.1.13)$$

где константа c_0 равна скорости звука, соответствующей начальной адиабатической объемной сжимаемости вещества. Из (1.1.3) и (1.1.4) следуют выражения для давления и удельной внутренней энергии в зависимости от объема на ударной адиабате:

$$p = \rho_0 c_0^2 \frac{1-V/V_1}{(1+SV/V_1-S)^2}, \quad E = E_0 + \frac{c_0^2}{2} \frac{(1-V/V_1)^2}{(1+SV/V_1-S)^2}. \quad (1.1.14)$$

Уравнение одномерного движения упругопластической среды получаются из уравнений (1.1.7) заменой давления на нормальное напряжение, действующее в осевом направлении:

$$\rho_0 \frac{\partial V}{\partial t} - \frac{\partial u}{\partial h} = 0, \quad \rho_0 \frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\partial \sigma_x}{\partial h} = 0, \quad \frac{\partial E}{\partial t} = -\sigma_x \frac{\partial V}{\partial t}. \quad (1.1.15)$$

Если изменение состояния вещества сопровождается процессами релаксации девиаторных напряжений, плотности или внутренней энергии, то система уравнений (1.1.7) должна быть дополнена определяющими соотношениями, описывающими кинетику релаксационного процесса. В релаксирующих средах возможно существование стационарных волн сжатия конечной ширины. Ход изменения состояния в стационарной волне описывается так называемой прямой Михельсона, выражение для которой получается из (1.1.13) в виде:

$$\sigma_x = \rho_0^2 D^2 (V_I - V). \quad (1.1.16)$$

Характеристические направления в релаксирующих средах определяются замороженной скоростью звука, но траектории изменения состояния вдоль характеристик отклоняются от интегралов Римана. Ударные волны и простые волны Римана составляют важный класс автомодельных («самоподобных» – не зависящих от времени) течений, на котором основываются динамические методы изучения уравнений состояния вещества. При этом диагностика измеряемых состояний основывается на решении задачи о распаде произвольного разрыва [26, 27]. Решение задачи о распаде разрыва представляет собой комбинацию ударных волн и центрированных волн разрежения, распространяющихся от места первоначального разрыва и разделенных областью постоянства параметров состояния.

Рассмотрим два случая о распаде разрыва [24, 28] (Рисунок 1.1.2). Первый случай – в обе стороны от разрыва распространяются ударные волны, которые возникают при соударении пластин или при отражении ударной волны от границы раздела с веществом, имеющим более высокий динамический импеданс. Второй случай – в одну сторону движется ударная волна, а в другую – центрированная волна разрежения, реализуется, когда происходит отражение ударной волны от границы раздела с менее жесткой средой (имеющей меньший динамический импеданс $\rho_0 c_0$).

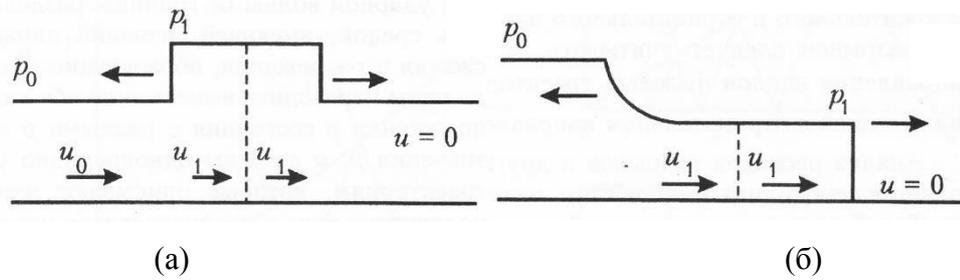


Рисунок 1.1.2 – Профили давления для случаев распада [24]:
 (а) – в обе стороны от разрыва распространяются ударные волны;
 (б) – в одну сторону от разрыва распространяется ударная волна, в другую –
 центрированная волна разрежения

На Рисунке 1.1.3, а представлены профили давления, соответствующие фазовые траектории процессов на диаграммах $p-u$ приведены на Рисунке 1.1.3, б.

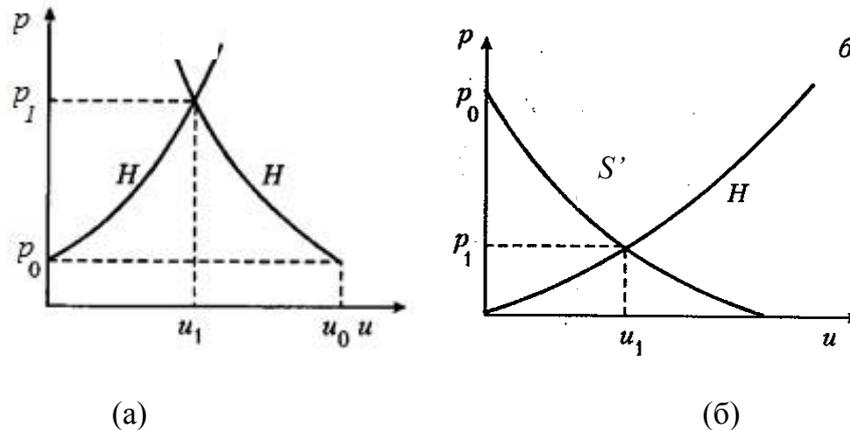


Рисунок 1.1.3 – Диаграмма давление p массовая скорость u для случаев распада разрыва, представленных на Рисунке 1.1.2, Н – ударные адиабаты, S' – траектории изменения состояния в простых волнах [24]

В диссертационной работе рассматривается второй случай, когда происходит отражение ударной волны от границы раздела с менее жесткой средой (например, система ударник-экран-образец-отражатель-воздух, где экран из ПММА имеет $\rho_0 c_0 \sim 3 \times 10^6 \frac{\text{кг}}{\text{м}^2 \text{с}}$, алюминиевый ударник и отражатель – $\rho_0 c_0 \sim 14 \times 10^6 \frac{\text{кг}}{\text{м}^2 \text{с}}$ и жидкость – $\rho_0 c_0 \sim 2 \times 10^6 \frac{\text{кг}}{\text{м}^2 \text{с}}$ (вода)). Волны сжатия и разрежения, образующиеся в результате распада разрыва, должны переводить вещество по обе стороны от его первоначального положения в состояния с равными значениями p и u . Следовательно, искомые значения p и u должны одновременно удовлетворять двум фазовым траекториям, которые описывают изменения состояния для волн положительного направления

(наклон фазовых траекторий $\left(\frac{\partial p}{\partial u}\right)_h > 0$) и отрицательного направления $\left(\frac{\partial p}{\partial u}\right)_h < 0$). Анализ распадов разрывов и других волновых взаимодействий проводится путем параллельного построения диаграмм $t-x$ и $p-u$. Подробно данная методика описана в работах Г. И. Канеля и книгах Дж. Дюваля [17, 24, 28].

Ударные адиабаты жидкостей определяются на основе теоретических данных [17, 24, 28]. При определении ударной адиабаты исследуемого образца достаточно знать два параметра: скорость ударной волны (УВ) в образце D и массовую скорость образца u в исследуемом интервале скоростей деформации.

Явление откола при отражении импульса сжатия от поверхности тела

Динамическая прочность материалов в области предельно малых длительностей нагрузки исследуется путем анализа откольных явлений при отражении импульсов сжатия от свободной поверхности тела [29–31]. В работах [17, 24, 28–31] приведены эксперименты с плоскими ударными волнами. Такие экспериментальные постановки позволяют изучать прочностные свойства конденсированной среды в условиях малых одноосных деформаций при напряженных состояниях, близких к всестороннему растяжению. Измерения такого рода дают сведения о сопротивлении материалов разрушению под действием высокоскоростного удара, взрыва и других интенсивных импульсных нагрузок, а также ударно-волновых испытаний, которые играют важную роль в исследовании физики прочности. Особенностью кратковременного ударно-волнового воздействия является то, что в силу недостатка времени для обмена информации между различными участками тела вклад поверхности и отдельных крупных дефектов в развитие разрушения практически исключается. Как пишут авторы [24], с другой стороны, в этих условиях действуют дополнительные факторы, которые могут влиять на процесс разрушения. В ударных волнах развиваются экстремально высокие скорости деформирования, процесс носит адиабатический характер и сопровождается разогревом вещества. Необходимо знать и понимать, в какой мере условия испытания влияют на измеряемое сопротивление разрушению. Известно, что движение вещества при отражении импульса нагрузки определяется интерференцией падающей и отраженных волн, причем в случае, если поверхность тела граничит с пустотой, отраженный импульс симметричен падающему импульсу. В результате после импульса сжатия от поверхности внутри тела генерируются растягивающиеся напряжения, которые могут привести к его внутреннему разрыву – отколу [29].

Методы измерения сопротивления материалов откольному разрушению основаны на анализе волновых взаимодействий, на структурном анализе образцов (в основном твердые тела)

после испытания и по данным профилей скорости свободной поверхности конденсированных сред (жидкостей и твердых тел), полученных с помощью измерительной системы VISAR [17]. Волновые взаимодействия, которые происходят при отколе, и методы измерения откольной прочности подробно рассмотрены в монографиях [17, 24]. На Рисунке 1.1.4 приведен один из возможных вариантов диаграмм время-расстояние ($t-x$) и давление-скорость вещества ($p-u$), иллюстрирующих динамику движения среды при отражении импульса сжатия от поверхности тела. На Рисунке 1.1.4, в показан типичный профиль скорости свободной поверхности образца при откольном разрушении.

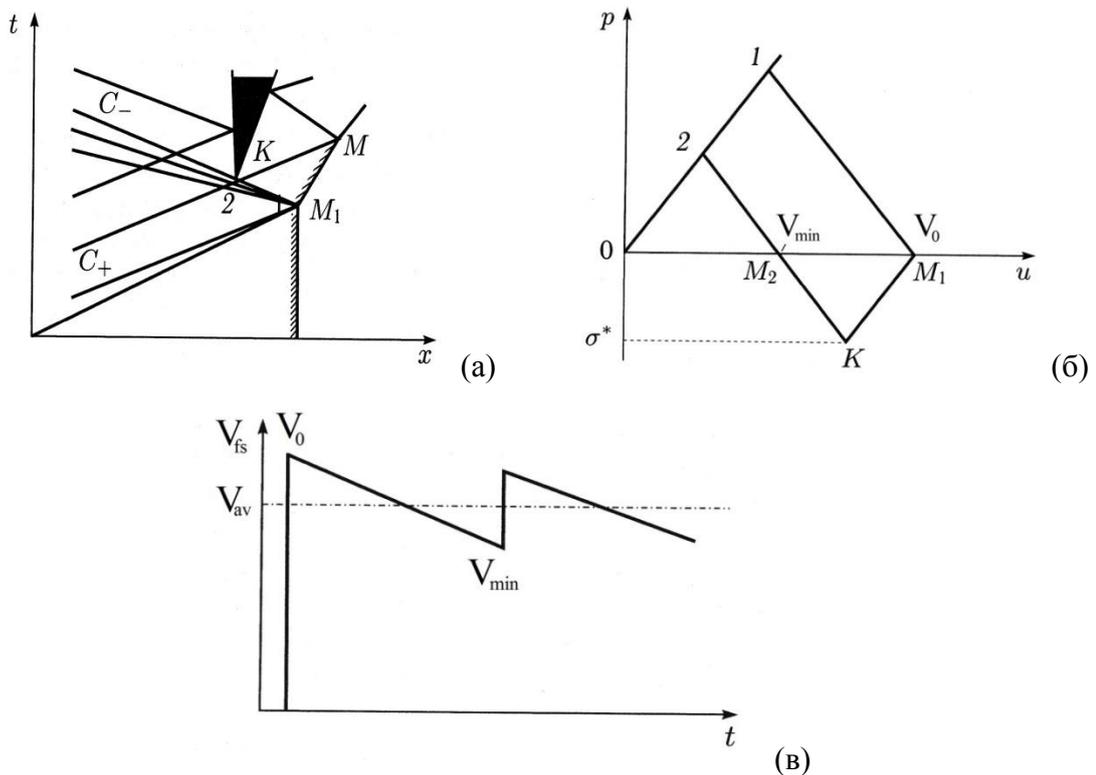


Рисунок 1.1.4 – Волновые взаимодействия при откольном разрушении [17, 24]:

- (а) – диаграмма время-расстояние ($t-x$);
- (б) – диаграмма волновых взаимодействий давление-скорость образца ($p-u$);
- (в) – профиль скорости свободной поверхности $V_{fs}(t)$ при откольном разрушении

Анализ профиля скорости свободной поверхности позволяет без дополнительных предположений найти величину растягивающих напряжений, действовавших в образце в момент начала разрушения. С этой целью из профиля скорости свободной поверхности $V_{fs}(t)$ находятся величины максимальной скорости V_0 и скорости поверхности перед выходом на нее фронта откольного импульса V_{min} (см. Рисунок 1.1.4, в). Тогда в акустическом приближении величина растягивающих напряжений будет иметь вид (1.1.17):

$$\sigma^* = \frac{1}{2} \rho_0 c_0 (V_0 - V_{\min}), \quad (1.1.17)$$

где ρ_0 и c_0 – это начальная плотность и объемная скорость звука материала, соответственно. В случае больших растягивающих напряжений следует учитывать нелинейную сжимаемость материала. Это достигается экстраполяцией его изэнтропы в плоскости $(p-u)$ в область отрицательных давлений. Представительный набор характерных профилей скорости свободной поверхности для различных материалов – твердых тел и жидкостей – представлен в [17]. На Рисунке 1.1.5 приведены профили скорости: для металла (а) и для жидкости (б).

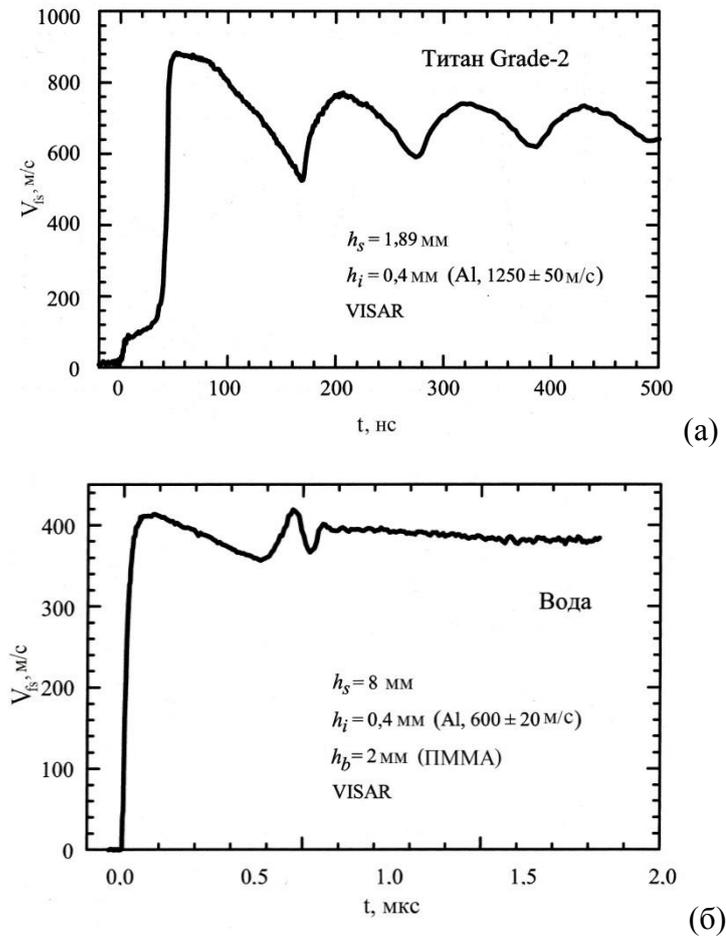


Рисунок 1.1.5 – Профили скорости свободной поверхности конденсированных сред [17]:

(а) – титана Grade-4 (стр. 139 в [17]);

(б) – дистиллированной воды [32]

Динамика области разрушения в экспериментах с преградами может иметь некоторые специфические особенности, как указывают авторы [24], связанные с действием противодействия со стороны преграды. Этот эффект, наиболее существенный в случае малопрочной среды, рассматривается в следующем разделе обзорной главы диссертации.

В работе [33] предложена численная модель откольного разрушения (модель ДРК-L) в жидкости, учитывающая вязкость и силу поверхностного натяжения, которые могут играть решающую роль при росте кавитационных пузырей и формировании откольных слоев в жидкости. Модель достаточно хорошо описывает экспериментальные данные (профили скорости свободной поверхности) воды и глицерина, представленные в работах А. В. Уткина, А. А. Богача и В. А. Сосикова [32, 34]. Предложенная модель, как утверждают авторы [33], может также быть использована для металлов, находящихся как в твердом, так и жидком (расплавленном) состоянии.

1.2. Модель зарождения и роста пор

Разрывы в жидкостях наблюдаются при медленном «статическом» растяжении [35], при динамических воздействиях в тех участках гидродинамического поля, где давления достигают прочности жидкости: в быстрых течениях (работа сопла, трубки с узким сечением); вблизи поверхности вибрирующих тел (эффект впервые осуществлен Н. Гайнесом в лабораторных условиях [36], когда использовался метод магнитострикции); при распространении упругих волн (гидростатические устройства). В случае текущей жидкости эти разрывы, или, как их обычно называют, «кавитационные пузырьки» уносятся потоком, попадают в участки поля с положительным давлением и там исчезают; в случае неподвижной жидкости пузырьки попеременно возникают и исчезают, оставаясь в одних и тех же участках поля. В обоих случаях происходит непрерывная генерация пузырьков, превращающая жидкость в пенообразную «кавитационную» среду. [35]. Несмотря на красивое и уникальное явление, кавитация оказывает вредное влияние на работу водяных турбин, гребных винтов, подводных звукоизлучателей. Она влечет за собой не только потерю энергии, приводящую к снижению коэффициента полезного действия этих устройств, но и оказывает более вредное воздействие – разрушение материалов. Такое явление носит название – «кавитационное разрушение материалов». В книге М. Корнфельда [35] приведен обзор работ Кука и Релея, которые рассмотрели задачу о механизме разрушающего действия кавитации (на примере вращающегося диска и однонаправленной водяной струи). Пренебрегая упругостью материала (по сравнению со сжимаемостью воды), Кук показал, что давление в месте соударения связано со скоростью соударения формулой

$$p = K \frac{v}{c_0}, \quad (1.2.1)$$

где c_0 – скорость звука в воде, K – модуль объемной упругости воды. Кук ограничился вычислением величины давлений, которые возникают при соударении воды с поверхностью твердого шара, помещенного в центре сокращающегося кавитационного пузырька. Релей

показал, что значительные давления могут возникать не только в результате непосредственного удара жидкости, но и при «свободном» сокращении кавитационного пузырька, находящегося на некотором расстоянии от поверхности. Релей получил следующие выражения для скорости радиального сокращения пузырька и для давления (максимум давления найден на расстоянии $1.57R$ от центра), возникающего в окрестности пузырька:

$$v = \sqrt{\frac{2}{3} \frac{p_0}{\rho_0} \left[\left(\frac{R_0}{R} \right)^3 - 1 \right]}, \quad (1.2.2)$$

где p_0 – гидростатическое давление, ρ_0 – плотность жидкости, R_0 – начальный радиус пузырька и R – радиус пузырька в рассматриваемый момент времени;

$$p \approx 0.163 \left(\frac{R_0}{R} \right)^3 p_0. \quad (1.2.3)$$

В реальных условиях жидкость обладает сжимаемостью и вязкостью, внутри пузырька содержится некоторое количество пара и газов, поэтому изменение давления, обуславливающее сокращение пузырька, происходит не скачком, а с некоторой конечной скоростью. В работе М. Корнфельда и Л. Я. Суворова [37] продолжено исследование кавитации и экспериментально установлено, что кавитация легко теряет устойчивость, не сохраняя сферичность и полусферичность своей формы в течение всего времени существования пузыря. Здесь имеет место непрерывный процесс деления «пузырька воздуха»/«шипящей кавитации» на части. Поэтому, во-первых, как пишет автор [35], отпадают противоречия теории Кука, так как в случае неустойчивых кавитаций удары жидкости происходят уже при сравнительно небольших сокращениях пузырька; во-вторых, становится ненужной и не отвечающей действительности теория Релея. «Шипящая кавитация» (пузырь с молочно-белой окраской) [35] обладает значительно большей разрушающей силой, чем прозрачное облачко пузырька воздуха, из-за её зигзагообразной траектории с большой скоростью, напоминающей траектории взвешенных частиц в жидкости при броуновском движении.

Динамика области кавитации при отражении импульса сжатия от границы раздела двух сред

В результате интерференции падающей и отраженной волн разрежения на некотором расстоянии от поверхности раздела в исследуемой среде генерируются отрицательные давления, которые вызывают появление и рост несплошностей (поры) – кавитацию. Впервые эффект влияния зоны кавитации на динамику свободной поверхности был обнаружен в [38]. В работе [39] сделаны одни из первых попыток проанализировать (в акустическом приближении) проявление кавитации в результате отражения треугольного импульса сжатия от границы с

веществом, имеющим меньший динамический импеданс $\rho_0 c_0$. Кавитация возникает в экспериментах при регистрации откола в малопрочных средах – глицерине [34, 40], воде [32], резине [41]. На Рисунке 1.2.1 представлено схематическое изображение данного явления.

Кавитация начинается при $t = \tau$ в сечении $h = 0$, где в результате интерференции встречных волн разрежения давление впервые упало до нуля. Левая граница области кавитации переносится C_- -характеристикой, проходящей через точку (линия АВ). После пересечения отраженной волны разрежения с концом падающего импульса в точке $t = \frac{u_0}{2kc_1}$, $h = H - \frac{u_0}{2k}$

распространение зоны кавитации влево прекращается. Из условия совместимости состояний на C_+ - и C_- -характеристиках следует, что давление $p = 0$ достигается в момент времени

$\tau = \frac{H}{c_1} = \left(\frac{u_0}{kc_1} \right) \frac{i_2}{i_1 + i_2}$. Изменение скорости и давления на контактной границе до выхода на нее

информации о начале кавитации описывается уравнениями вида:

$$\bar{u}(t) = 2(u_0 - kc_1 t) \frac{i_2}{i_1 + i_2}, \quad \bar{p}(t) = i_2 \bar{u}(t), \quad t \leq 2\tau. \quad (1.2.4)$$

Под действием противодействия со стороны преграды несплошности вблизи правой границы области кавитации закрываются, а сама граница смещается влево (линия AR на Рисунке 1.2.1, а).

Уравнение траектории правой границы «AR» зоны кавитации имеет вид (1.2.5) и движется влево с постоянной скоростью Ac_1 и не зависит от крутизны падающего импульса сжатия.

$$h_R = Ac_1(t - \tau), \quad \text{при } \tau \leq t \leq \tau_1, \quad A = -1 - \frac{\delta}{4} + \left(1 + \frac{\delta^2}{16}\right)^{0.5}, \quad \tau_1 = \tau \frac{(3+A)}{(1+A)}. \quad (1.2.5)$$

Нарушение сплошности вещества вызывает изменение крутизны волны на границе. Так, на Рисунке 1.2.2 при $t = 2\tau$ закон скорости движения границы изменяется. При $t \leq 2\tau$ профиль скорости описывается выражением (1.2.4), а затем определяется волной, переотраженной от границы области кавитации, уравнение для этой стадии ($2\tau \leq t \leq t_c$) (1.2.6) [39]. Анализ последующих стадий процесса показывает, что скорость правой границы области кавитации в процессе волновых циркуляций монотонно уменьшается.

$$u(t) = \frac{i_1}{i_1 + i_2} u^+ \left(t - \frac{H - h_R}{c_1} \right), \quad \text{при } 2\tau \leq t \leq t_c = \frac{4\tau}{(1+A)} \quad (1.2.6)$$

где скорость вдоль траектории «AR» имеет вид

$$u^+ \left(t - \frac{H - h_R}{c_1} \right) = \frac{i_1 - i_2}{i_1} \bar{u} \left(t - 2 \frac{H - h_R}{c_1} \right),$$

а изменение скорости на контактной границе – в виде выражения

$$\bar{u} \left(t - 2 \frac{H - h_R}{c_1} \right) = 2 \left(u_0 - kc_1 \left(t - 2 \frac{H - h_R}{c_1} \right) \right).$$

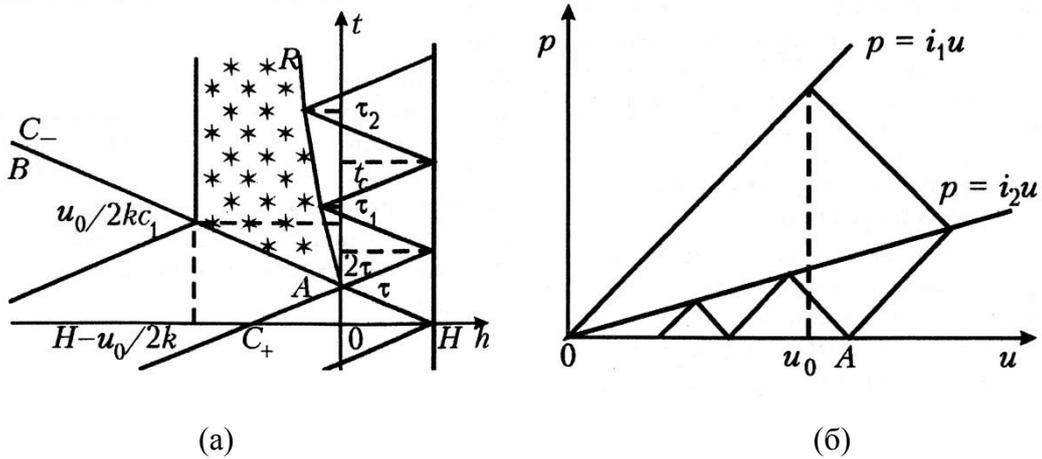


Рисунок 1.2.1 – [39]:

- (а) – Движение границ зоны кавитации при отражении импульса сжатия от границы с веществом, имеющим меньшую динамическую жесткость.
- (б) – Волновые взаимодействия в области между зоной кавитации и преградой с малой динамической жесткостью при нулевой прочности на разрыв

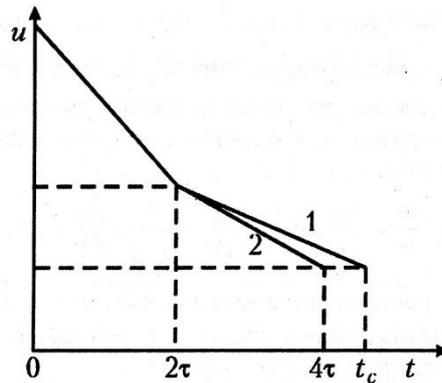


Рисунок 1.2.2 – Влияние движения границы зоны кавитации на профиль скорости контактной поверхности. 1 – соответствует смещающейся границе (1.2.6), 2 – неподвижной [39]

Влияние кавитации на процесс разрушения конденсированной среды

В работах А. В. Уткина и В. А. Сосикова [42–44] показано, что разрушение сплошной среды может сопровождаться многостадийностью (т.е. происходит в несколько стадий). Например, при исследовании этилового спирта [44] и гексадекана [45] установлено, что процесс разрушения происходит в две стадии и называется двухстадийным разрушением. На первой стадии при отрицательном давлении (например, для спирта около 14 МПа) начинается образование пор, которое происходит с относительно медленной скоростью и проявляется в виде излома на профиле скорости свободной поверхности. На второй стадии скорость роста пористости возрастает, что приводит к формированию откольного импульса. Так, на Рисунке 1.2.3 показаны примеры таких профилей скорости.

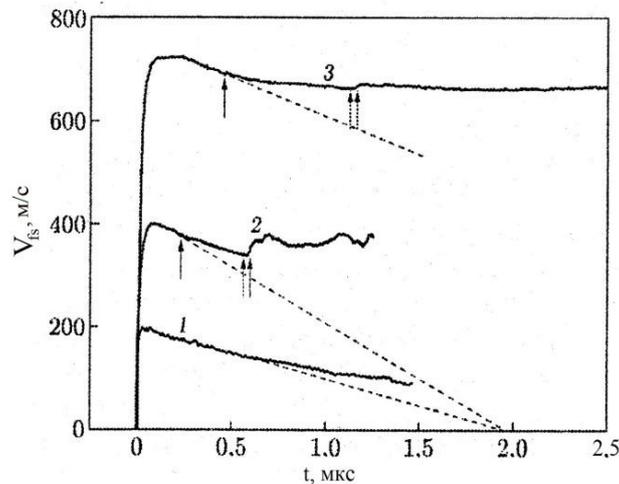


Рисунок 1.2.3 – Профили скорости свободной поверхности (2, 3) и массовой скорости (1) этилового спирта, соответствующей опыту 2. Стрелками отмечены начало первой и второй стадии разрушения. Штриховые линии – экстраполяция скорости свободной поверхности в отсутствие кавитации. [42]

На Рисунке 1.2.4 приведены примеры профилей скорости свободной поверхности воды [24, 46], когда наблюдается превышение величины амплитуды откольного импульса V_{os} над величиной амплитуды импульса сжатия V_0 . Работа Уткина А. В. [44] посвящена объяснению необычного экспериментального факта и выявлению свойств кинетики разрушения такого рода на основе рассмотрения закономерности роста одиночной поры. Это объясняется тем, что процесс зарождения пузырей (кавитации) в жидкостях описывается моделью гомогенного зародышеобразования [47, 48], а их последующий рост – уравнениями гидродинамики. При этом первая стадия – гомогенное зародышеобразование – определяет максимальные отрицательные давления (откольную прочность), которые могут реализовываться в жидкости в данных условиях [49, 50], тогда как форма откольного импульса зависит от кинетики роста пузырей. В простейшей постановке движение одиночного пузырька в жидкости при

отрицательном давлении P на бесконечности описывается уравнением Релея [51], из которого следует, что скорость увеличения радиуса пузырька R быстро выходит на постоянное значение, не зависящее от вязкости жидкости, ее поверхностного натяжения и начального радиуса пузырька [52], который имеет вид:

$$R \sim t \sqrt{-\frac{2P}{3\rho}}, \quad (1.2.7)$$

где t – время; ρ – начальная плотность жидкости.

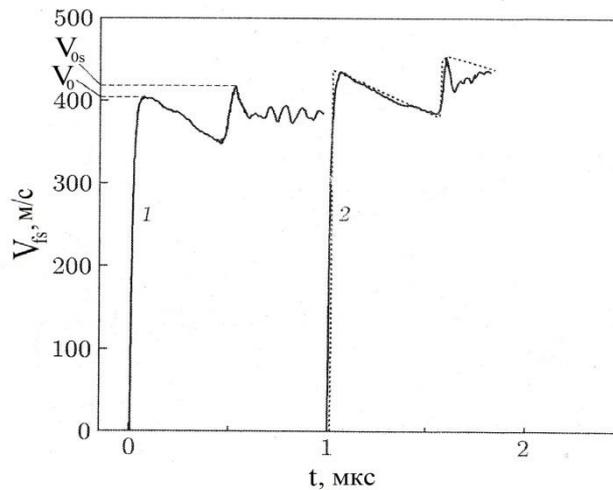


Рисунок 1.2.4 – Экспериментально и теоретически (пунктирная линия) полученные зависимости скорости свободной поверхности от времени: 1, 2 – вода (эксперимент [32, 46])

В рассматриваемой задаче важно учитывать, что после прекращения растяжения, когда давление скачкообразно увеличивается до положительного значения P_i , продолжается дальнейшее инерционное расширение пузырька до достижения максимального размера R_{\max} , который при $(-P/P_i) \gg 1$ определяется соотношением [52]:

$$R_{\max} \sim R_* \left(-\frac{P}{P_i} \right)^{1/3}, \quad (1.2.8)$$

где радиус пузырька в момент прекращения воздействия отрицательных давлений.

Автор [44] численно показал, что рост пористой среды при сжатии, вызванный инерционным расширением пузырей при смене знака давления, может привести к экспериментально наблюдаемому увеличению амплитуды отскольного импульса V_{0s} , превышающих максимальные значения скорости свободной поверхности. Здесь рассматриваемая простейшая модель движения не описывает реальную динамику роста пор и

взаимодействия пор при отколе, а позволяет учитывать возможность увеличения пористости при положительном давлении вследствие инерционного расширения пузырей.

На Рисунке 1.2.5 приведены картина течения в плоскости $t-h$ при отражении треугольного импульса сжатия от свободной поверхности $h=0$ и диаграмма изменения скорости свободной поверхности от времени при постоянной скорости разрушения [44].

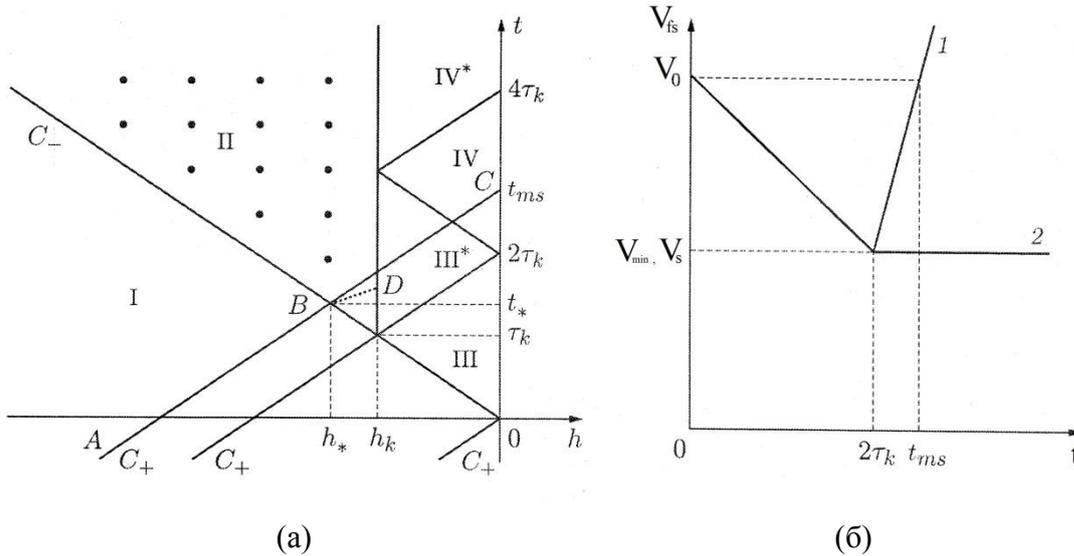


Рисунок 1.2.5 – [44]:

(а) – картина течения в плоскости $t-h$ при отражении треугольного импульса сжатия от свободной поверхности $h=0$: I – область, где взаимодействие падающей и отраженной волн отсутствует; II – область разрушения; III, III*, IV, IV* – области, где взаимодействие волн не приводит к разрушению;

(б) – зависимость скорости свободной поверхности от времени при постоянной скорости разрушения: 1 – скорость разрушения больше, более чем в 4 раза превышает скорость расширения удельного объема в разгрузочной части падающего импульса критической, согласно [49, 50]; 2 – скорость разрушения равна критической

На Рисунке 1.2.6 показаны результаты численного моделирования [44]: профили скорости свободной поверхности при заданном импульсе сжатия и в различных параметрах, определяющих кинетику разрушения.

Критическое пороговое значение давления δ_i^* , при котором начинается схлопывание пор и при превышении которого $u_{0s} > u_{sf0}$, равно [44]:

$$\delta_i^* = -\frac{P_i^*}{P_k} \approx 3 \left(\frac{\delta_\mu}{2\pi} \right)^{1/3}, \quad (1.2.9)$$

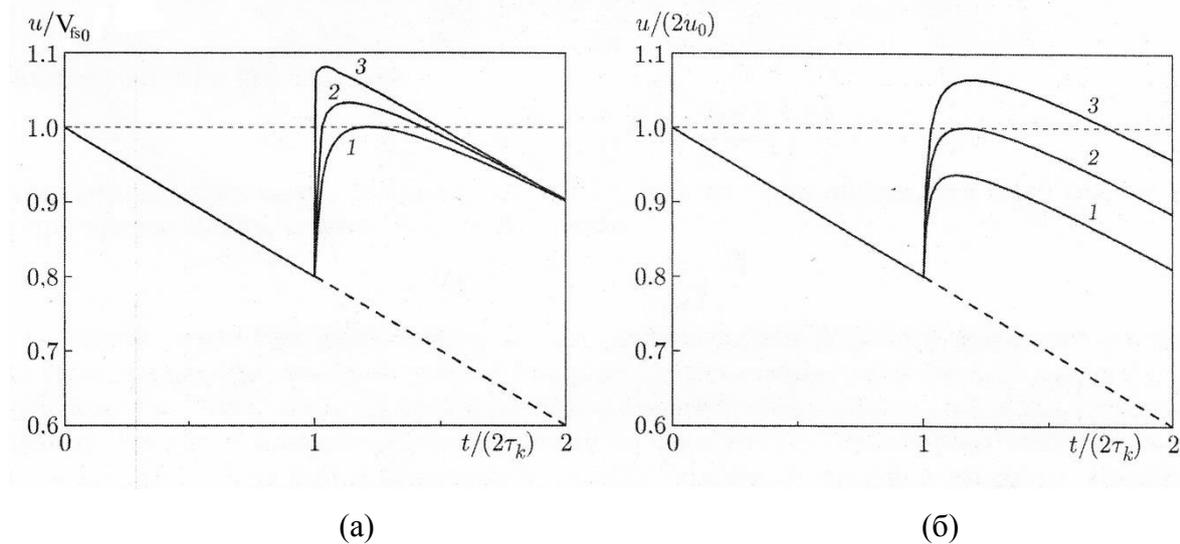


Рисунок 1.2.6 – [44]:

(а) – профили скорости свободной поверхности при фиксированном пороговом значении давления, при котором начинается схлопывания пор ($\delta_i = -P_i/P_k$), и различных значениях скорости разрушения $\delta_\mu = \tau_\mu/\tau_k$;

(б) – профили скорости свободной поверхности при фиксированной скорости разрушения, и различных пороговых значениях давления, при которых начинается схлопывание пор

В работе Ф. А. Бронина [53], отмечается, что на увеличение зоны кавитации в рабочем объеме жидкости и массу пара в кавитационной полости влияет повышение температуры. Показана [53] роль избыточного статического давления в процессах ультразвуковой кавитации. Увеличение избыточного статического давления существенным образом влияет на динамику кавитационной полости, а именно, уменьшается максимальный радиус, достигаемый в стадии расширения, время расширения и время захлопывания. Однако, отличительной чертой этого процесса является обнаруженный эффект сдвига процесса захлопывания полости во времени относительно кривой изменения звукового давления. При этом средняя величина звукового давления, действующего на кавитационную полость в стадии захлопывания, уменьшается, а сумма внешних сил, приложенных к полости (статическое и звуковое давление) проходит через максимальное значение. Благодаря этому, наибольшее давление в жидкости, возникающее при захлопывании кавитационной полости, достигается при определенном соотношении между звуковым и статическим давлением. Установлено в [53], что изменение коэффициента поверхностного натяжения жидкости мало сказывается на динамике кавитационной полости. Влияние вязкости жидкости сказывается лишь при значениях, превышающих вязкость воды в 100 и более раз. Как пишет автор [53], основными факторами, влияющими на процесс кавитационного воздействия, являются статическое и звуковое давление. Ф. А. Бронин получил

формулы для определения максимального радиуса, достигаемого кавитационным пузырьком в стадии расширения (1.2.10) и времени расширения кавитационной полости (1.2.11):

$$R_{\max} = \frac{0.4}{f} \left(1 - \frac{P_{\text{ст}}}{P_{\text{зв}}} \right) \sqrt{\frac{P_{\text{зв}}}{\rho}}, \quad (1.2.10)$$

$$t_{\text{расш}} = \frac{0.4}{f} \left(1.9 - \frac{P_{\text{ст}}}{P_{\text{зв}}} \right), \quad (1.2.11)$$

где $P_{\text{ст}}$ и $P_{\text{зв}}$ – статическое и звуковое давление, ρ – плотность жидкости, f – частота звукового поля.

Единая динамическая модель роста и схлопывания пор в средах с прочностью

О. Н. Игнатовой с соавторами [54] предложена единая динамическая модель роста и компактирования пор (модель ДРК) в средах с прочностью. Как отмечают авторы в своей работе, в отличие от моделей откольного разрушения, например NAG [55] и [56], и компактирования М. Carroll-А. Holt [57, 58], в которых много подгоночных параметров, для определения которых требуется большое количество экспериментов и которые приводят к физическим противоречиям, и не согласуются с некоторыми экспериментальными данными, модель ДРК учитывает основные факторы, влияющие на рост и схлопывание пор – прочность, давление, температура, вязкость. В модели ДРК пренебрегают сжимаемостью и упругой составляющей материалов, из-за малости значений давления при отколе и компактировании. Также, в отличие от модельных уравнений J. Johnson [59], предложенных для описания схлопывания и роста пор и построенных на подходе [57], модель ДРК учитывает инерционные силы и реальную динамическую прочность. В работе [54] подробно описано построение модели и приведены основные выкладки, выполненные на примере для меди [60]. Конечные уравнения роста и схлопывания поврежденности (модель ДРК) в рамках принятых предположений [54] приведены в виде:

при давлении $|P| > |P_{\min}| = \frac{2}{3} \cdot P_s \cdot \left(\ln \frac{1}{\omega_{\min}} \right)$ для роста пор,

при $P > P_0 = \frac{2}{3} \cdot P_s \cdot \left(\ln \frac{1}{\omega_0} \right)$ для схлопывания пор,

где ω_{\min} – минимальная начальная поврежденность, сформировавшаяся после воздействия на материал растягивающих напряжений, ω_0 – поврежденность (или начальная пористость), $P_d(t) = P_s$ – откольная прочность является постоянной величиной.

Радиус поры изменяется согласно уравнению:

$$\dot{R} = \pm \sqrt{\frac{R_0}{\rho \cdot R^3 \cdot (R_0 - R)} \cdot \left(2 \cdot \int_0^t \left[|P(t)| - \frac{2}{3} \cdot P_d(\varepsilon_i, \dot{\varepsilon}_i, T, t) \cdot \ln \left(1 + \frac{1}{8 \cdot \pi \cdot N \cdot R^3} \right) \right] \cdot R^2 \cdot |\dot{R}| \cdot dt \right)},$$

где R_0 – внешний радиус, $R = R_{\min}$ – радиус, до которого происходит схлопывание пор; или в терминах поврежденности

$$\dot{\omega} = \pm \sqrt{6 \cdot (8 \cdot \pi)^{2/3} \cdot \frac{\omega^{1/3} \cdot N^{2/3} \cdot (1 - \omega)^{11/3}}{\rho \cdot (1 - \omega^{1/3})} \cdot \left(\int_0^t \left[|P(t)| - \frac{2}{3} \cdot P_d(\varepsilon_i, \dot{\varepsilon}_i, T, t) \cdot \ln \left(\frac{1}{\omega} \right) \right] \cdot \frac{\dot{\omega}}{(1 - \omega)^2} \cdot dt \right)}, \quad (1.2.12)$$

где выражение для поврежденности и для числа пор N имеет вид

$$\omega = \left(\frac{R}{R_{\text{я}}} \right)^3 = \frac{1}{\left(1 + \frac{1}{8 \cdot \pi \cdot N \cdot R^3} \right)}, \quad N = \frac{1}{8 \cdot \pi \cdot (R_{\text{я}}^3 - R^3)}.$$

Начальные условия для роста поврежденности:

$$\dot{R}(0) = 0, \quad \omega(0) = \omega_{\min} = 2.5 \cdot 10^{-14},$$

$N = \text{const} = 10^6 \text{ 1/см}^{-3}$ (в предположении, что новых пор в процессе роста поврежденности не образуется).

Начальные условия для компактирования:

$$\omega = \omega_0 \text{ (или } \omega = \omega_{\text{к}}), \quad N = \text{const} = 10^6 \text{ 1/см}^{-3},$$

Средняя деформация и ее скорость с учетом движения вещества вблизи пор имеют вид:

$$\bar{\varepsilon}_i = \varepsilon_i + \Delta \bar{\varepsilon} \quad \bar{\dot{\varepsilon}}_i = \dot{\varepsilon}_i + \Delta \bar{\dot{\varepsilon}}$$

$$\Delta \bar{\varepsilon} = 8 \cdot \pi \cdot N \cdot \int_0^t \dot{R} \cdot R^2 \cdot \ln \left(\frac{R_0}{R} \right) dt, \quad \Delta \bar{\dot{\varepsilon}} = 8 \cdot \pi \cdot N \cdot \dot{R} \cdot R^2 \cdot \ln \left(\frac{R_0}{R} \right).$$

Знак «+» означает рост при $P < 0$, а знак «-» – компактирование пор при $P > 0$.

Уравнения (1.2.12) решаются совместно с уравнениями газодинамики, при этом используется уравнение состояния поврежденной среды [54]:

$$\tilde{P} = (1 - \omega) \cdot P \left(\frac{\rho}{(1 - \omega)}, T \right), \quad \tilde{P}_s = (1 - \omega) \cdot P_s, \quad \tilde{G} = G(1 - \omega F) \left(1 - \frac{E_r}{E_0} \right), \quad (1.2.13)$$

где \tilde{P} , \tilde{G} и \tilde{P}_s – давление, модуль сдвига и прочность для сплошных сред, соответственно.

Представленная единая динамическая модель роста и компактирования поврежденности (ДРК) [54] имеет всего 3 параметра, основанные на физических измерениях, – начальный радиус пор R_0 , их количество N и критическая поврежденность ω_k , при достижении которой происходит полное разрушение, что выгодно отличает ее, например, от модели NAG (7 параметров).

1.3. Вязкость конденсированных сред под действием высокоскоростного нагружения

Вопрос о структуре жидкостей и обусловленных ею механизмах структурной релаксации, включая разрушение, является предметом интенсивных исследований. Зависимость механических свойств от соотношения между релаксационными временами среды и характерными временами нагружения является не только свойством твердого тела, но справедлива также для жидкостей. В связи с этим представляют интерес исследование жидкостей, подвергнутых ударно-волновому нагружению, когда релаксационные свойства играют определяющую роль при формировании волнового профиля. Одно из первых экспериментальных исследований по определению вязкости конденсированных сред при ударно-волновом нагружении проведено А. Д. Сахаровым с сотрудниками [18, 19] на основе косвенного измерения времен релаксации малых возмущений на фронте ударной волны, и Л. М. Баркером [61] с использованием доплеровской интерферометрии (система VISAR). Под вязкостью в данном случае следует понимать эффективную сдвиговую вязкость, как величину пропорциональности между напряжением (Па) и скоростью деформации (1/с). Однако, до настоящего времени не объяснен удивительный экспериментальный факт, установленный в [19] при ударно-волновом нагружении жидкостей и твердых тел (исследовались вода, ртуть, алюминий и свинец [19, 20]), когда для скоростей деформации $\dot{\epsilon}^* = 10^5$ 1/с значение вязкости приближалось к асимптотическому значению $\eta = 10^3$ Па·с. Необходимо при этом подчеркнуть, что исследованные среды, столь различные при нормальных условиях, обнаруживают близкую эффективную сдвиговую вязкость – жидкости при давлениях $P \approx 8 \div 10$ ГПа, твердые материалы – в диапазоне давлений $P \approx 40 \div 50$ ГПа, которые не обеспечивают переход в расплавленное состояние алюминия и свинца. Эти данные позволяют сделать вывод, что исследованные жидкости в диапазоне давлений $P \approx 8 \div 10$ ГПа имеют релаксационные времена

$\tau > \dot{\epsilon}^{-1} \sim 10^{-5}$ с, отличающиеся на 6 порядков от молекулярных (диффузионных) времен релаксации, оценка которых может быть получена на основе формулы А. Эйнштейна $\tau_D = \Delta^2 / 6D_{sd} \sim 10^{-11}$ с, где Δ – расстояние между частицами, D_{sd} – коэффициент самодиффузии. В экспериментальной работе [62] вязкость воды была оценена по данным ионной проводимости слабых растворов солей в воде при ударном сжатии. Показано, что вязкость растворов слабо отличается от вязкости воды в нормальных условиях, и полученные расхождения (релаксационные времена в 10^6 раз меньше) в данных с работой [19] могут быть связаны с иными диссипативными механизмами, чем вязкость. В работе [63] приведены результаты измерения вязкости воды, используя метод [62], при давлениях (3–8 ГПа) на фронте ударной волны, и установлены значения вязкости, близкие к данным [19] (Рисунок 1.3.1).

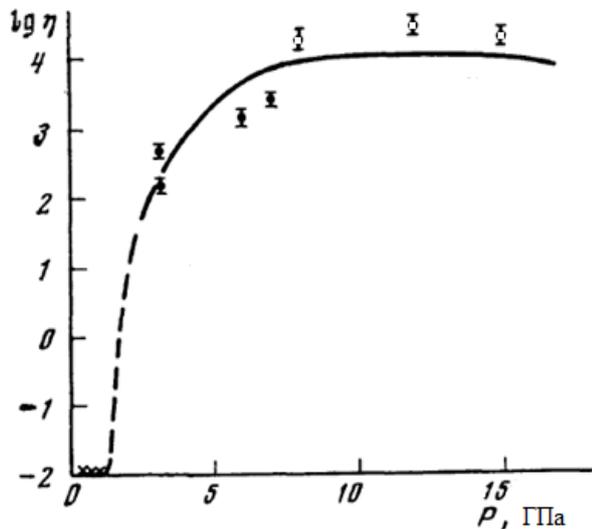


Рисунок 1.3.1 – Вязкость воды под действием динамического нагружения [63]: ○ – вязкость ударно-сжатой воды [19]; ● – данные [63]; × – статические измерения [64]

Я. И. Френкель [65] обратил внимание на аналогию в механизмах течения жидкостей и твердых тел, отмечая, что рентгенограммы жидкостей сходны с рентгенограммами микрокристаллических тел, и их можно было бы интерпретировать в общих чертах, исходя из представления, что жидкость состоит из большого числа беспорядочно ориентированных кристалликов субмикроскопических размеров и широко распространенное представление о том, что текучесть жидкостей обусловлена отсутствием упругости на сдвиг, т.е. равенством нулю модуля сдвига, ошибочно (за исключением, может быть, случая жидкого гелия II). Эти положения подтверждаются измерениями сдвиговых модулей и релаксационных спектров при наложении осцилляций на сдвиговое течение жидкостей [66, 67], когда эффекты сдвиговой упругости наблюдались при частотах 10^5 Гц. Присутствие длинновременной части спектра $\tau \sim 10^{-5}$ с связывается в [66, 67] с согласованным перемещением и переориентацией групп

молекул, что сопряжено с существенно большими характерными временами. Согласованное перемещение групп молекул (подобное относительно проскальзыванию блоков или зерен в твердых телах) может быть реализовано вследствие зарождения мезоскопических дефектов, возникающих между этими группами молекул. Этот механизм движения не соответствует традиционно рассматриваемому для жидкостей (по аналогии с газами) диффузионному механизму переноса импульса, но может играть решающую роль в развитии неустойчивостей в жидкостях [68, 69]. При рассмотрении плоского (одноосного) деформирования ($10^5 \div 10^7$ 1/с) вязкой несжимаемой жидкости упругая компонента тензора скорости деформации мала и намного меньше пластической компоненты тензора скорости деформации. Сумма компонент тензора пластической деформации равна нулю в силу несжимаемости пластического фронта в жидкости. Перенос импульса в жидкости происходит за счет пластичности среды.

Неньютоновское поведения жидкостей при сдвиговом течении связывается в [70] с неравновесными (вязкоупругими) эффектами сдвиговой и объемной (локальное изменение плотности) дисторсии, обусловленными структурой жидкости. Молекулярно-динамическое моделирование механизмов переноса в жидкостях подтверждают результаты [71, 72] о существовании длинновременных составляющих релаксационного спектра. В [18, 24, 65, 73, 74] отмечается аналогия механизмов переноса импульса (течения) конденсированных сред (твердых и жидких), различие в механическом поведении которых носит количественный, но не качественный характер, и определяется соотношением между релаксационными временами среды и характерными временами нагружения. В работах S. T. Cui, C. McCabe [75, 76] при исследовании декана, гексадекана, тетраказана и 9-октил гептадекана показано, что с увеличением скорости деформации вязкость сред уменьшалась. Попытка объяснения природы вязкости твердых тел была предпринята в [23, 77, 78] при изучении релаксационных явлений на фронте ударных волн, когда была установлена автомодельная структура фронта ударной волны, выражающаяся в степенной зависимости скорости деформации на фронте волны от её амплитуды. При этом механизмы релаксации связываются в [69, 79] с существованием метастабильных состояний, следствием которых может являться коллективное поведения флуктуаций поля смещений (микродвигов) [66, 80, 81] в жидкостях, аналогичное проявлениям вязкопластичности в твердых телах.

Состояния, возникающие в жидкостях при интенсивных воздействиях и, в частности, при отрицательных давлениях, являются метастабильными и разрушаются в результате возникновения новой фазы (пор). Подобное нарушение сплошности вещества происходит по механизму гомогенного, либо гетерогенного зародышеобразования. При гомогенном зародышеобразовании в жидкостях могут реализовываться максимальные по амплитуде

отрицательные давления, достигающие 0.1 ГПа, например, при динамическом нагружении [47, 48].

Интересным представляется исследование влияния скорости деформации $\dot{\epsilon}$ на характер разрушения жидкостей вблизи температуры плавления, поскольку в этих условиях релаксационные свойства жидкостей значительно изменяются с температурой. Примером могут служить данные для воды: при 20 °С откольная прочность не зависит от скорости деформирования [32], тогда как при 0.7 °С является практически линейной её функцией [43].

В работах А. А. Трапезникова, М. Рейнера, С. П. Папкина, R. Pal [82–85] исследовались жидкообразные среды (высококонтрированные эмульсии и суспензии, битумы, краски, гели, расплавы полимеров и др.), при этом принято считать, что так называемые ньютоновские жидкости не обладают сдвиговой прочностью, а их вязкость не зависит от скорости течения. Однако исследования поведения жидких сред при воздействии на них ультраслабого сдвигового нагружения показывают, что и эти среды обладают некоторой сдвиговой прочностью. Так, в работе Р. А. Апакашева [86] получена экспериментальная оценка статического модуля сдвига воды $\sim 10^6$ Па. В работах С. В. Стебновского [87, 88] с использованием оптической методики показано, что полярные жидкости (вода, ацетон, этиловый спирт, глицерин и др.) в состоянии покоя имеют упорядоченную структуру, которая разрушается при слабых сдвиговых деформациях. Полярные жидкости – маловязкая вода с пределом прочности $\tau_* \sim 2 \cdot 10^{-2}$ Па при $T = 8$ °С [88], высоковязкий глицерин с $\tau_* \sim 1$ Па при $T = 20$ °С [86] – при сдвиговых нагружениях ниже пороговых значений обладают упорядоченной структурой, а после превышения порога прочности их структура разрушается, т.е. изменяются реологические параметры. С учетом этого в работе [89] сделана попытка исследовать в жидких средах формирование тангенциальных разрывов параметров среды, которые могут служить началом процесса разделения нагружаемого образца на фрагменты. В условиях слабых сдвиговых нагрузок установлено, что глицерин обладает свойствами неньютоновской упруговязкопластической жидкости, в которой возможно формирование тангенциальных разрывов по вязкости. Показано, что в зоне разрыва глицерин имеет свойства маловязкой жидкости, а после снятия нагрузки «ячеистая» структура среды восстанавливается. В работе [89] также приводится реологическое уравнение исследуемой жидкости, которое позволяет проводить анализ поведения среды при различных режимах ее деформирования, в том числе при формировании локальной зоны с пониженной вязкостью и полем растягивающих напряжений.

При сдвиговом деформировании твердопластических материалов (сталь, алюминий при $\dot{\epsilon}_T > 10^4$ 1/с [90]) структурная вязкость также убывает с ростом скорости деформации. Этот эффект объясняется тем, что при $\dot{\epsilon}_T$, превышающим некоторое предельное значение $\dot{\epsilon}_T^*$,

кристаллы металлов переходят в атом-вакансионное состояние [91], а их пластическое деформирование – в режим течения ньютоновской жидкости. Подобный эффект имеет место в кумулятивных струях. В работе [89] тангенциальные разрывы параметров конденсированной среды подразделяются на два типа. Тангенциальный разрыв первой степени (ТР1) – образование в среде зоны, вытянутой в направлении сдвиговой деформации, в которой выполняется условие $\mu_z \ll \mu$, где μ и μ_z – значения структурной вязкости среды [83] вне зоны и в зоне соответственно; плотность среды вне зоны и в зоне ТР1 практически одинакова. Тангенциальный разрыв второй степени (ТР2) – образование вытянутой в направлении сдвигового направления зоны, в которой выполняются условия $\rho_z/\rho \rightarrow 0$, $\mu_z/\mu \rightarrow 0$, где ρ_z , ρ – плотности в зоне ТР2 и в невозмущенной среде, соответственно. Для формирования ТР1 среда должна быть подвержена сдвиговой деформации с градиентом скорости сдвига в направлении, перпендикулярном сдвигу, так как с увеличением скорости сдвиговой деформации структурная вязкость конденсированных сред убывает [90, 92]. При этом значение $\dot{\epsilon}_\tau$ должно иметь максимум, локализованных в зоне ТР1 так, что $\dot{\epsilon}_{\tau\max} \geq \dot{\epsilon}_\tau^*$, где $\dot{\epsilon}_\tau^*$ – предельное значение скорости деформации, при котором падение уровня структурной вязкости достигает значения μ_0 , соответствующего вязкости ньютоновского течения среды. Для широкого класса жидкообразных сред зависимость структурной вязкости от скорости деформации хорошо описывается формулой [93]:

$$\mu(s\lambda') = \mu_0 + (\mu_{\max} - \mu_0) \operatorname{arsh} \sqrt{s\lambda'} / \sqrt{s\lambda'}, \quad (1.3.1)$$

где $s = 2\operatorname{tr}(D_*^2)$; D_* – тензор скорости деформации; $\operatorname{tr}(D_*^2)$ – след тензора D_*^2 ; λ' – постоянная времени процесса деформирования. [89]. Кроме того зависимость μ от напряжения сдвига τ определяется выражением [92]:

$$\mu = \mu_0 + (\mu_{\max} - \mu_0) \bar{\tau} / \operatorname{sh} \bar{\tau}, \quad (1.3.2)$$

где $\bar{\tau} = \tau / \tau_*$.

Для образования ТР2 в зоне разрыва плотность среды по определению должна снизиться до нулевого уровня, т.е. должен возрасти общий объем образца среды, очевидно [89], что его деформация должна быть трехмерной: состоять из сдвигового деформирования среды и растяжения в направлении, перпендикулярном сдвигу. Так как реальная конденсированная среда всегда содержит микрокаверны (микропоры в твердопластическом материале, микропузырьки в жидкости), то в поле растягивающих напряжений при определенных условиях [89] будет развиваться кавитация: рост полостей, их слияние и формирование ТР2.

Так в интервале скоростей деформации $\dot{\varepsilon}_\tau^* \sim 0.008 \div 0.200$ 1/с формируется устойчивая зона тангенциального разрыва упорядоченности структуры глицерина и ширина переходного слоя с разрушенной структурой остается постоянной при вращении цилиндров [89]. При увеличении $\dot{\varepsilon}_\tau^*$ до уровня $2 \div 3$ 1/с зона разрыва значительно расширяется и в этом слое вязкость глицерина достигает низких значений. В зоне TP1 устанавливается режим ньютоновского (вязкого) течения [89]. По полученным экспериментальным данным вязкая полярная жидкость (глицерин) в состоянии покоя обладает сдвиговой упругостью, но с ростом $\dot{\varepsilon}_\tau^*$ упорядоченность структуры нарушается, а, следовательно, структурная вязкость убывает до уровня ньютоновской сдвиговой вязкости, вследствие чего глицерин ведет себя как маловязкая жидкость (турбулизация потока) [89]. Этот процесс имеет обратимый характер: при $\dot{\varepsilon}_\tau \rightarrow 0$ упорядоченность структуры восстанавливается. Локализация области существования больших значений $\dot{\varepsilon}_\tau$ приводит к образованию тангенциального разрыва по вязкости среды. [89].

Выражение для коэффициента эффективной вязкости упруговязкопластического состояния (УВПС) в момент, когда напряжение достигает предела текучести среды ($2\theta^2 = T \cdot T$, выполняется условие $\mu_* \gg \mu$ и $T \cdot T^\oplus = 0$), имеет вид [89]:

$$\mu_* = \frac{2\theta^2}{2D_* \cdot T}. \quad (1.3.3)$$

Вид реологического уравнения УВПС [89] приведен ниже:

$$T + \frac{1}{G_0} \left(\mu_0 + \frac{\theta^2}{D_* \cdot T} \right) T^\oplus = 2 \left(\mu_0 + \frac{\theta^2}{D_* \cdot T} \right) D_*, \quad (1.3.4)$$

здесь $\mu = \mu_0 + \frac{\theta^2}{D_* \cdot T}$ – структурная вязкость среды, убывающая до значения μ_0 с ростом сдвигового напряжения и скорости деформирования; G_0 – модуль сдвиговой упругости жидкости; T – тензор напряжения; T^\oplus – конвективная производная по времени от тензора напряжения, трансформирующаяся при переходе к одномерному случаю в материальную производную; θ – предел текучести. Если к среде приложено слабое напряжение и ее деформация происходит очень медленно, то уравнение (1.3.4) сводится к виду $T^\oplus = 2G_0 D_*$. Отсюда следует, что деформация чистого сдвига среды при очень медленном и слабом нагружении осуществляется по закону Гука: $\tau = 2G_0 \varepsilon_\tau$. [89]. Этот вывод согласуется с поведением воды и глицерина, наблюдаемым в экспериментах [86]. Если интенсивность сдвигового напряжения увеличивать до такого уровня, чтобы выполнялось условие $\frac{\mu_0 D_* \cdot T}{\theta^2} \geq 1$

, то реологическая характеристика среды описывается уравнением (1.3.4), которое при $\frac{\theta^2}{\mu_0 D_* \cdot T} \ll 1$ вследствие разрушения упорядоченности структуры, а, следовательно, и при $\mu_0 \rightarrow \mu$ сводится к классическому уравнению Максвелла

$$T + \frac{\mu_0}{G_0} T^\oplus = 2\mu_0 D_* . \quad (1.3.5)$$

Поведение решения этого уравнения зависит от выбора конвективной производной тензора напряжений по времени, имеющей в общем случае вид $T^\oplus = T^\odot + a(T \cdot D + D \cdot T)$, где $T^\odot = \frac{dT}{dt} + T \cdot W + (T \cdot W)^T$ – вращательная производная Яумана; $a \neq 0$ – константа; $D_* = 0.5(\nabla V + \nabla V^T)$; $W = 0.5(\nabla V - \nabla V^T)$. Поставляя в (1.3.5) выражение для T^\oplus , получаем:

$$T + \frac{\mu_0}{G_0} T^\odot + \frac{\mu_0}{G_0} a(T \cdot D_* + D_* \cdot T) = 2\mu_0 D_* . \quad (1.3.6)$$

В работе [89] проводится анализ упруговязких характеристик жидкости на примере линейного течения Куэтта, которое в декартовой системе координат x^i имеет вид: $v^1 = \dot{\epsilon}_\tau x^2$,

$v^2 = v^3 = 0$, где v^1, v^2, v^3 – компоненты вектора скорости V . Тогда $T = \begin{vmatrix} \sigma^{11} & \tau^{12} & \tau^{13} \\ \tau^{21} & \sigma^{22} & \tau^{23} \\ \tau^{31} & \tau^{32} & \sigma^{33} \end{vmatrix}$,

$D_* = \begin{vmatrix} 0 & \dot{\epsilon}_\tau/2 & 0 \\ \dot{\epsilon}_\tau/2 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{vmatrix}$, $W = \begin{vmatrix} 0 & \dot{\epsilon}_\tau/2 & 0 \\ -\dot{\epsilon}_\tau/2 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{vmatrix}$. С учетом того, что для установившегося простого

сдвигового течения $T^\odot = T \cdot W + (T \cdot W)^T$, записав уравнение (1.3.6) в матричной форме с последующим разложением его по i, j – компонентам, получается система алгебраических уравнений, из решения которой следует, что

$$\tau^{12} = \frac{\mu_0 \dot{\epsilon}_\tau}{1 + \dot{\epsilon}_\tau^2 \left(\frac{\mu_0}{G_0} \right)^2 (1 - a^2)} = \frac{\mu_0 \dot{\epsilon}_\tau}{1 + (1 - a^2) De^2} \text{ и, соответственно,}$$

$$\mu_* = \frac{\tau^{12}}{\dot{\epsilon}_\tau} = \frac{\mu_0}{1 + (1 - a^2) De^2}; \quad (1.3.7)$$

$$k_1(\dot{\varepsilon}_\tau) = \sigma^{11} - \sigma^{22} = \frac{2\mu_0 \dot{\varepsilon}_\tau^2 \left(\frac{\mu_0}{G_0}\right)}{1 + \left(\dot{\varepsilon}_\tau \frac{\mu_0}{G_0}\right)^2 (1-a^2)} = \frac{2\mu_0 \dot{\varepsilon}_\tau \text{De}}{1 + (1-a^2) \text{De}^2}; \quad (1.3.8)$$

$$k_2(\dot{\varepsilon}_\tau) = \sigma^{22} - \sigma^{33} = -\frac{\mu_0 \dot{\varepsilon}_\tau^2 \left(\frac{\mu_0}{G_0}\right) (1+a)}{1 + \left(\dot{\varepsilon}_\tau \frac{\mu_0}{G_0}\right)^2 (1-a^2)} = \frac{(1+a)\mu_0 \dot{\varepsilon}_\tau \text{De}}{1 + (1-a^2) \text{De}^2}. \quad (1.3.9)$$

Здесь $\text{De} = \left(\frac{\mu_0}{G_0}\right) \dot{\varepsilon}_\tau = \left(\frac{\mu_0}{G_0}\right) t_*^{-1}$ – число Деборы, являющееся критерием подобия процессов

деформирования упруговязких сред; $t_* = \dot{\varepsilon}_\tau^{-1}$ – характерное время этих процессов. При разрушении структурной вязкости, когда поведение среды описывается моделью Максвелла, согласно (1.3.7)–(1.3.9) при малых числах Деборы, разности нормальных напряжений $k_1 \approx 0$, $k_2 \approx 0$. В этом случае среда ведет себя как ньютоновская жидкость без признаков упругих свойств. С увеличением De начинают расти k_1 и k_2 , что указывает на повторное появление у

глицерина упругих свойств, т.е. при $(1-a^2)\text{De} \gg 1$: $k_1 \approx 2\mu_0 \left[\left(\frac{\mu_0}{G_0}\right)(1-a^2)\right]^{-1}$,

$k_2 \approx -\mu_0 \left[\left(\frac{\mu_0}{G_0}\right)(1-a)\right]^{-1}$. Таким образом, если в глицерине создается условие для формирования

зоны в виде узкой полосы с «острым» максимумом скорости сдвиговой деформации в ней, как это имело место в эксперименте [89], уравнение (1.3.4) в этой зоне при выполнении условия $D_* \cdot T \gg \theta^2$ примет вид (1.3.6). Из решения этого уравнения для случая простого сдвига (1.3.7)–(1.3.9) следует, что с ростом $\dot{\varepsilon}_\tau$ увеличивается разность $k_2 - k_1$, т.е. в этой зоне могут формироваться растягивающиеся напряжения. В работе [89] замечено, что в случае рассмотрения воды, время релаксации сдвиговых напряжений которой меньше 10^{-6} с, после разрушения структурной вязкости вода может проявлять упругие свойства только при очень высоких скоростях сдвиговых деформаций.

1.4. Фрагментация конденсированной среды в условиях ударно-волнового нагружения

Одним из последствий интенсивного импульсного нагружения жидкостей и твердых тел может быть фрагментация тела на дискретные домены. Явление фрагментации может наблюдаться в результате хрупкого разрушения под действием ударного нагружения или в результате эволюции полос сдвига в металлах.

Постановка задач фрагментации соответствуют двум направлениям: первое – это анализ поведения материала в зависимости от величины энергетического воздействия вблизи, так называемой, «критической точки» (critical point [94, 95] или transition point [96]), соответствующей переходу от дефектного материала к фрагментированному, и второе – исследование процесса фрагментации вдали от «критической точки» в условиях значительных энергетических воздействий на материал. Целью таких исследований является объяснение процесса разрушения и создание таких материалов, которые смогли бы выдержать условия нагружения, когда поглощение энергии сопровождается выраженными процессами фрагментации с различными статистическими законами [97–103].

Статистические закономерности процесса фрагментации являются предметом устойчивого интереса в связи с изучением фундаментальных аспектов разрушения материалов в широком диапазоне интенсивностей нагружения [94, 97, 104–107]. Известны различные экспериментальные постановки при изучении процесса фрагментации: разрушение оболочек (или колец) [94, 100, 105, 108–111], длинных стержней [99, 112, 113], пластин [95, 102]. Существует множество примеров динамической фрагментации, охватывающей огромный диапазон масштабов по размеру: от расщепления столкнувшихся при высоких энергиях атомных ядер [114] до фрагментации кометы Шумейкера Леви-9 при пересечении предела Роше в гравитационном поле Юпитера [102]. Все перечисленные события произошли в результате дробления тела на некоторое число фрагментов. Вид распределения зависит от ряда факторов: от величины энергии, затраченной на разрушение [94, 97, 104–107, 115, 116]; свойств материала (хрупкий или пластичный) [97, 99, 117]; формы и размерности объекта (3-х мерные – кубы, сферы [98]; 2-х мерные – пластина, стержень [118]).

Обобщая экспериментальные результаты, можно выделить две группы распределений. Первая характеризуется функцией распределения, в выражение которой входит экспонента [99, 100, 116, 117]; вторая – функцией распределения, описываемой на основе степенной зависимости [94–96, 98, 115, 116, 118, 119]. Распределение Гилварри [120] представляет собой комбинацию степенной и экспоненциальной функций, которая хорошо описывает распределение фрагментов по размерам, как для хрупких [116], так и для пластичных материалов.

Фундаментальный интерес представляет как предсказание количества фрагментов после разрушения объекта, так и какому закону подчиняется статистическое распределение фрагментов по размеру или массе. Например, теория Д. Греди, основанная на энергетическом подходе [121, 122] (в качестве входного параметра – энергия воздействия), позволила оценить средний размер фрагмента и ширину распределения. Считается [106], что исследование фрагментации как отдельное направление механики разрушения сформировалось после работ

Н. Мотта [108, 123] по изучению фрагментации тонких металлических оболочек под воздействием взрывчатого вещества (ВВ) в 40-х годах XX века. Процесс фрагментации рассматривался в одномерной постановке при радиальном растяжении кольца с постоянной скоростью u , обеспечивающей деформацию (u/r) , где r – внутренний радиус кольца (Рисунок 1.4.1).

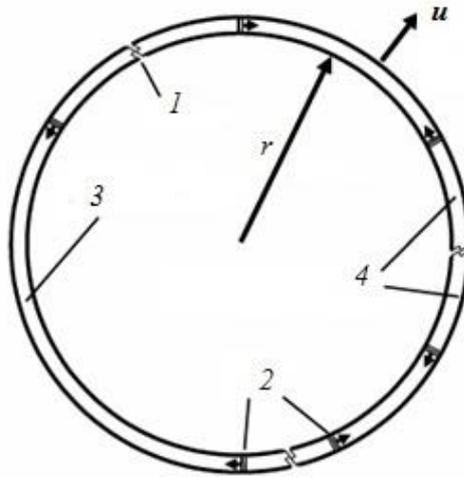


Рисунок 1.4.1 – Модель фрагментации Мотта [106, 123]: 1 – очаг разрушения; 2 – волны Мотта; 3 – область растяжения при постоянной скорости деформации; 4 – разгруженная область после прохождения волны Мотта

Разрушение кольца происходит мгновенно и случайным образом в очагах разрушения I , и, как следствие, возникали волны Мотта 2 , которые распространялись в неразрушенные части образца 3 , образуя разгруженные области 4 . Исходное кольцо разбивалось на N_0^* единичных сегментов, а количество неповрежденных сегментов N^* при заданной деформации ε задавалось соотношением вида

$$N^* = N_0^* \cdot e^{-\int \lambda(\varepsilon) d\varepsilon} . \quad (1.4.1)$$

В статистической теории надежности функция $\lambda(\varepsilon)$ известна как функция риска [106].

Сложность явления, включающего волновые процессы и приводящие к неоднородному и нестационарному напряженному состоянию в объеме материала, последовательная смена процессов инициирования микрповреждений и их подрастания до слияния в макротрещины, быстрое движение трещин и их взаимодействие между собой с учетом ветвления не позволяют, как отмечается в работе [110], выделить из общих интегральных результатов влияние свойств материала и дать их количественную оценку. Поэтому представляется целесообразным экспериментально изучать кинетику процесса множественного разрушения материала в более простых условиях (например, в условиях однородного напряженного состояния), которые

могут обеспечить возможность исследования особенностей зарождения микроповреждений, их распределения и развития в материале. Например, при нагружении металлических кольцевых образцов [110] на пневмопороховом копре [124] под действием импульса внутреннего давления, которое создавалось взрывом заряда ВВ в радиальном направлении, было показано, что при исследовании процесса дробления образцов выявлены эффекты, связанные только с материалом. А именно [110], количество осколков, на которые разрушается образец, увеличивается с ростом скорости деформации по линейному закону, причем менее пластичный материал разрушается на большее число осколков. Это соответствует выводам, приведенным в ранних работах Мотта [123], а позднее Степанова [125], которые основаны на связи вероятности разрушения с величиной деформации по экспоненциальному закону

$$\frac{dp}{d\varepsilon} = A \cdot e^{\frac{\varepsilon}{c_s}}. \quad (1.4.2)$$

Установлено [110], что с повышением скорости радиального расширения величина равномерной деформации возрастает до определенного значения, после чего практически не изменяется. Подобная закономерность объясняется тем [126], что повышение характеристик пластичности в условиях роста скорости деформации связано с равномерным вовлечением микрообъектов материала в процесс деформирования.

Не все объекты, подвергнутые динамическому нагружению, подчиняются экспоненциальному распределению фрагментов по размеру. К таким объектам относятся хрупкие твердые тела – стекла (кварц), керамики (карбид бора), сапфир, кремний. В обзорной работе Д. Греди [101] приводятся результаты исследований хрупкого разрушения (или неравновесной фрагментации) твердых тел (пластины из стекла и керамики карбид бора). Распределение по размеру хрупких фрагментов описывается степенным законом. Вид распределений, отражающих фрактальную природу фрагментации [127], может быть записан следующим образом:

$$N(x) \sim x^{-d_*}, \quad (1.4.3)$$

где степень d_* – размерность фрактала. В виде кумулятивного распределения фрагментов по размерам, как показано на Рисунке 1.4.2. Степень n в уравнении (или индекс Щумана [128]), связана с размерностью фрактала выражением: $n = 3 - d_*$.

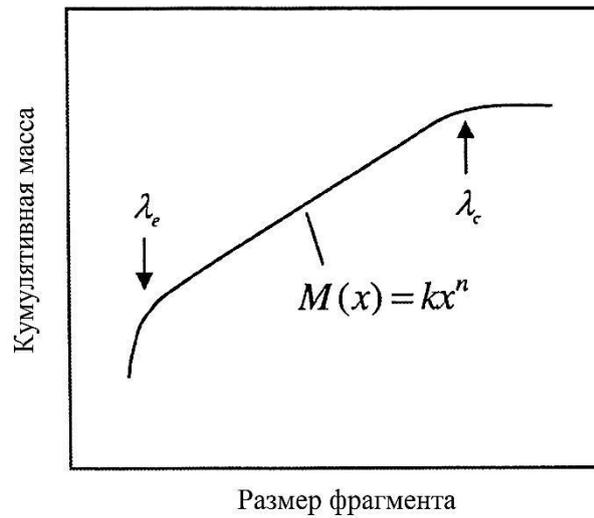


Рисунок 1.4.2 – Модель теории неравновесной фрагментации [101]

Возможна также запись распределения фрагментов хрупкого разрушения в терминах функции численной плотности:

$$N(m) \sim m^{-s}, \quad (1.4.4)$$

где $N(m)dm$ – число фрагментов массой в интервале между m и $m+dm$, а степень s связана с

размерностью фрактала в виде: $s = \frac{d_*}{3} + 1$.

Степенное распределение хрупких материалов ограничено двумя масштабами λ_c и λ_e (Рисунок 1.4.2). Как отмечает Д. Греди [101], верхняя граница λ_c связана со скоростью деформации $\dot{\epsilon}^*$, напряжением σ , с плотностью и скоростью звука в материале, и соизмерима с характерными размерами образца, а нижняя граница λ_e связана с параметром трещиностойкости материала K_c и пределом упругости Гюгонио σ_{hel} соотношениями:

$$\lambda_c \sim \frac{\sigma}{\rho_0 c_0 \dot{\epsilon}^*} \text{ и } \lambda_e \sim 3 \left(\frac{K_c}{\sigma_{hel}} \right)^2. \quad (1.4.5)$$

В работах Д. Л. Туркотта [127] показано, что степень n в соотношении Шумана (распределение фрагментов по массе) $M(x) \sim x^n$, существует в интервале $0.5 \leq n \leq 1.5$. В работах [101] показатель степени имел значение 2 и выше. В исследованиях Г. Бергстрёма (твёрдые сферы из стекла) [129, 130] показатель степени был близок к единице. Сделаны попытки предсказать индекс Шумана в результате численного моделирования при случайном наборе дефектов (трещин) (Пуассоновский процесс) и при некотором случайном геометрическом расщеплении тела. Подробное описание этих моделей представлено в монографии Д. Греди [101]. Д. Греди отмечает наиболее примечательные теоретические работы

Гаудина [131], Беннетта [132], Лино (стеклянные стержни) [133] и Гилварри [120], посвященные хрупкому разрушению, которые обобщены в работах [106, 130]. Также рассматривается альтернативная теория Л. Гриффитса [130, 134], которая основана на влиянии удельной энергии на фрагментацию объекта. Здесь удельная энергия связана с поверхностной энергией (Gx^2) и массой тела ($\rho_0 x^3$).

Автомодельные закономерности разрушения при динамических и ударно-волновых нагрузениях

Статистические закономерности разрушения керамик в широком диапазоне интенсивностей нагружения обнаруживают сочетание свойств экспоненциального и степенного распределений, которые становятся, соответственно, более выраженными для умеренных (экспоненциальные) и высоких (степенные) интенсивностей нагружения. В [135–138] показано, что качественным изменениям кинетических зависимостей времени разрушения от интенсивности нагружения (амплитуды напряжений) соответствуют характерные фрактографические признаки поверхностей разрушения. “In-situ” регистрация кинетики разрушения при ударно-волновом нагружении керамических стержневых образцов установила соответствие качественных изменений фрактографических образов поверхностей разрушения и зависимостей времени разрушения от амплитуды нагружающего импульса. Показано (Рисунок 1.4.3), что развитие разрушения при переходе от кинетической зависимости экспоненциального типа (характерной для квазистатических нагружений) к асимптотическому поведению, так называемой «динамической ветви», обнаруживающей слабую зависимость времени разрушения от амплитуды волнового импульса, сопровождается формированием множественных очагов разрушения (зеркальных зон определенного размера) в соответствующих сечениях разрушения [136]. Асимптотические режимы являются характерным признаком автомодельности процесса разрушения и связаны с «подчинением» нелинейной динамики системы автомодельным решениям, имеющим природу многомасштабных обостряющихся коллективных мод дефектов [138, 139]. Независимость времени разрушения при разрушении от амплитуды импульса и формирование множественных очагов разрушения с идентичным размером зеркальных зон соответствует «резонансному» возбуждению структур «обострения», локализованных на соответствующих масштабах [79, 140].

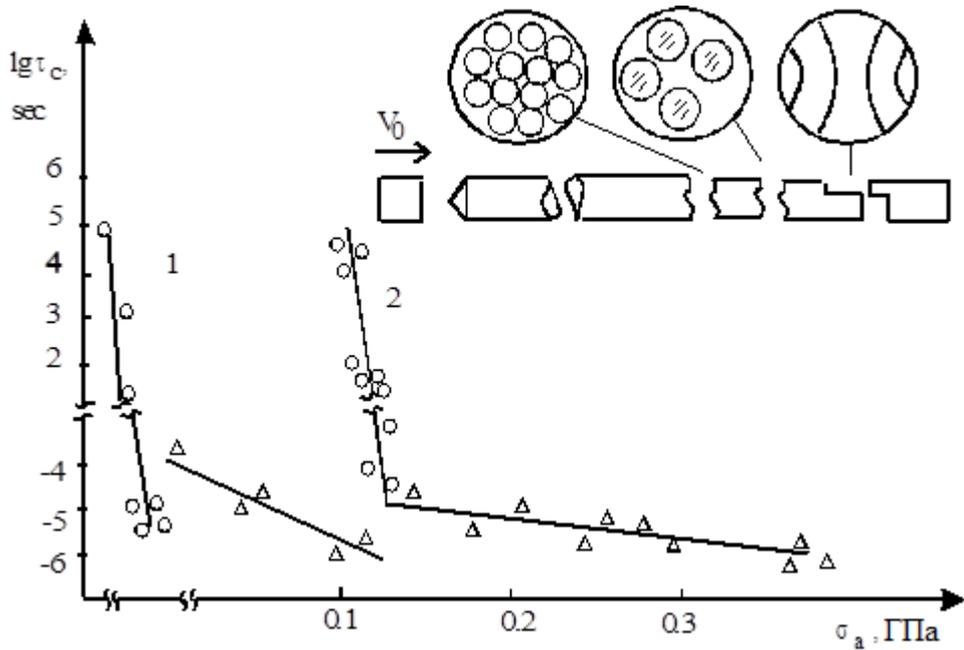


Рисунок 1.4.3 – Зависимость времени до разрушения от амплитуды нагружающего импульса при динамическом нагружении ПММА стержневых образцов [136]

1.5. Методы нагружения конденсированных сред

Информативность и качество измерений волновых профилей непосредственным образом зависит от используемых способов генерации и регистрации импульсов ударного сжатия. Для проведения систематических измерений механических свойств конденсированной среды в широком диапазоне скоростей деформации необходимыми являются генераторы одномерной ударной нагрузки с различным максимальным давлением сжатия и варьируемой длительностью и методы регистрации кинематических параметров с высоким временным и пространственным разрешением. Существует множество методов нагружения конденсированной среды, из них наиболее распространены: метод взрывного генератора; газовые пушки; электромагнитные ускорители; метод электрического взрыва проводника; метод ионного импульсного пучка (корпускулярное излучение); метод Гопкинсона-Кольского.

1.5.1. Взрывные генераторы

Простейшим способом возбуждения в конденсированной среде ударной волны с амплитудой в несколько десятков ГПа является подрыв на поверхности образца заряда взрывчатого вещества (ВВ) [17]. Соударение плоского ударника (пластины) с образцом, к примеру, является более распространенным способом генерации ударной нагрузки. Методика отработки взрывных устройств для метания плоских ударников изложена в работе [141]. Применение в экспериментах плосковолновых генераторов («взрывные линзы») обеспечивает условия одномерного течения на выходе из заряда. Вследствие разлета продуктов взрыва в

образце формируется импульс сжатия треугольной формы, длительность которого в лабораторных условиях достигает $5\div 15$ мкс. Одномерность процесса нарушается волнами разгрузки, распространяющимися от боковых поверхностей заряда ВВ и образца. Технические особенности метания плоских ударников с дополнительным промежуточным зарядом до скоростей 5 км/с, метания «взрывной линзой» (плосковолновым генератором) без промежуточного заряда до $1\div 2$ км/с и низкоскоростное метание плоских пластин ударной волной (до 1 км/с) под действием реакции ВВ, приведены для ознакомления в работе авторов Г. И. Канеля, С. В. Разореного., А. В. Уткина, В. Е. Фортова [17] и схемы сборок по метанию показаны на Рисунке 1.5.1.

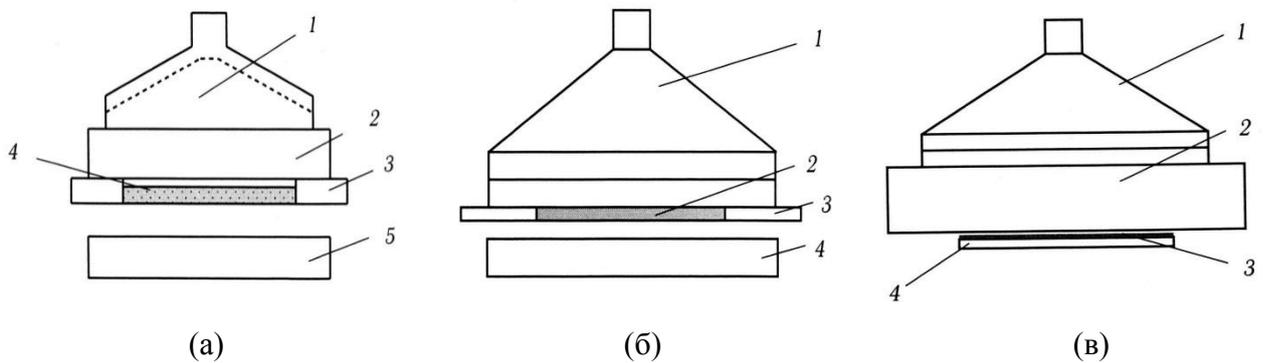


Рисунок 1.5.1 – Схемы сборок нагружения образцов метанием ударников с различной скоростью в результате действия ВВ [17]:

- (а) – метание взрывом плоских ударников: 1 – плосковолновой генератор («взрывная линза»), 2 – промежуточный заряд, 3 – фокусирующее кольцо, 4 – ударник, 5 – мишень;
- (б) – высокоскоростное метание «взрывной линзой»: 1 – «взрывная линза», 2 – ударник, 3 – стальное кольцо, 4 – образец;
- (в) – низкоскоростное метание плоских пластин ударной волной: 1 – «взрывная линза», 2 – толстая пластина-ослабитель, 3 – «амортизирующая» прокладка из материала с малым динамическим импедансом, 4 – метаемая пластина-ударник

Исходя из конкретной постановки эксперимента, будь то определение откольной прочности твердого тела [41, 142] или жидкостей [32, 42, 143] или получение ударных адиабат для веществ [144], за основу принимается своя уникальная конфигурация экспериментальной сборки.

Как отмечают авторы [17] взрывные генераторы ударных волн (УВ) компактны, дешевы и обеспечивают широкий диапазон амплитуд и длительностей импульсов нагрузки. Однако разрушающее действие взрыва накладывает специфические требования безопасности к условиям проведения экспериментов с ударными волнами. Для работы с такими устройствами необходимы специальные дорогостоящие взрывные камеры или полигоны, а также

технологическое оборудование для дистанционного изготовления высококачественных профилированных зарядов. Альтернативным решением является использование гладкоствольных баллистических установок (ГБУ). Преимуществом ГБУ является возможность плавного регулирования скорости соударения, контроль и регулирование перекоса ударника относительно плоскости образца, высокая однородность области одномерного течения за фронтом ударной волны (УВ) в образце и достаточно слабый разогрев ударника в такой постановке.

Кроме этого взрывные генераторы использовались в работах А. Д. Сахарова, В. Н. Минеева, Р. М. Зайделя, А. Г. Олейника [18–20], посвященные исследованию устойчивости ударных волн в конденсированных средах, и механических свойств веществ в условиях высоких давлений и температур за ударным фронтом. Схема постановки экспериментов, основанных на изучении малых возмущений на фронте УВ, приведена на Рисунке 1.5.2.

При прохождении плоской ударной волны, которая возникла от взрыва заряда ВВ 1, через синусоидальные выточки из диска 2 в клин 3 на ней появляются возмущения с той же длиной волны, что и у выточек. Клин и диск изготавливались из исследуемого материала или материалов с равной динамической адиабатой. При дальнейшем распространении по клину волна, несущая возмущения, выходила в зазор между скошенной поверхностью клина и пластиной из оргстекла 4, где возмущения фиксировались с помощью возникшего свечения прибором СФР-2М.

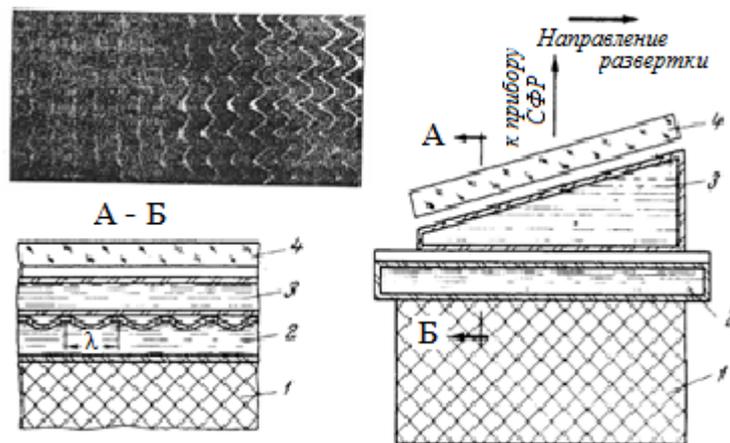


Рисунок 1.5.2 – Схема эксперимента [18]. 1 – заряд ВВ; 2 – диск с выточками; 3 – клин; 4 – пластина из оргстекла

1.5.2. Газовые пушки

Известные устройства для метания макроскопических тел со сверхвысокими скоростями можно разделить на многоступенчатые легкогазовые пушки, устройства для взрывного метания, электромагнитные пушки [22, 145].

Многоступенчатые легкогазовые пушки по принципу работы похожи на обычные пороховые орудия: для ускорения системы в виде снаряда-поддона используется сжатый газ из ресивера [22, 145]. В двухступенчатых легкогазовых пушках применяют газы с малой молекулярной массой (водород или гелий), которые можно разогнать до ультравысоких скоростей, чтобы сообщить системе снаряд-поддон сверхвысокие скорости. Давление в канале ствола за донным срезом снаряда (или поддона) всегда меньше давления в ресивере, поскольку часть энергии газа идет на его разгон до скорости, равной мгновенной скорости снаряда. Эта часть энергии метаемого газа не может быть использована для ускорения снаряда. В результате в канале ствола возникает градиент давления на участке от ресивера до донного среза снаряда. Разность давлений зависит от скорости снаряда и свойств метаемого газа, в первую очередь от скорости звука в нем. Формулы для вычисления давления, скорости звука в газе и скорости снаряда в процессе ускорения приведены в монографии [22, стр. 189]. Схема устройства и действие двухступенчатой легкогазовой пушки показана на Рисунке 1.5.3. Дульный срез обычной гладкоствольной пороховой пушки заключен в массивный стальной блок, в котором установлены переходная секция, клапан, открывающийся при повышении давления, и казенная часть ствола второй ступени, калибр которого меньше калибра ствола первой ступени.

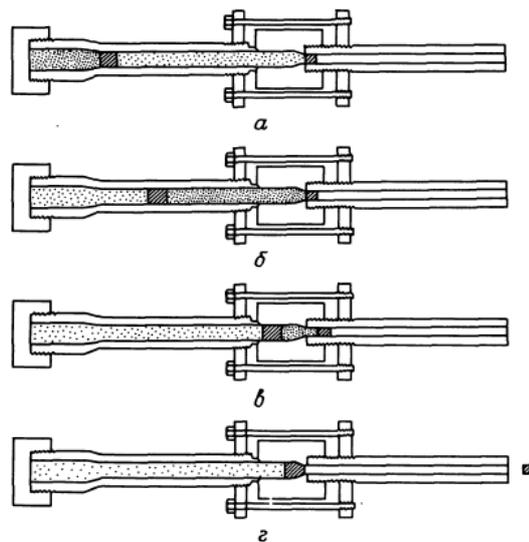


Рисунок 1.5.3 – Схема устройства и действие двухступенчатой легкогазовой пушки [22]

Снаряд вместе с поддоном помещается в казенной части ствола второй ступени. Из замкнутого объема первой ступени откачивают воздух и заменяют его водородом или гелием. При

выстреле пороховой заряд воспламеняется, и давление пороховых газов гонит вперед снаряд первой ступени (поршень), который сжимает газ, заполняющий пространство перед ним. Поскольку скорость поршня существенно меньше скорости звука в легком газе, сжатие происходит практически адиабатически. Тем не менее, в непрерывно сокращающемся столбе газа перед поршнем возникают возмущения, распространяющиеся как в направлении движения поршня, так и в обратном направлении. Давление в казенной части ствола второй ступени стремительно растет до тех пор, пока поршень не войдет в переходную секцию, а давление не достигнет критического значения, при котором срабатывает механизм клапана. Как только это произойдет, снаряд начинает двигаться по стволу второй ступени, и изменение объема легкого газа приобретает более сложный характер, так как теперь он определяется совместным движением поршня и снаряда. Давление газа в канале ствола подскакивает до нескольких сот мегапаскалей в момент открытия клапана и превышает 1 ГПа и затем по мере приближения снаряда к дульному срезу ствола второй ступени быстро падает, а остаток кинетической энергии поршня расходуется на его деформацию в переходной секции.

Легкогазовые пушки сообщают снарядам скорости до значений $\sim 7.5\div 8.5$ км/с. Однородные малогабаритные снаряды из пластичных материалов низкой плотности разгоняются до 12 км/с. В 80-90х годах, как пишет Хеллок Ф. Свифт в работе [22], легкогазовые пушки были единственными пусковыми установками, которые метали со сверхзвуковыми скоростями снаряды заданной формы, изготовленные из материалов, представляющих практический интерес. Также показано, что точные данные можно получить лишь в том случае, если снаряд помещен в поддон, так как при соприкосновении с поверхностью канала ствола легкогазовой пушки материал снаряда эродировать (разрушает, размывает) настолько, что масса снаряда становится неопределенной, не соответствующей массе снаряда перед пуском.

1.5.3. Электромагнитные ускорители

Еще одним из устройств, способных сообщать телу (ударнику) сверхвысокие скорости, является электромагнитная рельсовая пушка (ЭМРП) [22, 145] на постоянном токе. Схема устройства приведена на Рисунке 1.5.4. Принцип работы ЭМРП следующий. Электрический ток течет по одному из двух параллельных рельсов, затем по подвижной перемычке между ними и возвращается к источнику питания по другому рельсу. При этом в окрестности перемычки создается электромагнитное поле, которое, взаимодействуя с текущим по ней током, создает силу, направленную вдоль рельсов $F_p = L' I_0^2$.

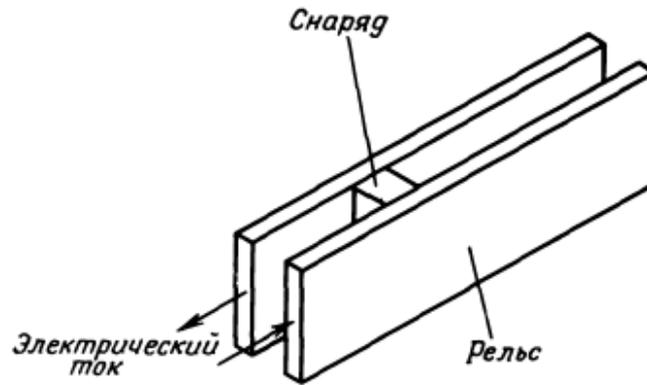


Рисунок 1.5.4 – Схема электромагнитной рельсовой пушки на постоянном токе [22]

Величина силы определяется индуктивностью L' , отнесенной к длине рельсов, и квадратом силы тока I_0 . Эффективность электромагнитных ускорителей в значительной мере определяется соотношением между средним и максимальным ускорениями, которые испытывает снаряд в процессе пуска. Если пиковое ускорение слишком велико, то снаряд и поддон при сообщении им полного импульса, необходимого для набора сверхвысокой скорости разрушаются. Из уравнения для силы F_p следует, что оптимальный режим работы ЭМРП достигается, когда сила тока в установке остается постоянной [22]. На практике это трудно осуществить, так как полное сопротивление пусковой установки Z пропорционально скорости движения перемычки, с которой оно связано соотношением $Z = Z_0 + L'U_p$, где Z_0 – остаточный импеданс рельсовой пушки с неподвижным снарядом в исходном положении для стрельбы, U_p – скорость снаряда. Электрическое напряжение на нагрузке ЭМРП в процессе ускорения снаряда возрастало от ~ 100 В до более чем 15 кВ. При массе метаемого тела в 3 г получены максимальные скорости до 6.5 км/с. Расчеты показывают, как пишет Хеллок Ф. Свифт в работе [22], этот способ метания позволяет сообщать телам скорость 15 км/с и более.

Практическое применение ЭМРП возможно в трех областях: создание артиллерийских орудий с дульными скоростями (чем длиннее ствол, тем большее время пороховые газы могут воздействовать на пулю, разгоняя её), вдвое большие, чем у существующих; использование высокоэффективных электромагнитных пушек (с дульными скоростями более 10 км/с) в качестве двигательных установок для космических аппаратов. Отдача при стрельбе из таких орудий создаст среднюю реактивную силу, во много раз превышающую тягу ионных двигателей; моделирование столкновений с метеороидами при скоростях более 12 км/с, когда материал и снаряд и мишени мгновенно превращается в пар, как это действительно наблюдается при полетах в космическом пространстве.

1.5.4. Генерация ударных волн мощными импульсами лазерного излучения

К методу генерации ударных волн при кратчайших длительностях ударно-волновой нагрузки в конденсированных средах относится метод нагружения мощными импульсами лазерного излучения (метод импульсного ионного пучка). Плотность поглощающей излучение среды (слой конечной толщины) не успевает измениться (т.к. энерговыделение происходит достаточно быстро) в соответствии с ростом температуры. В результате в облучаемой мишени возрастает давление, после чего формируется волна сжатия. В книге [17] приведено описание нагружающего ускорителя легких ионов KALIF (Karlsruhe Light Ion Facility). На установке KALIF ударно-волновое нагружение можно осуществить двумя способами. Первый способ, когда быстрое высвобождение энергии пучка при прямом воздействии на мишень приводит к быстрому испарению и абляции вещества с лицевой поверхности мишени, и, соответственно, к росту давления в зоне поглощения, что в свою очередь вызывает образование волны сжатия интенсивностью до 100 ГПа и длительностью 40÷50 нс, которая распространяется к тыльной поверхности мишени. Таким способом можно проводить ударно-волновое нагружение мишеней из различных материалов толщиной до 1 мм. Во втором способе в качестве ударников используют тонкие мишени толщиной несколько десятков микрометров, которые могут ускоряться абляционным давлением до скоростей свыше 10 км/с, формируя в образцах толщиной до нескольких сотен микрометров импульсы сжатия длительностью ~ 10 нс и амплитудой до нескольких сотен ГПа [17].

1.5.5. Электрический взрыв проводника

На настоящее время к одним из недостаточно распространенных и редко используемых методов нагружения сплошной среды можно отнести метод электровзрывного нагружения. Под электровзрывным нагружением понимается электрический взрыв проводника (ЭВП) цилиндрической геометрии (проволочка или система проволочек) [105, 146–148], или проводника в виде плоской или кольцевой геометрии (фольги) [148–151]. Остановимся на методе ЭВП цилиндрической геометрии в жидкости, который не требует больших электрических напряжений, что дает возможность создавать импульсные давления в полости сравнительно малых размеров [152], легко создать пространственный профиль давления, способ дешевый и технически легко реализуемый. В экспериментальную базу ЭВП обязательно входит система конденсаторов, источник питания, разрядник и проводник (или система проводников). В результате разряда с конденсаторной батареи проводник претерпевает фазовые превращения. К важнейшим этапам развития ЭВП [153, 154] относятся:

- Нагрев металла в твердом состоянии;
- Плавление;

- Нагрев металла в жидком состоянии;
- Интенсивное парообразование, которое может происходить как на поверхности, так и в объеме вещества;
- Стадия собственно взрыва, сопровождающаяся сложными гидродинамическими (ГД) явлениями с резким расширением вещества и нарушением механизма электрической проводимости;
- Ионизация, шунтирующий разряд в парах продуктов ЭВП и последующие процессы, охватывающие как возникающую внешнюю плазму, так и вещество керны, сохраняющееся длительное время.

При импульсном электрическом разряде в среде вокруг зоны его инициирования возникают ударные волны и потоки жидкости, способные совершать полезную работу. Обоснованием метода можно считать способность электрически взрывааемых проводников (ЭВП) резко изменять свои свойства и эффективно преобразовывать первичную электрическую или магнитную энергию накопителей в другие виды энергии, например, тепловую энергию, энергию излучения плазмы, энергию ударных волн. Под действием ударной взрывной волны в исследуемой среде начинают изменяться кинетические параметры: температура, давление и скорость движения молекул, энергия. Например, в работе В. П. Кортхонджии с соавторами [152] приведено экспериментальное исследование влияния плазмохимической реакции образовавшейся металлической плазмы с жидкостью на амплитуду давления сжатия и длительность импульса давления. В работах У. Чейса [155–157] и Д. Г. Санникова [158] приведен познавательный обзор исследований по взрывающимся проводникам, в том числе по классификации взрыва проводников. Работа С. А. Хайнацкого [159] посвящена условиям реализации оптимального режима ЭВП в жидкости, когда вся энергия, запасенная в конденсаторной батарее, вводится в проводник в течение первого полупериода разряда. Рассматривая работы по моделированию процессов взрыва тонких металлических проволочек в магнитогидродинамическом приближении, можно отметить некоторые статьи, в основном, посвященные моделированию фазовых превращений (переходам) и метастабильных состояний [160, 161] проявляющихся в проводниках в результате прохождения по нему высокой плотности тока $\sim 10^8$ А/см²: в воде [162–168] и в вакууме [169–171]. Оценка скорости испарения проводника проведена в работе Я. Е. Красика с соавторами [172]. Все эти исследования связаны, главным образом, с изучением проводимости металлов, например, вблизи критической точки [162], с оценкой времени разряда на проводник [164], с получением волновых профилей электрического тока и электрического напряжения в проводнике под действием разряда с конденсаторной батареи в широком интервале энергии, а также с исследованием распространения ударной волны в среде после взрыва проводника [165–167, 172, 173]. Из работ,

посвященных исследованию нагружения конденсированной среды под действием ЭВП, можно отметить работу Г. Катсураджи с соавторами [105], которая посвящена исследованию статистики фрагментации Al_2O_3 тонких трубок (диаметр 1.2 мм и толщина трубки 0.2 мм, длиной 200, 150, или 100 мм) под действием взрыва медного проводника (диаметром 0.05 мм), установленного внутри керамической оболочки. Напряжение на источнике питания и емкость на конденсаторной батарее варьировались, соответственно, от 18 до 23 кВ и от 0.1 до 0.4 мкФ. Особенностью результатов экспериментов на разрыв длинных тонких трубок [105] было наличие двух законов, описывающих распределение фрагментов по размеру (степенного и экспоненциального).

Высокие концентрации энергии и скорости обработки находят применение во многих областях науки и техники [174], где требуется высокоэнергетическое воздействие, например, электровзрывная обработка (штамповка, запрессовка труб, очистка литья от смесей, виброимпульсное нагружение) [175, 176], очистка фильтров (используемых на гидроэлектростанциях) от моллюсков и их личинок [177], получение нанопорошков (дробление, диспергирование) [178–183], эхолокация водоемов, применение ЭВП в нефтедобывающей отрасли [185, 186], и т.д.

1.6. Методы регистрации профилей скорости свободной поверхности

С середины XX века начались активные исследования в области физики ударных волн с целью получения термодинамических уравнений состояния конденсированных сред в широком диапазоне давлений и температур. Для проведения необходимых измерений ударной сжимаемости веществ были созданы генераторы плоских ударных волн, таких как взрывные генераторы, баллистические ударные трубы, пороховые пушки и легкогазовые ускорители ударников [24]. В развитии экспериментальной методики усовершенствовались: появились способы непрерывной регистрации давления и массовой скорости в полных импульсах ударной нагрузки, что дало новые возможности для исследований механических и кинетических характеристик материалов в условиях короткоимпульсного (нс) нагружения.

Ударно-волновое нагружение релаксирующих сред дает основу для определения кинетических закономерностей упругопластического деформирования, разрушения, химических и фазовых превращений [26, 186]. Основными методами непрерывной регистрации ударно-волновых профилей массовой скорости являются [24]: метод емкостного датчика, магнитоэлектрический метод и лазерные доплеровские методы [17].

Ниже приведен обзор методик регистрации скорости свободной поверхности образцов, полное описание методик представлено в литературе [17, 24, 145].

1.6.1. Емкостные датчики скорости

Емкостные датчики [27, 187] предназначены для регистрации скорости поверхности, в основном, металлических образцов. Пример постановки эксперимента с применением емкостного датчика показан на Рисунке 1.6.1. На расстоянии X от поверхности образца 1 устанавливается плоский электрод 2, составляющий с образцом измерительный конденсатор C . Электрическое напряжение на конденсатор подается от источника ЭДС через сопротивление нагрузки R_n , величина которого выбирается достаточно малой с тем, чтобы постоянная времени ($R_n C$) была много меньше характерного времени регистрации. Для поддержания однородности электрического поля в области измерительного электрода применяется охранный кольцо 3. Когда поверхность образца приходит в движение, емкость измерительного конденсатора начинает изменяться, и в цепи датчика появляется ток подзарядки, сила которого пропорциональна скорости изменения емкости, то есть скорости движения поверхности образца $V_{fs}(t)$:

$$I_0(t) = U \frac{dC}{dt} = \frac{\epsilon_I S_A U}{4\pi X^2(t)} \frac{dx}{dt} = \frac{\epsilon_I S_A U}{4\pi X^2} V_{fs}(t), \quad (1.6.1)$$

где U – электрическое напряжение на источнике ЭДС, ϵ_I – диэлектрическая постоянная, S_A – площадь измерительного электрода, X – расстояние между обкладками в момент времени t , рассчитываемое интегрированием скорости в процессе обработки экспериментальной осциллограммы $I_0(t)$.

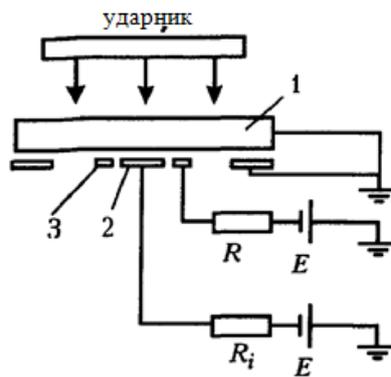


Рисунок 1.6.1 – Схема опытов по регистрации скорости свободной поверхности образцов методом емкостного датчика [24, 187]: 1 — нагружаемый образец; 2 — измерительный электрод; 3 — охранный электрод емкостного датчика; E — источник ЭДС; R_n — сопротивление нагрузки

Так как данный метод является бесконтактным, то его разрешающая способность ограничена несинхронизацией по времени выхода регистрируемого импульса нагрузки на поверхность образца в контролируемой датчиком области. В зависимости от требуемых

разрешающей способности и полного времени регистрации диаметр измерительного электрода и расстояние между ним и поверхностью образца варьируется в пределах $2\sqrt{\frac{S_A}{\pi}} \sim 5 \div 25$ мм и $X \sim 1 \div 6$ мм, соответственно. Реальная разрешающая способность датчика диаметром 5 мм составляет в процессе регистрации $10 \div 15$ нс. При напряжении на источнике, равном 3 кВ, характерный уровень сигнала емкостного датчика составляет единицы-десятки милливольт. С низким уровнем сигнала связана недостаточно высокая помехоустойчивость метода, что ограничивает возможности его применения. Дальнейшее уменьшение диаметра измерительного электрода связано с возрастанием неопределенности в интерпретации результатов измерений.

1.6.2. Электромагнитные датчики

Методы емкостных [187] и магнитоэлектрических датчиков применимы к твердым телам, т.к. во время испытаний должны быть прочно закреплены на образце. Регистрация профилей массовой скорости в диэлектрических материалах проводится магнитоэлектрическим методом (магнитоэлектрические датчики [24]). С этой целью в образце устанавливается П-образный датчик из тонкой алюминиевой фольги. Экспериментальная сборка размещается в однородном магнитном поле таким образом, чтобы «перекладина» датчика, являющаяся его чувствительным элементом, была перпендикулярна направлению силовых линий поля и параллельна фронту ударной волны (Рисунке 1.6.2). В импульсе нагрузки датчик увлекается в движение вместе с окружающим его веществом. При этом на его выводах наводится ЭДС магнитной индукции:

$$U_m(t) = -u(t)B'l_g, \quad (1.6.2)$$

где l_g – длина «перекладины» датчика (~ 10 мм), B' – магнитная индукция поля (~ 1 Тл).

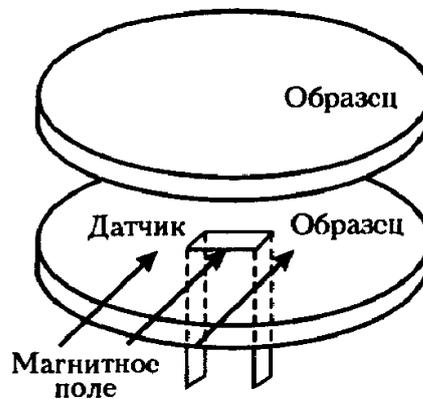


Рисунок 1.6.2 – Схема регистрации профилей массовой скорости магнитоэлектрическим методом. [24]

Магнитоэлектрический метод регистрации профилей массовой скорости широко используется в экспериментах с взрывчатыми веществами. В качестве источников магнитного поля используются как стационарные, так и импульсные одноразовые соленоиды. Пространственное разрешение методов регистрации волновых профилей емкостными и магнитоэлектрическими датчиками ограничено размерами чувствительных элементов. В лучшем случае это несколько миллиметров в плоскости фронта ударной волны. Так как регистрация волновых профилей проводится с использованием осциллографа, точность определения текущих параметров состояния вещества ограничена погрешностью амплитудных измерений регистрирующей аппаратуры.

1.6.3. Контактные датчики

Одними из распространенных на конец двадцатого века методов получения данных об ударной сжимаемости конденсированных сред являются дискретные методы измерения волновых и массовых скоростей. Такие методы основаны на применении электроконтактных датчиков или вспыхивающих газовых зазоров [24]. Электроконтактными датчиками фиксируются моменты прохождения ударной волны или поверхности тела через реперные точки базы измерения скорости ударной волны D или массовой скорости u . При замыкании электроконтактного датчика простейшей электрической схемой вырабатывается импульс тока, который регистрируется электронным осциллографом. По полученным осциллограммам определяются промежутки времени между моментами срабатывания нескольких датчиков, установленных на пути ударной волны в образце или на пути движения свободной поверхности. Расстояние между датчиками измеряется с высокой точностью, поэтому по измеренным интервалам времени легко находится скорость ударной волны или скорость поверхности образца либо ударника. Установкой многих датчиков в одном опыте обеспечивается фиксация возможных перекоса и искривления волнового фронта, что после введения соответствующих поправок повышает точность измерений. В зависимости от конструкции датчиков разброс моментов их срабатывания может составлять $1 \div 10$ нс. Дополнительную погрешность в результаты измерений вносит искажение сигналов в регистрирующей аппаратуре и соединительных кабелях.

Метод вспыхивающих зазоров основан на использовании тонких (~ 50 мкм) газовых зазоров между блоком оргстекла, через который ведется наблюдение, и поверхность образца. Под действием ударной волны газ в зазоре адиабатически сжимается и нагревается. Вспышки газа в зазорах фиксируются скоростным фоторегистратором (фотохронографом), работающим в режиме щелевой развертки. Длительность вспышки составляет $10 \div 50$ нс в зависимости от толщины зазора. Для получения высокой яркости свечения применяют продувку зазоров

аргоном. При интенсивности ударной волны в сотни килобар и более хорошие результаты дает использование воздушных зазоров. Сборка с образцом изготавливается в виде нескольких ступенек, так что вспыхивающие зазоры размещены на различных расстояниях по ходу ударной волны.

1.6.4. Лазерный доплеровский измеритель скорости PDV

Принцип действия лазерного доплеровского измерителя скорости PDV (Photon Doppler Velocimetry) [188] заключается в следующем. Сигнал, идущий от лазера, отражается от движущейся поверхности исследуемого образца и интерферирует с сигналом падающего света. Под действием эффекта Доплера формируются биения частоты. Эти биения пропорциональны скорости движущейся поверхности, и их обработка на точном высокочастотном осциллографе позволяет получить временную развертку скорости свободной поверхности.

Скорость свободной поверхности $V_{fs}(t)$ вычисляется по формуле:

$$f_b(t) = 2 \left(\frac{V_{fs}(t)}{c} \right) f_0, \quad (1.6.3)$$

где $f_b(t)$ – частота биений, c – скорость света, f_0 – частота излучения лазера.

Принципиальная схема экспериментальной установки изображена на Рисунке 1.6.3. Прибор состоит из следующих компонентов. Эрбиевый оптоволоконный лазер большой мощности, с узкой шириной спектральной линии. Разделители, которые делят выходной сигнал на несколько частей для мультисканальных операций и фазового сравнения. Циркулятор — это оптоволоконное устройство, позволяющее распределять лазерный луч по волокнам к образцу и к анализатору. Датчики являются коротковременными фотодетекторами, которые совместимы с осциллографом. Линза предназначена для фокусировки лазерного луча на поверхности испытываемой поверхности образца. Осциллограф высокого временного разрешения – для регистрации, поступающего сигнала.

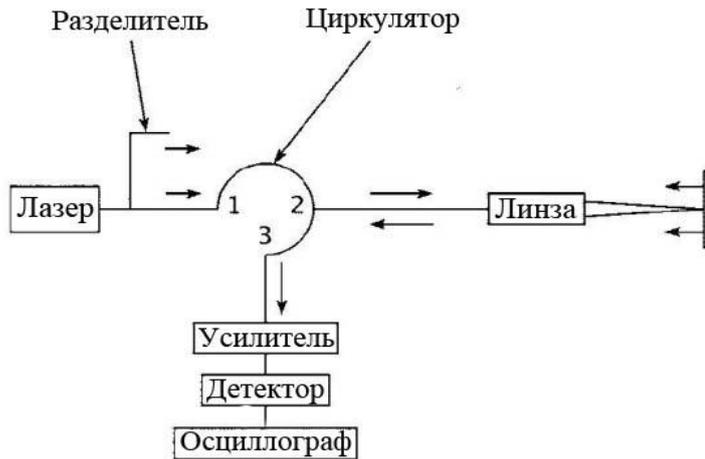


Рисунок 1.6.3 – Принципиальная схема PDV [188]

Изменение светового потока на выходе из интерферометра связано с изменением скорости отражающей поверхности синусоидальной зависимостью. Исходя из этого, текущие значения скорости могут быть определены из экспериментальных осциллограмм не только дискретно — подсчетом числа биений, но и измерением мгновенных значений относительных световых потоков в каждом канале регистрации в пределах отдельных биений.

Данные с PDV и, соответственно, с осциллографа являются безразмерными. Для получения размерных величин их умножают на масштабные коэффициенты. По оси абсцисс откладывается время, поэтому значения с осциллографа делятся на частоту измерения (~ 100 МГц). А данные по оси ординат умножаются на размерный коэффициент.

1.6.5. Интерференционная система VISAR

С существенно более высоким пространственно-временным разрешением и точностью измерений обладают методы регистрации движения свободных и контактных поверхностей с применением лазерной техники. Применение лазеров для измерений скорости вещества в экспериментах с ударными волнами основано на использовании эффекта Доплера. Впервые метод лазерного доплеровского интерферометра применялся в 70х годах Л. М. Баркером с соавторами [189] и стал популярен в ударно-волновых исследованиях, как за рубежом, так и в России, где хорошо распространен, модернизирован и усовершенствован [17, 24, 190, 191]. Причина такого широкого применения заключается в том, что в быстропротекающих процессах скорость измеряется намного проще и точнее других величин, таких как деформация или изменение температуры, а во многих случаях это единственный вариант получения информации. Так как при скорости движения отражающей поверхности $\sim 100 \div 1000$ м/с эффект весьма мал (сдвиг длины волны излучения составляет $\sim 10^{-2} \div 10^{-1} \text{ \AA}$), то для его фиксации используются двулучевые или многолучевые интерферометры. При этом измерения принимают

дифференциальный характер, что существенно повышает их точность. Высокое пространственное разрешение лазерных методов обеспечивается тем, что зондирующее излучение лазера фокусируется на исследуемом образце в пятно диаметром ~ 0.1 мм. На Рисунке 1.6.4 приведена эквивалентная схема двухканального лазерного доплеровского измерителя скорости VISAR (Velocity Interferometric System for Any Reflection) [17]. Фиксация изменений скорости отражающей поверхности производится путем регистрации периодических изменений интенсивности (биений) при интерференции двух лучей когерентного света с близкими длинами волн. В данном случае интерферируют лучи света, отраженного от движущейся поверхности образца в разные моменты времени. Если скорость отражающей поверхности изменяется, то, вследствие сдвига по времени, величина эффекта Доплера для интерферирующих лучей оказывается различной. Регистрируемые фотоприемниками биения интенсивности имеют частоту, пропорциональную ускорению отражающей поверхности и величине относительного сдвига по времени.

Идея метода реализована в приборе следующим образом (Рисунок 1.6.4). Излучение одночастотного лазера фокусируется на поверхности образца 3, который подвергается высокоскоростному нагружению ударником 4. Отраженный от контролируемой поверхности свет собирается линзой 2 в квазипараллельный пучок и направляется в интерферометр. После сужения во входном телескопе 5 пучок отраженного света расщепляется светоделителем на два луча равной интенсивности, которые направляются в оптически симметричные «плечи» интерферометра, ограниченными двумя 100% зеркалами 3_1 и 3_2 . Одно из плеч (3_1) содержит стеклянную линию задержки ЛЗ, вследствие чего время двукратного прохождения света в этом плече больше, чем в противоположном плече (3_2), на некоторую величину Δt . После отражения от концевых зеркал оба луча возвращаются на светоделитель $6'$, где и происходит их интерференция.

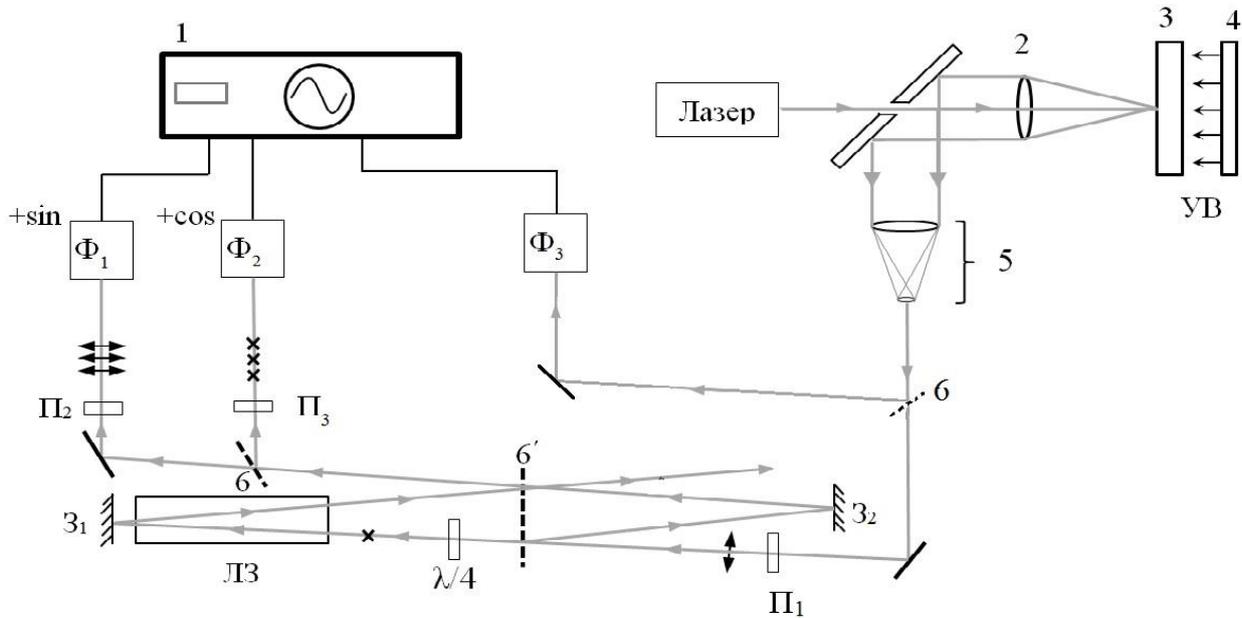


Рисунок 1.6.4 – Схема регистрации волновых профилей лазерным доплеровским измерителем скорости [17]: 1 – осциллограф; 2 – собирающая линза; 3 – образец; 5 – входной телескоп, коллиматор; Z_1 , Z_2 – 100%-е концевые зеркала; 6, 6' – 50%-й светоделители; ЛЗ – стеклянная линия задержки; $\lambda/4$ – четвертьволновая пластика; Φ_1 , Φ_2 – фотоприемники выходного излучения; Φ_3 – фотоприемник контроля интенсивности

Для выполнения требования параллельности волновых фронтов рекомбинирующих лучей геометрические пути света в двух плечах интерферометра должны различаться на строго определенную величину:

$$\Delta l = l_d \left(1 - \frac{1}{n} \right) \quad (1.6.4)$$

где l_d , n – длина и показатель преломления линии задержки. В этом случае время задержки равно:

$$\Delta t = \frac{2l_d}{c} \left(n - \frac{1}{n} \right), \quad (1.6.5)$$

где c – скорость света в вакууме. Вследствие оптической симметрии данного интерферометра, пространственная когерентность анализируемого излучения не требуется. Хороший интерференционный контраст получается даже при работе со светом, отраженным от рассеивающей, шероховатой поверхности, когда входящий в интерферометр пучок имеет пятнистую поперечную структуру. Текущее значение монотонно изменяющейся скорости отражающей поверхности $V_{fs}(t)$ определяется по числу зарегистрированных фотоприемниками биений интенсивности света $N_s(t)$ из соотношения:

$$V_{fs}(t) = \frac{\lambda}{2\Delta t} \frac{N_s(t)}{(1+\delta)}, \quad \delta = \frac{n}{n^2-1} \lambda \frac{dn}{d\lambda}, \quad (1.6.6)$$

где λ , – длина волны зондирующего излучения, n – показатель преломления стекла линии задержки, N_s может быть нецелым числом. Приращение скорости, приходящееся на одно биение можно выразить в виде

$$K_f = \frac{\lambda}{2\Delta t(1+\delta)}. \quad (1.6.7)$$

Для надежной фиксации изменений знака ускорения при немонотонном изменении $V_{fs}(t)$ в приборе предусмотрена система поляризационного кодирования. Перед расщеплением в большом светоделителе б' пучок отраженного от образца света поляризуется пластинкой Π_1 под углом 45° к горизонтали. Одно из плеч интерферометра содержит четвертьволновую пластину ($\lambda/4$), в которой происходит сдвиг на 90° фазы вертикально поляризованного света относительно горизонтальной компоненты. После рекомбинации лучей на выходе из интерферометра пучок света расщепляется поляризационным светоделителем на две компоненты с вертикальной и горизонтальной поляризацией. Двумя фотоприемниками Π_1 и Π_2 независимо регистрируются биения интенсивности каждой компоненты, которые оказываются также сдвинутыми по фазе друг относительно друга на 90° . В результате смена знака ускорения неизбежно будет зафиксирована, по крайней мере, одним фотоприемником по смене (вне экстремумов биений) знака изменения светового потока.

Изменение светового потока на выходе из интерферометра связано с изменением скорости отражающей поверхности синусоидальной зависимостью. Исходя из этого, текущие значения скорости могут быть определены из экспериментальных осциллограмм не только дискретно — подсчетом числа биений, но и измерением мгновенных значений относительных световых потоков в каждом канале регистрации в пределах отдельных биений. Благодаря контролю интенсивности попадающего в прибор света и поляризационному кодированию погрешность измерений скорости, превышающей величину $\lambda/(2\Delta t)$, может быть снижена до 1% и меньше. Наилучшая разрешающая способность по времени, достигнутая при измерении данным методом ширины фронта ударной волны в металлах, составила 1 нс в работах [17].

Рассмотрим систему измерения скорости [191, разработанную в Лаборатории физических основ прочности ИМСС УрО РАН, внешний вид которой изображен на Рисунке 1.6.5. В роли лазера использовалась модель «ЛГН-512» с эталоном Фабри-Перо. Длина когерентных волн составляла более 13 м. Для осуществления нормальной работы лазера требовалась система охлаждения. В роли хладоносителя была дистиллированная вода, давление хладоносителя на

входе в лазер ~ 3.5 атм, температура хладонотителя на входе – 20 °С и отводимая мощность – до 40 кВт. Подвод лазерного излучения к образцу и отвод отражённого сигнала осуществляется по стекловолокну, в отличие от системы VISAR в [17]. Это обеспечивает ряд преимуществ перед зеркалами, а именно отсутствие необходимости юстировки множества зеркал, отсутствие влияния пыли в воздухе на интенсивность луча и меньшая требовательность к вибрациям измерительной системы. Для системы регистрации были выбраны ФЭУ Н6779 фирмы Hamamatsu, представляющие собой сборку из ФЭУ R7400 той же фирмы в комплекте с источником питания. Данные ФЭУ обладают скоростью нарастания 0.78 нс, что позволяет достичь временного разрешения 10^{-9} с при применении соответствующих цифровых осциллографов. Для исключения влияния вибраций на процесс работы, установка собрана на виброизолированном оптическом столе, а лазер подвешивается на воздушных подушках. Вокруг стола выстраивался бокс из гипсокартона, для того чтобы на работу не влияли световые шумы.

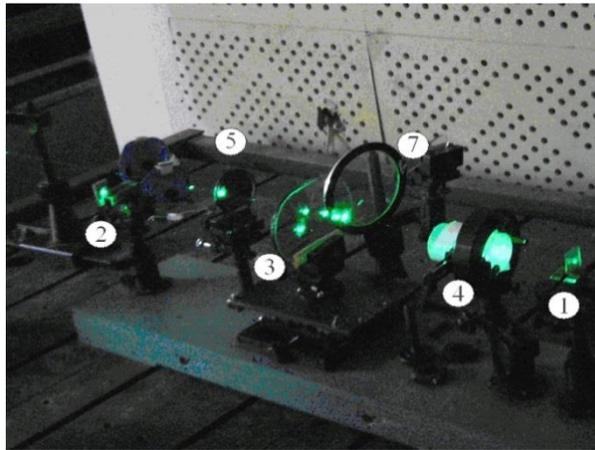


Рисунок 1.6.5 – Внешний вид доплеровского измерителя скорости VISAR [191]

Плечи интерферометра должны быть одинаковой длины и лежать в одной плоскости. Необходимо учесть, что линия задержки, установленная на одном плече интерферометра, вследствие преломления изменит ход луча, и одно из зеркал следует сдвинуть на соответствующее расстояние $M2'$ (Рисунок 1.6.6) [190].

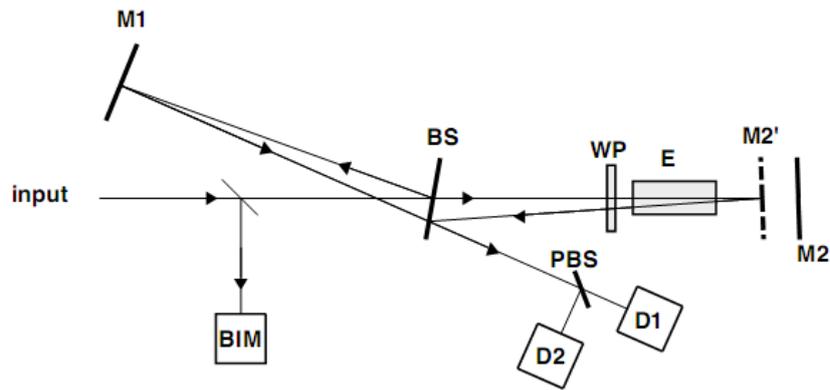


Рисунок 1.6.6 – Типовая схема VISAR [190], на которой проиллюстрировано смещение зеркала M2 вследствие преломления линии задержки. Input – вход; D1, D2 – фотодетекторы; PBS (polarizing beamsplitter) – поляризационный светоделитель; WP (1/8 wave plate) – 1/8 волновая пластина в одном плече интерферометра; BIM (beam intensity monitor) – контроллер интенсивности (яркости) пучка, расположенный на входе интерферометра; BS (beamsplitter) – разделитель луча; M1, M2, M2' – зеркала

Лазерные интерферометрические измерители скорости вещества в ударных волнах применяются как для фиксации скорости движения свободной поверхности тела, так и для измерений волновых профилей внутри прозрачной среды [32, 43] или на поверхности контакта между исследуемым образцом и «окном» из прозрачного материала, как это было сделано в работе [142]. При этом следует учитывать влияние ударного сжатия прозрачной среды на ее оптические характеристики и закономерности отражений света в ней от движущейся поверхности. Методы регистрации движения свободных и контактных поверхностей с применением лазерной техники являются более универсальными и обладают высоким пространственно-временным разрешением.

1.6.6. Методы регистрации профилей давления

Регистрация структуры волн сжатия и разрежения дает обширную информацию о процессах, сопровождающих динамическое нагружение вещества. С этой целью разработаны и разрабатываются методы непрерывного измерения механических напряжений и скорости вещества во внутренних сечениях образца или на контактных или свободных поверхностях [192, 193]. Расширенный обзор работ по методам регистрации профилей давлений проведен авторами работы [24]. Одним из достаточно распространенных методов регистрации механических напряжений или давления является манганиновый пьезорезистор (датчики). В работах [194–198] приведены приложения и описание метода. Впервые этот метод использовался для измерения давления в статических условиях П. Бриджменом [199, 200]. Датчики нашли широкое применение в экспериментах с ударными волнами. С их помощью

проводятся измерения при пониженных (до 70 °С) и повышенных (до 600 °С) начальных температурах образцов [201]. Исследуются упругопластические свойства и полиморфные превращения веществ, эволюция импульсов сжатия в реагирующих взрывчатых материалах, определяются параметры динамической нагрузки в технологических условиях взрывной обработки.

Применение манганиновых датчиков основано на высокой чувствительности удельного электросопротивления манганина к давлению при низкой чувствительности к изменениям температуры. Образец делается составным как показано на Рисунке 1.6.7. Здесь датчик устанавливается между пластинами образца, и в случае необходимости, отделяется от них изолирующими прокладками. Последние могут влиять на показания датчиков давления, когда возможное переотражение волн в прокладках сказывается на времени установления давления в изоляции, равного сжимающему напряжению в окружающей среде в направлении, перпендикулярном плоскости датчика. Инерционность особенно значительна при регистрации волн малой интенсивности.

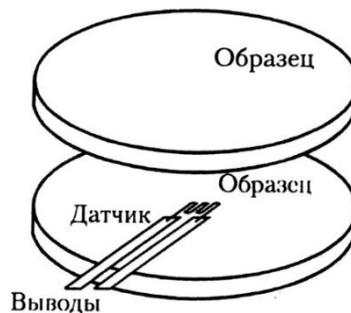


Рисунок 1.6.7 – Схема монтажа манганинового датчика в образце [24]

Во время измерений через датчик пропускается ток, а с помощью осциллографа регистрируется падение напряжения на нем, которое возрастает с увеличением действующего на датчик давления. Из-за разрушающего действия ударных волн невозможно прокалибровать каждый датчик, поэтому для определения давления используется единая зависимость относительного изменения электросопротивления $\Delta R / R_0$ от давления ударного сжатия, общая для всех датчиков из манганина данной марки. Калибровочная зависимость строится по результатам опытов с размещением датчиков в эталонных материалах с хорошей известной сжимаемостью. В [24] приведена таблица результатов измерений калибровочной зависимости манганина и константана.

С ростом давления увеличивается скорость звука в изолирующих прокладках, что приводит к уменьшению искажений регистрируемого профиля. При регистрации волновых профилей одновременно в двух и более сечениях образца искажения накапливаются от датчика к датчику. Чтобы этого избежать, и достичь наибольшей точности, несколько датчиков

размещают в одном косом сечении, как это было предложено в работе [202] (Рисунок 1.6.8). Данный метод использовался, в частности, для измерений профилей давления в цилиндрических вставках, расположенных на оси детонирующего заряда ВВ [203].

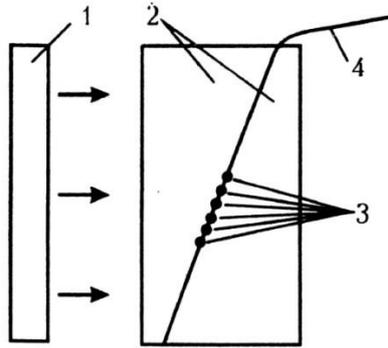


Рисунок 1.6.8 – Схема размещения нескольких манганиновых датчиков в одном косом сечении образца [24]: 1 – ударник; 2 – составной образец; 3 – чувствительные элементы датчиков; 4 – изолирующие пленки и выводы датчиков

В этих условиях детонационная волна, скользящая вдоль образующей цилиндра, возбуждает в нем коническую сходящуюся ударную волну. Отражение конической ударной волны на оси цилиндра имеет нерегулярный характер и сопровождается образованием вогнутого Маховского диска [204]. На некотором расстоянии процесс стабилизируется – в цилиндрической вставке образуется стационарная ударно-волновая конфигурация, имеющая форму, близкую к усеченному конусу, и распространяющуюся со скоростью детонации заряда ВВ. Схема измерений приведена на Рисунке 1.6.9.

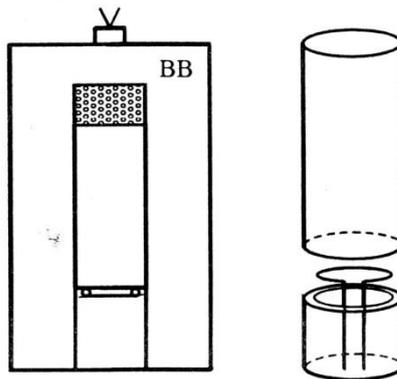


Рисунок 1.6.9 – Схема измерений профилей давления при нерегулярном отражении конической ударной волны, генерируемой в цилиндрах из оргстекла детонацией заряда ВВ [24]

Измерение профилей давления при нерегулярном отражении конической ударной волны проведены в цилиндрических вставках из оргстекла, размещенных на оси зарядов из гексогена. Чувствительные элементы датчиков выполнялись в виде незамкнутых колец и располагались в образце коаксиально с тем, чтобы обеспечить синхронность нагружения. В [24] отмечается, что

такая волновая конфигурация не содержит отраженной ударной волны в отличие от классического режима нерегулярного режима сильных ударных волн.

Следующий метод регистрации давления это кварцевые датчики давления [24, 205, 206], основанный на пьезоэлектрическом эффекте (проявляется при сжатии монокристаллического кварца). Датчик представляет собой диск из синтетического кварца, плоскость которого ориентирована перпендикулярно оси x . Металлизированные плоскости датчика являются обкладками конденсатора, заряженного пьезоэлектричеством кварца. В случае ударно-волновых измерений датчик включается в измерительную цепь на низковольтную нагрузку и работает как источник тока. Датчик закрепляется на поверхности образца. Ударная волна в образце переходит через контактную поверхность в датчик и вызывает появление в нем упругой волны соответствующей амплитуды, профиль которой отражает структуру волны в образце. Индуцированный поляризацией заряд стекает с обкладок через сопротивление нагрузки – во внешней цепи появляется ток, сила которого пропорциональна мгновенной разности механических напряжений на противоположных поверхностях датчика. Основное соотношение между регистрируемым сигналом $U(t)$ и давлением $p_i(t)$ на контактной поверхности между датчиком и образцом связывается уравнением [24, 205]:

$$U(t) = \frac{k_0 R_{\text{eff}} S_A c_l}{x_0} p_i(t), \quad t \leq \frac{x_0}{c_l}, \quad (1.6.8)$$

где $k_0 = 2.01 \text{ нК}/(\text{мм}^2 \cdot \text{ГПа})$ – пьезоэлектрический коэффициент кварца, R_{eff} – эффективное сопротивление нагрузки, S_A – площадь измерительного электрода, $c_l = 5.72 \text{ км/с}$ – скорость упругой волны в кварце данной ориентации, x_0 – толщина датчика, $p_i(t)$ – давление на контактной поверхности.

1.7. Выводы

Условия ударно-волнового воздействия с характерными временами, близкими к временам структурной релаксации, дают уникальную возможность экспериментального исследования кинетических закономерностей процессов разрушения и деформирования. Так, в работах А.Д. Сахарова с сотрудниками при изучении релаксационных явлений на фронте ударных волн в постановке эксперимента по ударно-волновому нагружению среды, заключенной в клинообразную кювету, а позже в работах В.Д. Дерягина при оценке сдвигового модуля упругости при измерении угла сдвигового деформирования, установлена универсальная асимптотика вязкости конденсированных сред.

В работах L. M. Barker, J. W. Swegle-D. E. Grady [23, 61, 207] установлена автомодельность пластических волновых фронтов в металлах и неметаллах в том же интервале

скоростей деформирования. Выявленные автомодельности выражаются в степенных закономерностях. Здесь предполагается, что перенос импульса движения микроскопических сдвигов связан с действием пластичности среды. На это впервые обратили внимание А. Д. Сахаров, В. Н. Минеев и Б. В. Дерягин [18, 19, 65, 66], предполагая, что соизмеримость значений вязкости твердых тел и жидкостей при высокоскоростном деформировании связана с переносом импульса группами атомов (для твердых тел) или молекул (для жидкостей).

Современные представления о механизмах деформирования и разрушения, экспериментальные возможности использования техники ударно-волнового эксперимента и систем регистрации высокого временного разрешения могут являться основой разработки универсальных методов исследования реологических свойств и разрушения конденсированных сред, обусловленных многомасштабными структурными эффектами.

Несмотря на многообразие методов исследования конденсированной среды и регистрации волновых импульсов, нагружение сред в работе реализуется с использованием электрического взрыва проводника (ИМСС УрО РАН, г. Пермь) и применением взрывного генератора (ИПХФ РАН, г. Черноголовка), т.к. эти методы позволяют получить скорости деформации в широком диапазоне $\sim 10^4 \div 10^7$ 1/с с оптимальными трудовыми и материальными затратами на единственный эксперимент.

Регистрация структуры волн сжатия и разрежения дает обширную информацию о процессах, сопровождающих нагружение вещества. Метод, который предпочтителен для непрерывной регистрации ударно-волновых профилей скорости свободной поверхности (массовой скорости) с высокой пространственно-временной разрешающей способностью, является доплеровская интерференционная система VISAR.

Глава 2. Методики определения релаксационных свойств и разрушения конденсированных сред при ударно-волновом (электровзрывном) нагружении

Механические свойства жидкостей зависят от соотношений между временами релаксации среды и характерными временами нагружения аналогично твёрдым телам. При интенсивных кратковременных воздействиях поведение среды нечувствительно к её агрегатному состоянию, следовательно, физические механизмы, отвечающие за реакцию на воздействие в этих условиях должны быть подобными. Представляет значительный научный интерес описание поведения жидкостей при интенсивных кратковременных воздействиях на основе анализа кинетики флуктуаций, индуцированных структурными переходами. В настоящей главе предложены методики для определения релаксационных свойств и разрушения конденсированных сред при ударно-волновом (электровзрывном) нагружении.

2.1. Методика работы на установке электровзрыва проводника (ЭВП) в жидкостях

Ударно-волновое нагружение – это один из возможных методов исследования релаксационных свойств жидкости. Для создания равномерной ударной волны в [164, 166] используют электрический взрыв проводника в среде (жидкость, вакуум, газ). Под действием ударной волны в исследуемой среде начинают изменяться кинетические параметры: температура, давление и скорость движения молекул, энергия. Более подробное рассмотрение этих физических явлений представлено в обзоре основных работ профессора Я.И. Френкеля и А. Д. Сахарова, а также в работах, отражающих современные представления о релаксационных свойствах жидкости (Глава 1).

Установка электрического взрыва проводника (ЭВП) в жидкости в ИМСС УрО РАН в Лаборатории Физических основ прочности позволила исследовать конденсированную среду в лабораторных масштабах. Развита методика получения механических свойств жидкостей и исследования релаксационных механизмов сплошной среды под действием импульсного нагружения в широком диапазоне скоростей деформации с использованием интерференционной доплеровской измерительной системы VISAR [191] (Параграф 2.2, Параграф 2.3), а также разработан оригинальный метод исследования фрагментации трубчатых образцов (Параграф 2.4). В работе автора [13] представлены модернизированные схемы установки ЭВП.

Внешний вид установки ЭВП представлен на Рисунке 2.1.1, принципиальная схема экспериментальной установки – на Рисунке 2.1.1, б. Устройство электровзрыва проводника состоит из электровзрывной камеры (кюветы) 1 с вертикальным проводником 2 в центре, заполненной жидкостью, источника высокого напряжения (ИВН) 8, конденсаторной батареи 9 и управляемой системы разряда энергии на проводник 10, 11.

Последовательность работы на установке ЭВП разделялась на этапы: подготовка к эксперименту и проведение эксперимента. На первом этапе подготовки к эксперименту медная проволока 2 припаивалась к стержням-держателям. Конструкция устанавливалась вертикально в центре кюветы 1, которая заранее заземлялась при помощи «щупа» 3. Затем кювета заливалась жидкостью. В экспериментах использовался двухканальный осциллограф «АКИП-4113А» 7. Первый канал осциллографа подсоединялся к нагрузке 5 пояса Роговского 4 (или к шунту), предназначенного для измерения силы тока в проводнике во время разряда энергии с емкостной батареи 9 (принцип работы пояса Роговского и информация по шунту представлена в Параграфе 2.1.1). Второй канал – к медному проводнику через делитель 6. Оба канала осциллографа синхронизировались по времени. На осциллографе устанавливалась «однократная» запись.

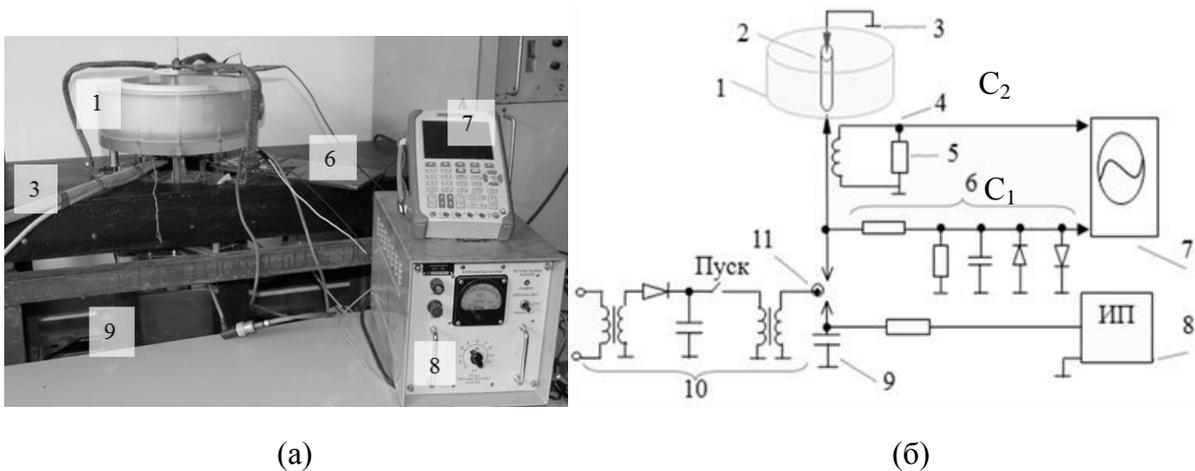


Рисунок 2.1.1 – Внешний вид (а) и схема (б) экспериментальной установки ЭВП: 1 – взрывная камера (диаметр 0.24 м, высота 0.085 м); 2 – проводник (диаметр 0.1 мм); 3 – заземление; 4 – пояс Роговского; 5 – нагрузка на поясе Роговского; 6 – делитель электрического напряжения (1:10000); 7 – двухканальный осциллограф, АКИП-4113А; 8 – источник высокого напряжения, «БПЗ-2Л» (5÷16 кВ); 9 – батарея конденсаторов с ёмкостью в диапазоне 0.044÷0.44 мкФ; 10 – цепь поджига разряда; 11 – разрядник

Во время эксперимента на источник высокого напряжения 8, питающегося от сети ~ 220 В, подаётся электрическое напряжение, которое заряжает энергией систему конденсаторов 9, ёмкость которой устанавливалась заранее (0.022; 0.088; 0.44 мкФ). Перед самым разрядом с установки ЭВП снимался «заземляющий» щуп 3. Взрыв инициировался нажатием кнопки «Пуск» на пульте 10, электрически изолированного от высоковольтной части. В месте «поджига» 11 образовывалась искра, и конденсаторы разряжались на проводник 2. После взрыва проводилось заземление 3 установки ЭВП. По завершении эксперимента цифровые данные с осциллографа (электрическое напряжение U_1 и U_2) сохранялись на съёмный

USB-flash носитель в формате *.hws. Обработка цифровых сигналов проводилась в математическом пакете.

2.1.1. Расчет энергии и давления в момент инициирования взрыва проводника

Для оценки нагружающего давления в момент инициирования взрыва необходимо знать значение энергии, затраченной на возникновение ударной волны. Во время взрыва предполагается, что должна выделиться энергия, равная значению вложенной системой конденсаторов за вычетом количества энергии, затраченного на нагрев и плавление проводника. Теоретически такую энергию можно оценить по формуле (2.1.1)

$$Q = W_c - Q_1 - Q_2, \quad (2.1.1)$$

где W_c – энергия, запасенная в конденсаторной батарее, Q_1 – количество теплоты, требуемое для нагрева проволоки от начальной (лабораторной) температуры $T = 20$ °С до температуры плавления T_1 и Q_2 – количество энергии, требуемое для плавления медного проводника. Во время эксперимента происходит потеря энергии в системе разрядника при разряде с емкостной батареи на нагрев элементов электровзрывной установки. Следовательно, определить энергию можно по профилю электрической мощности (Рисунок 2.1.2), как площадь под кривой графика на интервале времени t_1 и t_2 как (2.1.2):

$$Q = \int_{t_1}^{t_2} P_e(t) dt. \quad (2.1.2)$$

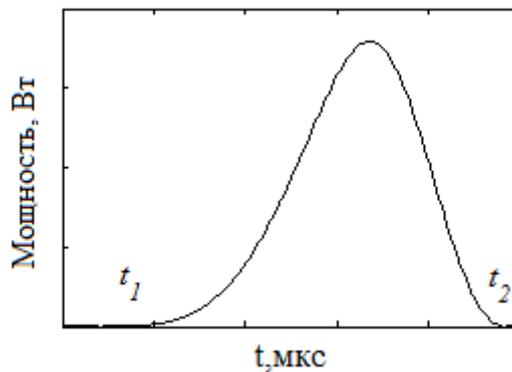


Рисунок 2.1.2 – Профиль электрической мощности

Для оценки давления, инициирующего ударную волну, рассматривался случай приближения, когда мгновенно образованная плазма имела цилиндрический объем, соответствующий изначальному объему проводника. Давление оценивалось по формуле (2.1.3) как отношение силы, действующей на цилиндрический слой, к площади поверхности этого слоя, найденной как $2\pi r_w l_w$, где r_w и l_w – это радиус и длина проводника. Сила находилась как

отношение количества энергии Q , затраченной на УВ к перемещению цилиндрического слоя образовавшегося вещества в жидкости r_w .

$$p \sim \frac{Q}{2\pi r_w^2 l_w}. \quad (2.1.3)$$

Давление в месте инициирования взрыва оценивалось по данным с 2х канального осциллографа, который снимал значения электрического напряжения на поясе Роговского (или шунте) и на проводнике во время разряда с конденсаторной батареи, и значение было немного завышено от ~ 20 до 200 ГПа (при остаточных энергиях от ~ 4.7 до 49.8 Дж). С другой стороны, так как запасенная энергия в конденсаторной батарее W_c (от ~ 11 Дж) расходуется на испарение проводника ($Q_w \sim 6.5$ Дж) и формирование волны сжатия в среде (остаточная энергия делится на потенциальную (pV_{sw}) и на кинетическую ($mV_{sw}^2/2$) энергии, где V_{sw} – объем слоя жидкости (например, воды) толщиной $d_{sw} = D\tau \sim 441$ мкм (D – скорость УВ, τ – время разряда на проводник) вблизи проводника $\sim \pi l_w (d_{sw} r_w + d_{sw}^2) \sim 10.2$ мм³. В этом случае в оценочных расчетах от 4.7 до 49.8 Дж в месте инициирования взрыва может реализоваться давление величиной от ~ 0.48 до 5 ГПа.

2.1.2. Пояс Роговского и его режимы

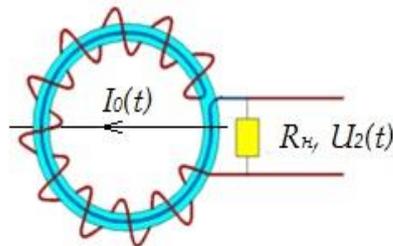


Рисунок 2.1.3 – Схема пояса Роговского с обратным витком

Пояс Роговского относится к измерительным устройствам индукционного типа, где между измеряемым сигналом и сигналом, его индуцирующим, имеет место электромагнитная связь. Принцип работы пояса Роговского основан на регистрации магнитного поля, создаваемого измеряемым током $I_0(t)$. В схеме экспериментальной установки ЭВП пояс Роговского на Рисунке 2.1.1, б обозначен цифрой 4. Геометрически пояс Роговского представляет собой тороидальный соленоид, охватывающий проводник с измеряемым током $I_0(t)$ (Рисунок 2.1.3). Для экспериментов изготавливался пояс с обратным витком. Пояс представлял собой обруч площадью поперечного сечения S_l из изолируемого материала, на него плотным слоем

намотана проволока из меди диаметром d_w так, как показано на схеме (Рисунок 2.1.3). Число витков в обмотке N_l штук (см. Таблицу 2.1.1).

Воспользовавшись 2^{бм} уравнением Кирхгофа

$$L_l \frac{dI(t)}{dt} + (r_l + R_H)I(t) = E(t) = \frac{L_l}{N_l} \frac{dI_0(t)}{dt}, \quad (2.1.4)$$

и проинтегрировав его по времени, можно представить общую формулу для силы тока $I_0(t)$ в виде:

$$I_0(t) = I(t) \cdot N_l + \frac{N_l(r_l + R_H)}{L_l} \cdot \int_0^t I(t) dt, \quad (2.1.5)$$

где r_l , R_H – собственное электрическое сопротивление пояса и электрическое сопротивление на нагрузке, соответственно; N_l – количество витков в обмотке; где L_l – индуктивность тока, которая находилась по формуле (2.1.6):

$$L_l = \frac{\mu_s \mu_a N_l^2 S_l}{l_l}; \quad (2.1.6)$$

где μ_s – магнитная проницаемость среды (за сердечник принимается среда – воздух, $\mu_s = 1$); μ_a – абсолютная магнитная проницаемость воздуха приблизительно равна Магнитной проницаемости вакуума и в технических расчетах принимается равной $4\pi \cdot 10^7$ Гн/м; S_l – площадь поперечного сечения сердечника; l_l – длина сердечника.

Электрическая сила тока $I(t)$, измеряемая на нагрузке пояса Роговского, вычислялась по формуле

$$I(t) = \frac{U_2(t)}{R_H}, \quad (2.1.7)$$

где $U_2(t)$ – напряжение измеряемое осциллографом «АКИП-4113А» на нагрузке в поясе Роговского (Рисунок 2.1.3).

Чтобы понять в каком из режимов [155–157, 208] работает пояс Роговского, проводилась оценка времени между постоянным временем пояса Роговского и характерным временем процесса. Если собственное время пояса Роговского превышало длительность импульса сигнала, как показано в выражении (2.1.8)

$$\frac{L_l}{r_l + R_H} \gg \tau, \quad (2.1.8)$$

то преобладает №1 режим трансформаторного тока, и формула (2.1.5) будет иметь вид:

$$\underline{I_0(t) = N_l \cdot I(t)}. \quad (2.1.9)$$

Режим контура ударного возбуждения (№2) возможен при обратном соотношении (2.1.8), тогда формула (2.1.5) преобразуется в вид

$$\underline{I_0(t) = \frac{N_l(r_l + R_H)}{L_l} \cdot \int_0^t I(t) dt}. \quad (2.1.10)$$

Собственное время пояса Роговского оказалось для 1^{ого} пояса (Таблица 2.1.1) $\frac{L_l}{r_l + R_H} = \frac{0.0035 \text{ Гн}}{(281+5.1) \text{ Ом}} \approx 12.2 \text{ мкс}$, где индуктивность тока L_l находилась из уравнения (2.1.6), а

длительность импульса находилась из сигнала, полученного с осциллографа 7 (Рисунок 2.1.1) $\tau \approx 1.3 \text{ мкс}$. При численной оценке оказалось, что выполняется условие (2.1.8) $\frac{L_l}{r_l + R_H} \gg \tau$,

следовательно, пояс Роговского должен работать в режиме №1, трансформаторного тока. Для работы с более высокими электрическими напряжениями (более 10 кВ) изготовлен другой (2^{ой}) пояс Роговского. В Таблице 2.1.1 представлены параметры поясов.

Таблица 2.1.1 – Параметры пояса Роговского с обратным витком для установки ЭВП

	1 ^{ый} пояс	2 ^{ой} пояс
Число витков N_l , штук	3800±100	2400±100
Электрическое сопротивление нагрузки R_H , Ом	5.1	0.1
Собственное электрическое сопротивление пояса r_l , Ом	281	24.5
Диаметр медного проводника d_w , м	$1 \cdot 10^{-4}$	$2 \cdot 10^{-4}$
Длина пояса l , м	0.41	0.50
Площадь поперечного сечения сердечника S_l , м ²	$7.9 \cdot 10^{-5}$	$2.0 \cdot 10^{-5}$
Индуктивность тороидальной катушки L_l , Гн	$3.5 \cdot 10^{-3}$	$0.28 \cdot 10^{-3}$
Оценка времени	$\frac{L_l}{r_l + R_H} \gg \tau$ (12.2 мкс)	$\frac{L_l}{r_l + R_H} \gg \tau$ (11.5 мкс)

Для расчета параметра нагружающего импульса находилась зависимость мощности тока от времени $P_e(t)$, а также вычислялась полная энергия W , выделяемая в проводнике l (Рисунок 2.1.1, б) во время электровзрыва. Для этого вычислялась сила тока $I_0(t)$ на проводнике по формуле (2.1.9). Мощность тока рассчитывалась по формуле:

$$P_e(t) = I_0(t) \cdot U_1(t). \quad (2.1.11)$$

Затем, проинтегрировав уравнение (2.1.11) по времени, находилась энергия:

$$W = \int_0^t P_e(t) dt. \quad (2.1.12)$$

На Рисунке 2.1.4, а–г представлен результат обработки одного из экспериментов. Графики (а и б) получены с осциллографа (U_1 и U_2). Изменение электрической силы тока на проводнике представлено на Рисунке 2.2.4, в, и профиль мощности тока $P_e(t)$ – на Рисунке 2.1.4, г. Количество энергии, полученное проводником, $W \approx 31.5$ Дж, почти совпадает с количеством энергии, выделенной системой конденсаторов,

$$W_C = \frac{C \cdot U_{1max}^2}{2} = \frac{2 \text{ мкФ} \cdot (6 \text{ кВ})^2}{2} = 36 \text{ Дж}. \quad (2.1.13)$$

Через площадь поперечного сечения S_w медного проводника можно выразить радиус области занимаемой потоком плотности тока j :

$$r_w = \sqrt{\frac{S_w}{\pi}}. \quad (2.1.14)$$

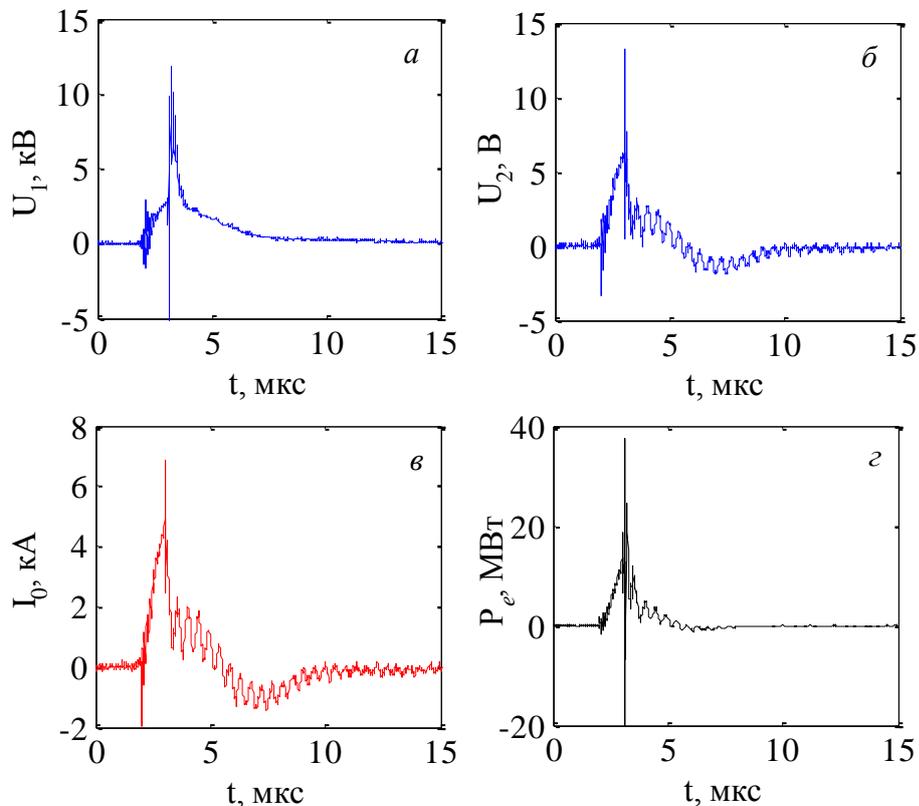


Рисунок 2.1.4 – Профили электрических напряжений на проводнике $U_1(t)$ (а) и поясе Роговского $U_2(t)$ (б), силы тока на проводнике $I_0(t)$ (в) и мощности электрического тока $P_e(t)$ (г)

Воспользовавшись формулой для электрического сопротивления проводника $R_w(t)$, а с другой стороны выразив эту переменную из закона Ома (2.1.15), получим:

$$\begin{aligned} R_w(t) &= \frac{\rho_w l_w}{S_w(t)}; \\ R_w(t) &= \frac{U_1(t)}{I_0(t)}, \end{aligned} \quad (2.1.15)$$

где ρ_w – удельное электрическое сопротивление меди, l_w – длина проводника, и, приравнявая правые части уравнений, можно выразить S_w . При подстановке последнего в (2.1.14) и формулу для радиуса плотности тока, тогда выражение для радиуса r_w можно записать в виде (2.1.16):

$$r_w(t) = \sqrt{\frac{\rho_w l_w I_0(t)}{\pi U_1(t)}}. \quad (2.1.16)$$

На Рисунке 2.1.5 показано изменение радиуса области в проволоке, занимаемого потоком плотности силы тока j с течением времени. Как видно из рисунка, когда сила тока достигала максимального значения, радиус области, занимаемой плотностью тока, также возрастал. За это время проводник успевал нагреться, начать плавиться и испаряться. Спад кривой после достижения максимума можно охарактеризовать процессом испарения объема плазмы вещества и с одновременной релаксацией его в радиальном направлении. Плотность электрического тока в проводнике на протяжении всех экспериментов достигала значений $10^{10} \div 10^{12}$ А/м², которая определялась по формуле (2.1.17).

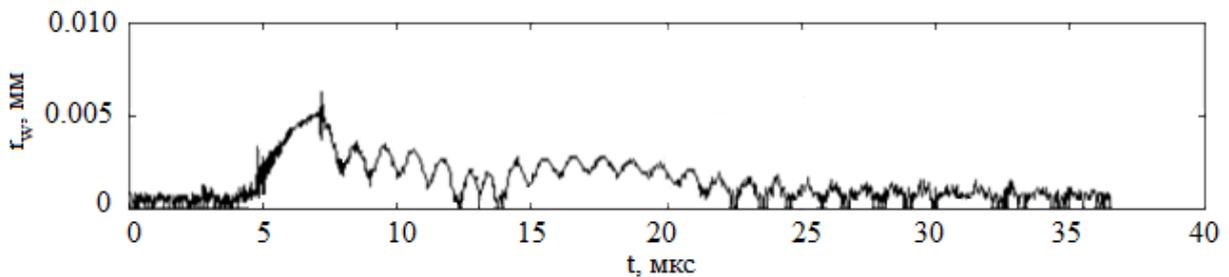


Рисунок 2.1.5 – Изменение радиуса области в проволоке, занимаемого потоком плотности силы тока с течением времени

$$j = \frac{I_{0\max}}{S_w}. \quad (2.2.17)$$

2.1.3. Измерение электрической силы тока с помощью шунта

Замечено, что профили, полученные при режиме трансформаторного тока (Рисунок 2.2.4), несколько отличались от профилей [166, 209], где исследовался материал проводников в

результате электровзрыва при тех же плотностях тока ($10^{10} \div 10^{12}$ А/м²). В связи с этим, для измерения электрического тока, протекающего в проводнике во время разряда энергии с конденсаторной батареи, предложено воспользоваться шунтом, который последовательно соединялся с проводником. При таком соединении сила тока в проводнике I_0 равнялась силе тока в шунте $I_{ш}$:

$$I_0(t) = I_{ш}(t). \quad (2.1.18)$$

Для измерения силы тока I_0 использовался закон Ома (2.1.19).

$$I_{ш}(t) = \frac{U_{ш}(t)}{R_{ш}}. \quad (2.1.19)$$

Электрическое напряжение на шунте $U_{ш} = U_2$ во время взрыва снималось с помощью осциллографа (на Рисунке 2.1.1, б к шунту подсоединялся канал С₂). Сопротивление шунта $R_{ш}$, представляющего собой цепь из 20ти параллельно соединенных резисторов по 0.001 Ом, находилось как

$$R_{ш} = \frac{0.001 \text{ Ом}}{20 \text{ штук}} = 50 \text{ мкОм}. \quad (2.1.20)$$

На Рисунке 2.1.6 представлены сглаженные профили электрического напряжения (а, б), силы тока (в) и электрической мощности (г), полученные во время электровзрыва проводника. Теоретическое значение энергии для этого случая, запасенной в конденсаторах, составило ~ 56 Дж ($U_0 = 16$ кВ, $C_0 = 0.44$ мкФ). На одной диаграмме (Рисунок 2.1.7) сопоставлены три профиля: дополнительно к электрическому напряжению и силе тока приведен профиль изменения электрического сопротивления в проводнике во время взрыва. Как видно из графика, время разряда занимало около 0.3 мкс. На максимум в профилях силы тока и напряжении приходился минимум электрического сопротивления. По мере сгорания проводника электрическое сопротивление в нем резко падало, как и в двух других профилях (на Рисунке 2.1.7 в интервале времени 0.35 и 0.4 мкс). Теоретическое максимальное значение электрического сопротивления в проводнике 0.0321 Ом.

Установлено, что вначале разряда значение радиуса области r_j , занимаемой плотностью электрического тока j в проводнике, превышало радиус самого проводника (0.05 мм). Возможно, это связано с мгновенным образованием плазменного столба и возникновением электромагнитного поля. На протяжении всего процесса сгорания проводника радиус r_w оставался постоянным (Рисунок 2.1.8) ~ 0.04 мм.

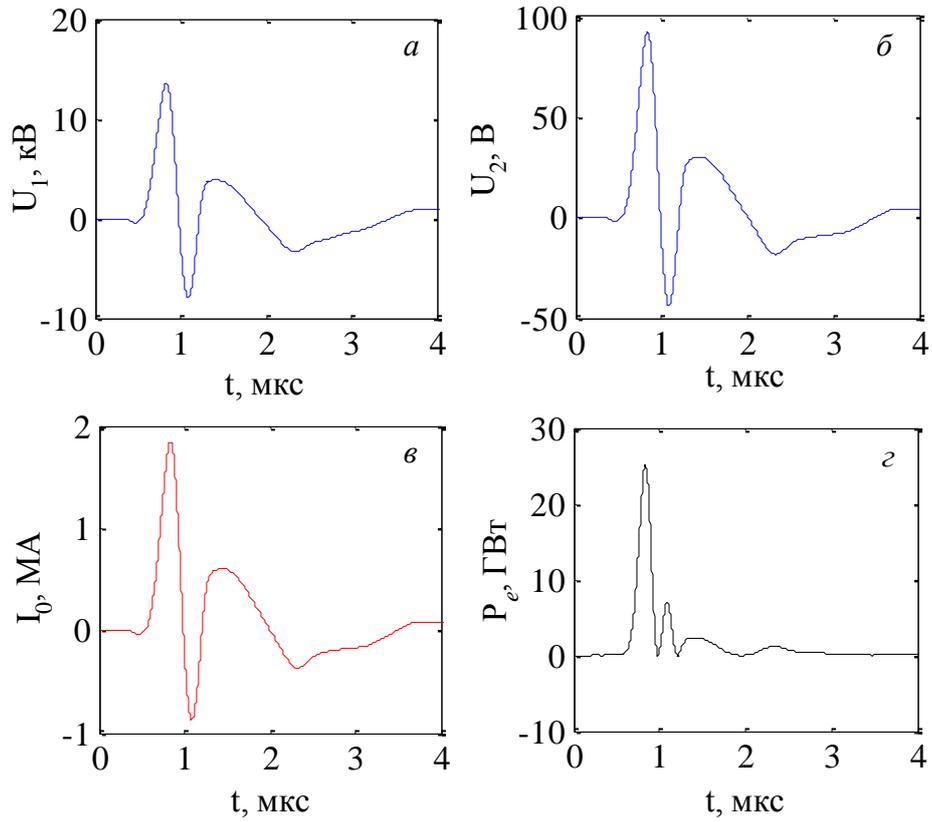


Рисунок 2.1.6 – Профили электрических напряжений на проводнике $U_1(t)$ (а) и на шунте $U_2(t)$ (б), силы электрического тока $I_0(t)$ (в) и мощности тока $P_e(t)$ (г). ($W \approx 54$ Дж)

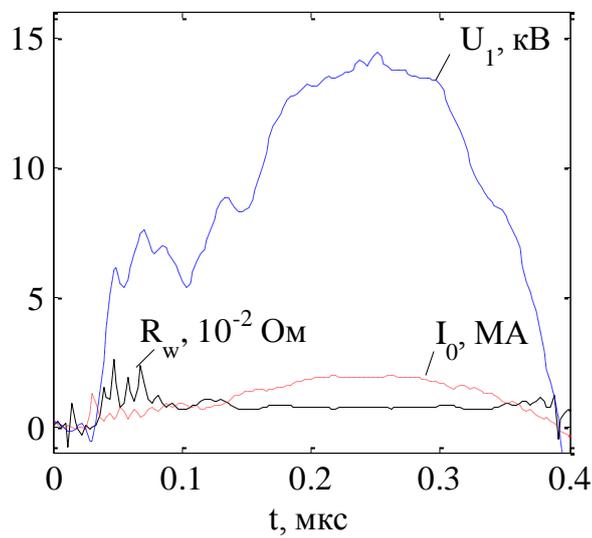


Рисунок 2.1.7 – Диаграмма профилей электрического напряжения $U_1(t)$, силы тока $I_0(t)$ и электрического сопротивления $R_w(t)$ на проводнике во время электровзрыва

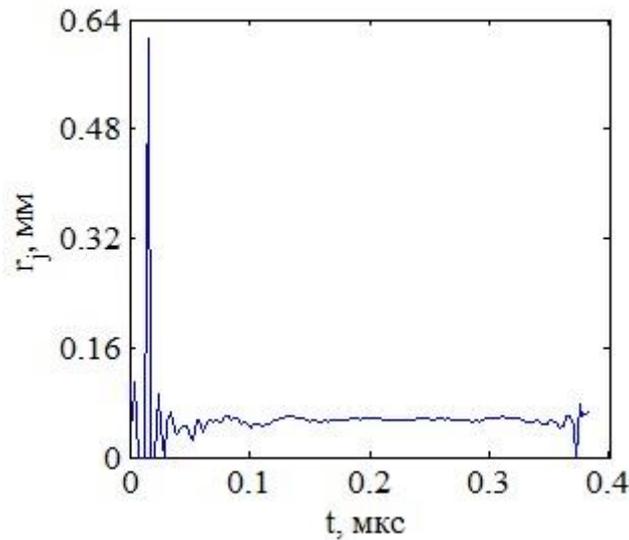


Рисунок 2.1.8 – Профиль изменения радиуса области, занимаемой плотностью тока в проводнике во время электровзрыва

Определение количества энергии, требуемого на испарение проводника

Проведена оценка количества энергии, требуемого для того, чтобы испарить проводник. Оценка сделана на примере медного (Cu) проводника, параметры которого представлены в Таблице 2.1.2 при температуре 20 °С. Данные взяты из электронных источников [210–212].

Таблица 2.1.2 – Параметры медного проводника

Длина проводника	l_w , м	0.015
Диаметр проводника	d_w , м	$1.0 \cdot 10^{-4}$
Радиус проводника	r_w , м	$0.5 \cdot 10^{-4}$
Плотность меди	ρ_0 , кг/м ³	$8.93 \cdot 10^3$
Объем проводника	V_b , м ³	$0.12 \cdot 10^{-9}$
Масса	m , кг	$\sim 1.05 \cdot 10^{-6}$
Удельная теплоемкость (твердой меди) [210]	c_1 , Дж/(кг·°С)	384.2
Удельная теплоемкость (жидкой меди) [210]	c_2 , Дж/(кг·°С)	495
Удельная теплота плавления [210]	λ_b , Дж/кг	$21.4 \cdot 10^4$
Удельная теплота парообразования (испарения) [210, 211]	L_0 , Дж/кг	$47.9 \cdot 10^5$
Температура плавления [212]	T_1 , °С	1083
Температура кипения [212]	T_2 , °С	2590
Удельное электрическое сопротивление [211]	ρ_w , Ом·м	$1.68 \cdot 10^{-8}$
Электропроводность (проводимость $1/\rho$) [211]	σ_e , Ом/м	$58.8 \cdot 10^6$
Температурный коэффициент сопротивления [210]	α_t , 1/К	$4.33 \cdot 10^{-3}$

Так, на испарение медного проводника необходимо затратить энергию Q_w , состоящую из суммы четырех переменных:

$$Q_w = Q_1 + Q_2 + Q_3 + Q_4, \quad (2.1.21)$$

где Q_1 – количество теплоты, которое требовалось для того, чтобы нагреть проволоку от комнатной температуры $T = 20$ °С до температуры плавления T_1 , находилось по формуле

$$Q_1 = c_1 m (T_1 - T); \quad (2.1.22)$$

Q_2 – количество энергии, требуемое для плавления меди, вычислялось как

$$Q_2 = \lambda_t m; \quad (2.1.23)$$

Q_3 – количество энергии, которое потребовалось для того, чтобы нагреть жидкую медь до температуры кипения T_2 :

$$Q_3 = c_2 m (T_2 - T_1); \quad (2.1.24)$$

Q_4 – количество энергии, которое потребовалось для того, чтобы испарить всю медь:

$$Q_4 = L_0 m. \quad (2.1.25)$$

При подстановке выражений (2.1.22) – (2.1.25) в формулу (2.1.21) для энергии Q_w :

$$Q_w = c_1 m (T_1 - T) + \lambda_t m + c_2 m (T_2 - T_1) + L_0 m. \quad (2.1.26)$$

Подставляя численные значения из таблицы № 2.1.2 в (2.1.26), получается следующее:

$$Q_w = 0.4297 \text{ Дж} + 0.2251 \text{ Дж} + 0.7847 \text{ Дж} + 5.039 \text{ Дж} \sim 6.5 \text{ Дж} \quad (2.1.27)$$

Q_1
 Q_2
 Q_3
 Q_4

Таким образом, для того чтобы создать нагружающую одномерную (цилиндрическую) ударную волну, необходимо разрядить в проводник энергию с конденсаторной батареи W_c , равную или превышающую значение суммы энергий Q_w .

В случае, когда энергия на конденсаторах была меньше, проводник слегка выгорал и практически не разрушался. На Рисунке 2.1.9 представлены фотографии проводника после разряда с конденсаторной батареи, которые получены на цифровом оптическом 3D-микроскопе Hirox KH 7700.

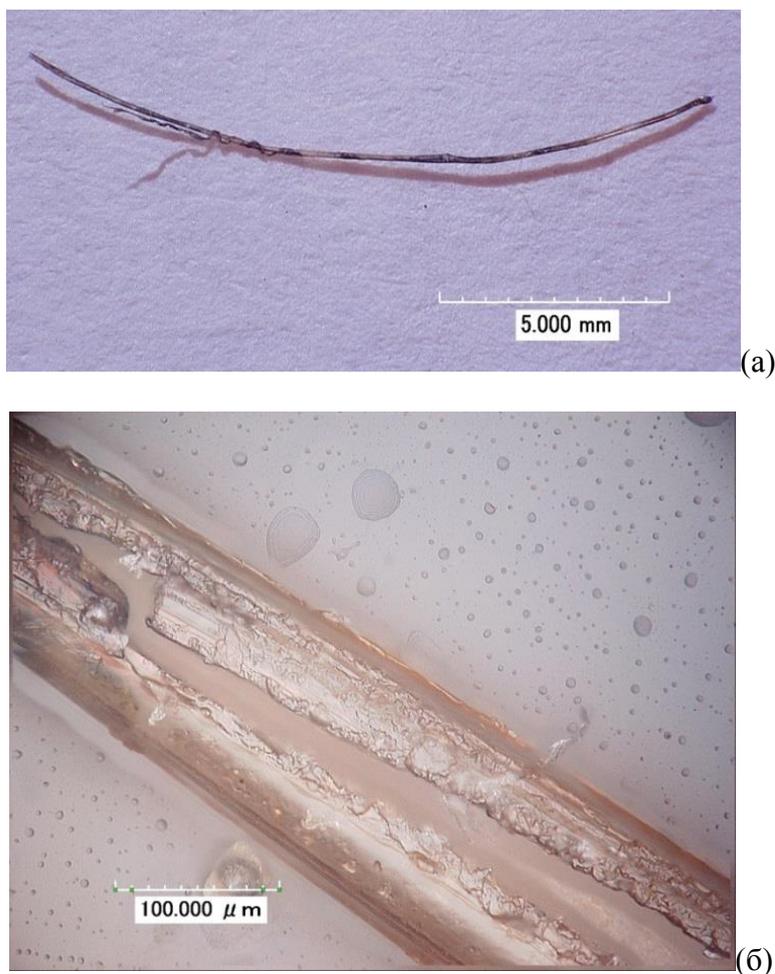


Рисунок 2.1.9 – Изображения проводника после электровзрыва, $Wc < Q$, получены при разных увеличениях

Скорость ввода энергии в проводник и режим ЭВП

Проведена оценка скорости ввода энергии v_w в проводник. Использовалась классификация ЭВП У. Чейса [156, 208] (Таблица 2.1.3).

Таблица 2.1.3 – Классификация электрического взрыва проводника (ЭВП) У. Чейса

$v_w < 0.1 \text{ кДж} \cdot \text{г}^{-1} \cdot \text{нс}^{-1}$	<i>Медленный режим ЭВП</i>
$0.1 \text{ кДж} \cdot \text{г}^{-1} \cdot \text{нс}^{-1} < v_w < 10^2 \text{ кДж} \cdot \text{г}^{-1} \cdot \text{нс}^{-1}$	<i>Быстрый</i>
$10^2 \text{ кДж} \cdot \text{г}^{-1} \cdot \text{нс}^{-1} < v_w$	<i>Сверхбыстрый режим (скиновый режим, взрывная абляция)</i>

$1 \text{ кДж} \cdot \text{г}^{-1} \cdot \text{нс}^{-1}$ соответствует скорости вложения энергии $A \cdot 10^{-2}$, эВ/(атом нс)⁻¹, где $A = \frac{m_i}{m_p}$ –

атомный вес элемента (Таблица 2.1.4), $1 \frac{\text{кДж}}{\text{г} \cdot \text{нс}} \sim 63.546 \times 10^{-2} \frac{\text{эВ}}{\text{атом} \cdot \text{нс}}$:

Таблица 2.1.4 – Данные Cu

Атомный вес меди $\text{Cu}^{29}_{63.546}$	A	63.546
--	---	--------

Количество энергии Q , рассчитанное по формуле (2.1.25), делилось на массу проводника в граммах, $1.05 \cdot 10^{-3}$ г (Таблица 2.1.2), и на время в наносекундах, 250 нс (время найдено из графика, Рисунок 2.1.7), затраченное на все фазовые переходы с проводником, $\sim \frac{W}{mt}$, получается:

$$\frac{Q}{m_w t_w} = \frac{55.6 \times 10^{-3} \text{ кДж}}{1.05 \times 10^{-3} \text{ г} \times 250 \text{ нс}} \approx 0.212 \frac{\text{кДж}}{\text{г} \cdot \text{нс}}. \quad (2.1.28)$$

Оценка показала, что ЭВП с параметрами проводника (Таблица 2.1.2) относится к быстрому режиму ЭВП (Таблица 2.1.3).

2.2. Методика измерения скорости свободной поверхности конденсированных сред с помощью системы VISAR

В настоящей работе ударная волна реализуется методом электрического взрыва проводника (ЭВП) в жидкости (см. Параграф 2.1) на базе ИМСС УрО РАН и методом взрывного генератора (ВГ) [17] на базе ИПХФ РАН. Методы регистрации движения свободных и контактных поверхностей с применением лазерной техники являются более универсальными и обладают высоким пространственно-временным разрешением. В работе предложена методика измерения скорости свободной поверхности конденсированных сред с помощью системы 4^x-канального VISAR на базе Института механики сплошных сред (ИМСС УрО РАН). Особенности и некоторые отличия от измерительной системы VISAR, которая использовалась в ИПХФ РАН [17, 24] (Параграф 1.6.5), представлены в Параграфе 2.2.

Для измерения массовой скорости жидкости на различных расстояниях от взрываемого проводника был разработан и изготовлен измерительный датчик, присоединяемый к оптоволоконному входу системы измерения. Датчик представляет собой трубку из ПВХ диаметром 10 мм с помещённой внутрь собирающей линзой (Рисунок 2.2.1, а, в). На открытый конец трубки натягивалась металлизированная плёнка из полиэтилентерефталата или неметаллизированная полиэтиленовая, так называемый отражатель. Измерение скорости проводилось с использованием интерференционной системы VISAR Martin Froeschner & Associates Optoelectronics FDVI Mark IV-3000, который ранее применялся в работе [191] и цифрового осциллографа Tektronix DPO 7254 Digital Phosphor Oscilloscope (Рисунок 2.2.1, б). Датчик помещался в объём жидкости на заданном расстоянии X от места ЭВП (Рисунок 2.2.1, а), оптическая ось датчика была направлена на центральную часть проводника. Благодаря конструктивным особенностям, датчик не разрушался при проведении эксперимента, за исключением отражателя, который легко заменялся. На Рисунке 2.2.1, а представлена общая схема измерения скорости свободной поверхности в установке электровзрыва проводника.

После инициирования взрыва системой VISAR измерялась скорость свободной поверхности отражателя (граница: вода – фольга – воздух). В экспериментах варьировалось расстояние X от проволоки до отражателя измерительного датчика и величина запасённой энергии в конденсаторах – за счёт изменения электрического напряжения на ИВН или количества емкости на конденсаторной батарее.

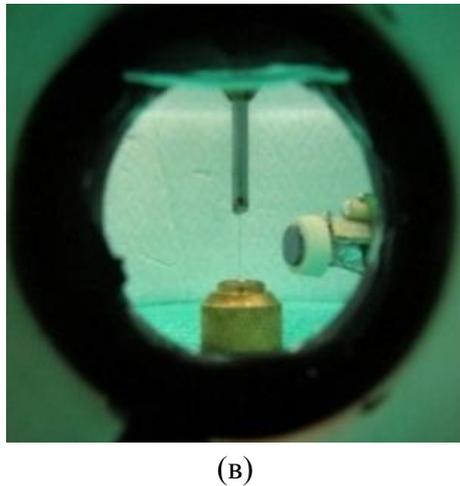
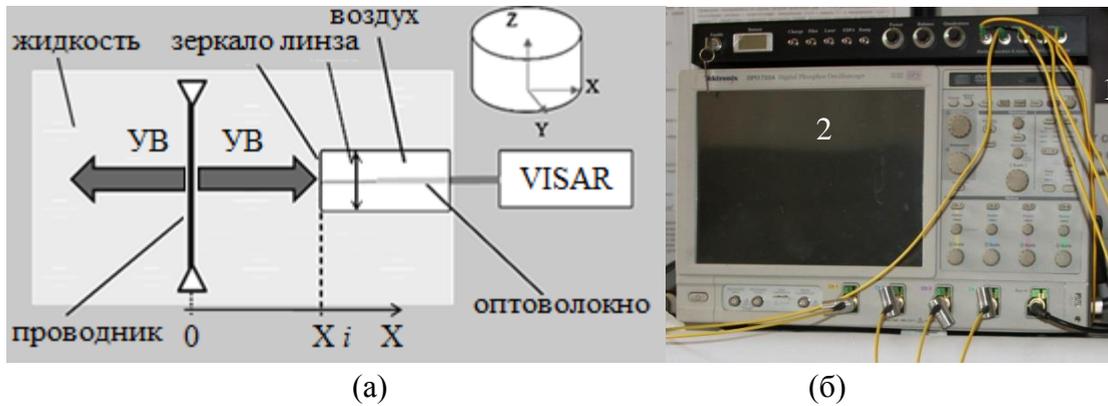


Рисунок 2.2.1 – Метод измерения скорости свободной поверхности:

- (а) – схема эксперимента по измерению скорости системой VISAR: УВ – ударная волна; зеркало-отражатель: плёнка из ПЭТФ толщиной 0.01 мм с алюминиевым напылением или полиэтиленовая плёнка 0.02 мм без напыления, диаметр 5 мм; X_i – расстояние от места инициирования взрыва до фольги; оптоволоконно: видимое пятно лазерного луча – 0.2 мм;
- (б) – изображение оптоволоконной системы VISAR (1) и цифрового осциллографа (2);
- (в) – расположение датчика в взрывной камеры (кювете). Вид через окно визуализации стенки кюветы

Картина четырех сигналов, получаемых с VISAR в серии экспериментов, имела схожий вид (Рисунок 2.2.2) во всех экспериментах по электровзрыву проводника в жидкости. Для них характерны две области – I и II. Предполагается, что первый отклик (I) в сигналах имеет отношение к электромагнитным процессам, проходящим в установке во время разряда на проводник (взрыва), а второй (II) связан с выходом волны сжатия на поверхность отражателя.

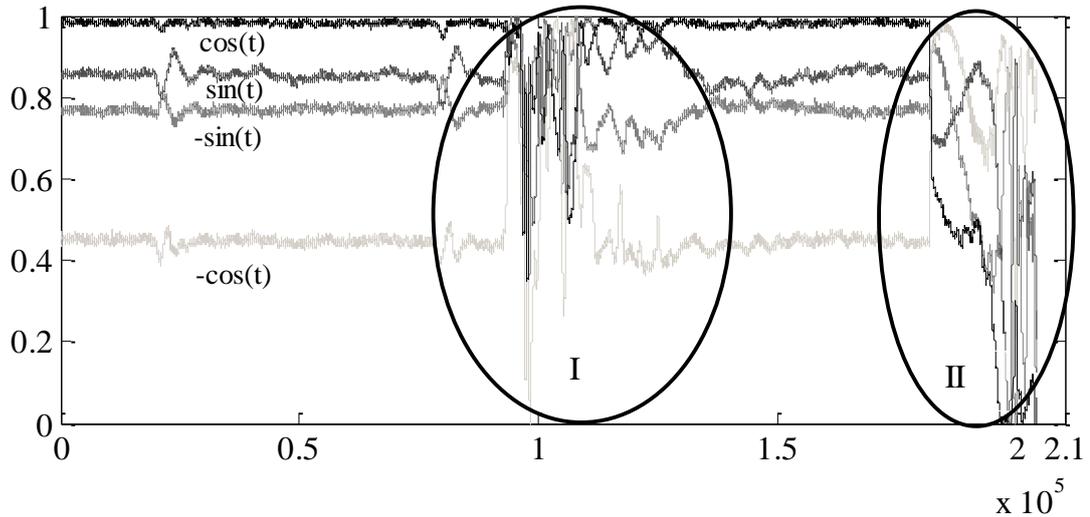


Рисунок 2.2.2 – Сигналы (+cos(t), -cos(t), +sin(t), -sin(t)), зарегистрированные системой VISAR в ходе одного эксперимента

В эквивалентной схеме 4^x -канального VISAR, в отличие от 2^x -канального VISAR (Параграф 1.6.5, [17]), присутствует четыре фотоприемника выходного излучения (-cos(t), -sin(t), +cos(t), +sin(t)) и отсутствует приемник контроля интенсивности излучения. Эквивалентная схема оптоволоконной системы 4^x -канального VISAR приведена на Рисунке 2.2.3.

Наличие 4х каналов позволяет вычесть сигналы один из другого, устраняя фоновую компоненту $B(t)$ и удваивая интенсивность полезного сигнала. Таким образом, сигналы можно записать в виде:

$$\begin{aligned}
 x_1(t) &= 1 + \sin(V_{fs}(t)) + B(t); \\
 x_2(t) &= 1 - \sin(V_{fs}(t)) + B(t); \\
 x_3(t) &= 1 + \cos(V_{fs}(t)) + B(t); \\
 x_4(t) &= 1 - \cos(V_{fs}(t)) + B(t).
 \end{aligned}
 \tag{2.2.1}$$

Значения идеализированных сигналов вычисляется следующим образом:

$$\begin{aligned}
 Sin(t) &= x_1(t) - x_2(t) = 2 \sin(V_{fs}(t)); \\
 Cos(t) &= x_3(t) - x_4(t) = 2 \cos(V_{fs}(t)).
 \end{aligned}
 \tag{2.2.2}$$

Значения угла краевого вектора в фазовом пространстве сигналов находятся по формуле

$$\varphi(i) = \arctg(Sin(t_i), Cos(t_i)).
 \tag{2.2.3}$$

Массовая скорость исследуемой среды (или скорость свободной поверхности « V_{fs} », если постановка «жидкость-отражатель-воздух» выполнена) определяется по формуле:

$$V_{fs}(t) = V(0) + m_* K_f + \arctg(Sin(t), Cos(t)) K_f,
 \tag{2.2.4}$$

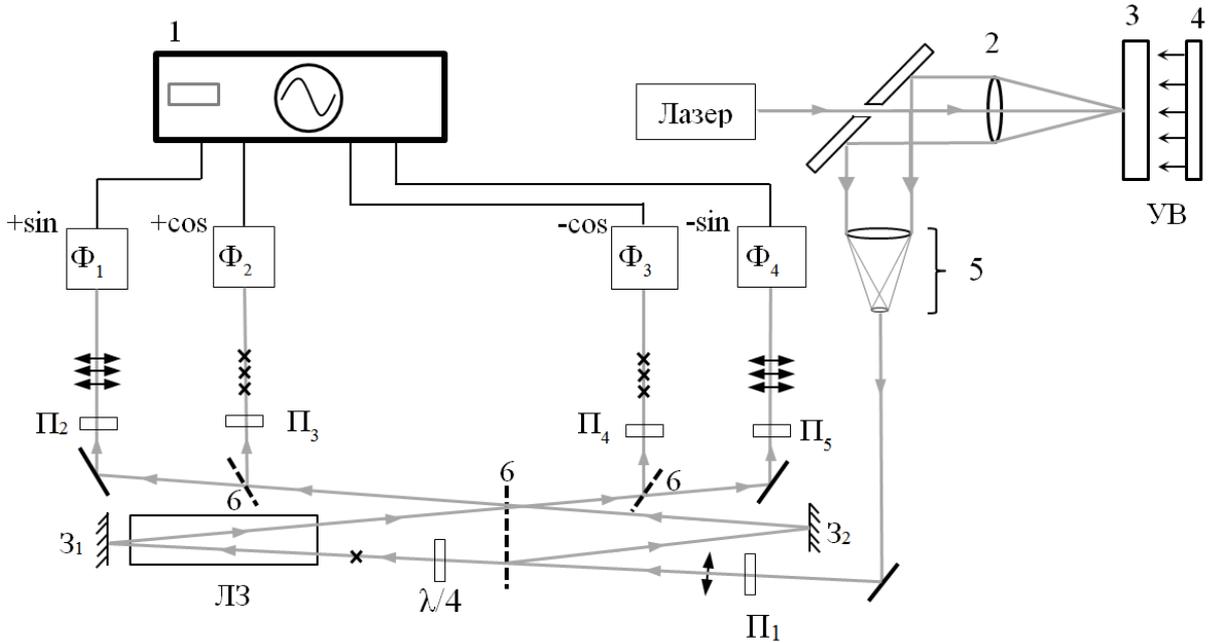


Рисунок 2.2.3 – Эквивалентная схема оптоволоконной системы 4х канального VISAR: 1 – осциллограф; 2 – собирающая линза; 3 – мишень (сплошная среда); 4 – ударник; 5 – коллиматор; 6 – 50%-ные светоделители; $\Phi_{1,2,3,4}$ – фотоприемники выходного излучения; Π_1 – поляризатор, ориентированный под углом 45° к горизонту; $\Pi_{2,3,4,5}$ – поляризаторы; $\text{З}_1, \text{З}_2$ – 100%-ные зеркала; ЛЗ – линия задержки; $\lambda/4$ – четвертьволновая пластина

где $V(0)$ – скорость в начале эксперимента (обычно равная нулю), m_* – число биений интенсивности, $\text{Sin}(t)$ и $\text{Cos}(t)$ – зависящие от времени сигналы, получаемые на выходе интерферометра с поправкой на смещение, глубину модуляции и интенсивность фона; K_f – постоянная интерферометра находится по формуле (2.2.5):

$$K_f = \frac{c\lambda}{2L_*n}, \quad (2.2.5)$$

где c – скорость света в вакууме, λ – длина волны излучения, L_* – длина линии задержки, n – показатель преломления линии задержки.

При вычислении скорости $V_{fs}(t)$ поверхности объекта по формуле (2.2.4), учитывалось отклонение угла краевого вектора, когда значение разности $\Delta\varphi = \varphi(i) - \varphi(i+1)$ по модулю больше π , то $m_{*i+1} = m_{*i} + 2\pi \cdot \text{sign}(\Delta\varphi)$, в ином же случае отклонения число биений m_* считалось равным нулю. Весь алгоритм был запрограммирован в программном коде и зарегистрирован в реестре [16].

2.2.1. Скорость ударной волны в конденсированной среде

На примере одного из сигналов, полученных системой VISAR, рассмотрим последовательность определения скорости в настоящей работе. На Рисунок 2.2.4 показан профиль после обработки в программе [16].

Первый импульс (I) на Рисунке 2.2.4 частично повторял изменение тока (Рисунок 2.2.5), протекающего через проводник и совпадал по времени протекающих процессов в проводнике (и сопровождавших взрыв проводника). Время в среднем оставалось соизмеримым со временем затухания первого импульса. Природа сигнала, возможно, связана с воздействием электромагнитного импульса на жидкость или материалы измерительного датчика на входе оптоволоконна. В ряде экспериментах металлизированная фольга заменялась на неметаллизированную, но это не привело к исчезновению первого импульса. Второй импульс (II) (Рисунок 2.2.4) подобен профилям скорости, полученным в [32] для плоского ударно-волнового нагружения жидкости методом взрывного генератора (ВГ).

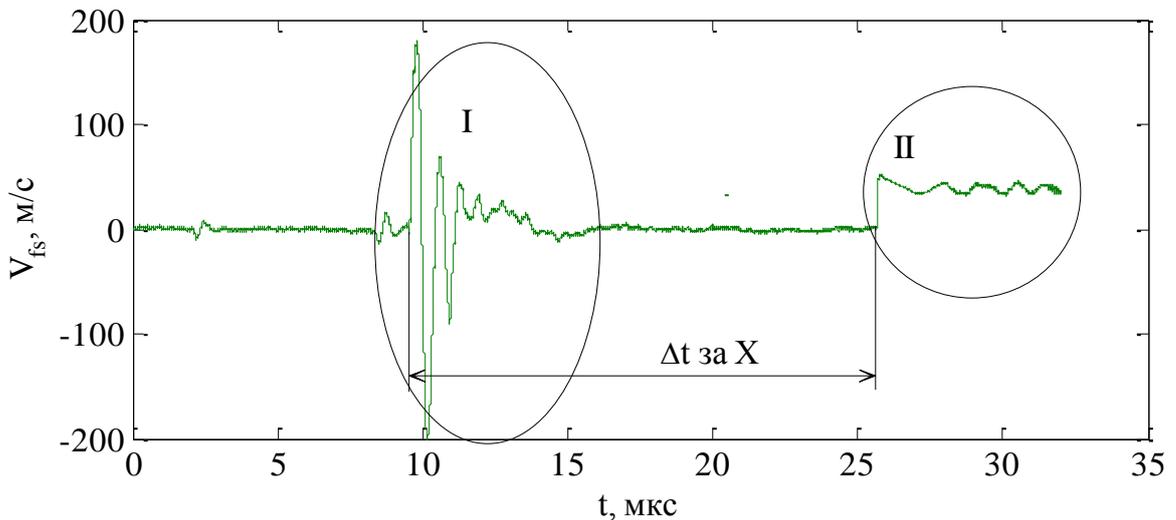


Рисунок 2.2.4 – Профиль скорости свободной поверхности (дистиллированная вода, 20 °С), зарегистрированный VISAR, $X = 25$ мм, $W_C = 28$ Дж

Установлено, что время Δt , через которое появлялся второй всплеск на Рисунке 2.2.4, линейным образом зависело от заданного расстояния X от места инициирования взрыва до измерительной поверхности-отражателя датчика (Рисунок 2.2.6). Наличие двух импульсов позволило измерить скорость ударной волны D , соответствующей обратной величине тангенса угла наклона прямой $\Delta t(X)$ (Рисунок 2.2.6). Таким образом, используя измерительный комплекс VISAR и установку электрического взрыва проводника, определялась скорость волны сжатия D . Значение $D \sim 1470$ м/с оказалось близко к скорости звука в воде и отличалось от неё на 9% [1].

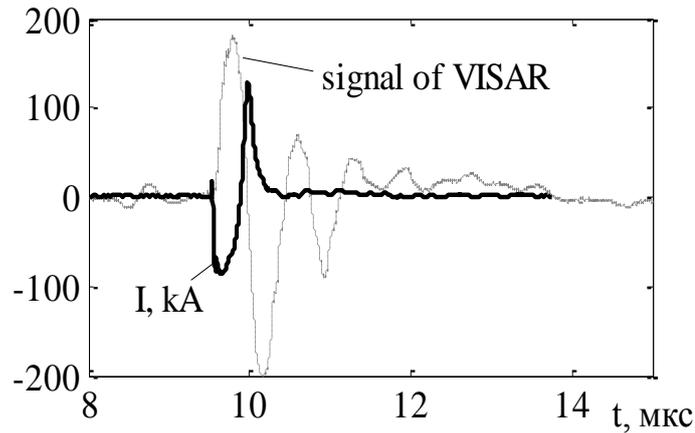


Рисунок 2.2.5 – Профиль силы тока, протекающего по проводнику и первый импульс с VISAR, $\tau \sim 0.4$ мкс до максимума

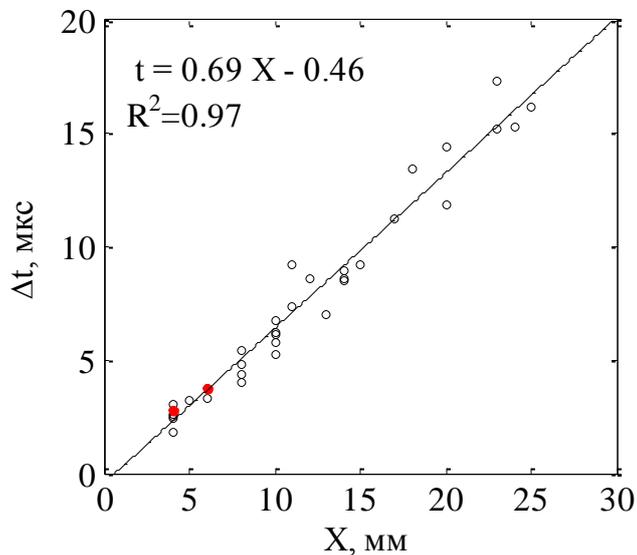


Рисунок 2.2.6 – Зависимость времени прохождения волны от расстояния X (от места инициирования взрыва до плоскости датчика)

2.2.2. Определение релаксационных свойств конденсированных сред при ударно-волновом нагружении

Релаксационные свойства конденсированной среды определялись с помощью анализа профилей скорости свободной поверхности. Рассмотрим один из таких профилей (Рисунок 2.2.7). Выход на свободную поверхность ударной волны вызывает скачкообразное увеличение скорости до величины V_0 (Рисунок 2.2.7, I–II), равной удвоенной массовой скорости в ударной волне [32]. Вглубь жидкости распространяется центрированная волна разрежения, которая, взаимодействуя с падающей волной разгрузки, приводит к внутреннему разрыву – отколу. В процессе разрушения растягивающие напряжения релаксируют к нулю, формируя волну сжатия, которая выходит на свободную поверхность в виде откольного импульса

(на Рисунке 2.2.7, начиная со значения III до максимума V_{s0}). Последующие колебания скорости вызваны циркуляцией волн между поверхностью образца (отражатель) и областью разрушения. Отмеченные особенности наблюдаются практически для всех полученных профилей скорости.

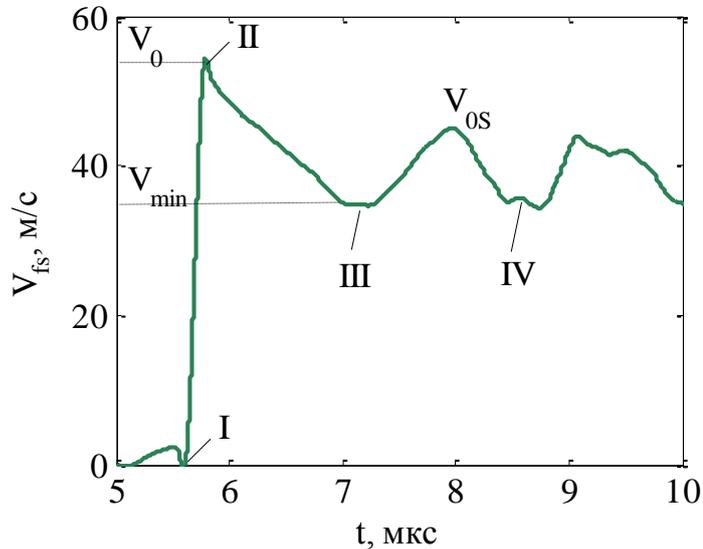


Рисунок 2.2.7 – Профиль скорости свободной поверхности, зарегистрированный системой VISAR, $X=25\text{мм}$, $W_C=28\text{ Дж}$

Проведена оценка характерного размера откольной пластины:

$$h_{\text{отк}} = \frac{c\Delta t_{\text{отк}}}{2} = \frac{1450\text{ м/с} \times (8.626 - 7.192) \times 10^{-6}\text{ с}}{2} \sim 1\text{ мм}, \quad (2.2.6)$$

что примерно в 5 раз меньше диаметра отражателя (Рисунок 2.2.7, а, в). Следовательно, полученные профили в экспериментах регистрировались системой VISAR до нарушения плоскостности зеркала.

Скорость деформирования на фронте волны сжатия (Рисунок 2.2.7, линейный участок на интервале I–II), вычислялась по формуле,

$$\dot{\varepsilon}^* = \left(\frac{dV}{dt} \right)_{I-II} \frac{1}{2c_0} \quad (2.2.7)$$

Скорость деформирования на фронте волны растяжения (Рисунок 2.2.7, первый линейный участок на интервале II–III), определялась по формуле

$$\dot{\varepsilon} = \left(\frac{dV}{dt} \right)_{II-III} \frac{1}{2c_0} \quad (2.2.8)$$

Величина откольной прочности P_s [29], характеризующая максимальные растягивающие напряжения в образце, определялась по минимуму скорости V_{min} , который достигался перед

откольным импульсом (Рисунок 2.2.7, среднее минимальное значение в области участка (III)) [24]:

$$P_S = 0.5\rho_0c_0(V_0 - V_{\min})_{II-III}, \quad (2.2.9)$$

где ρ_0 – начальная плотность и c_0 – начальная скорость звука в жидкости (20 °С).

Амплитуда импульса сжатия P_0 определялась по формуле

$$P_0 = 0.5\rho_0c_0(V_0)_{II}. \quad (2.2.10)$$

В настоящей работе интерес представляет изменение значения откольной прочности P_S от скорости деформирования на разгрузочной части импульса (2.2.11) и наличие степенной зависимости вида (2.2.12) при разных условиях нагружения.

$$P_S \sim \dot{\varepsilon}^\alpha; \quad (2.2.11)$$

$$\dot{\varepsilon}^* \sim P_0^\beta, \quad (2.2.12)$$

где α и β – релаксационные значения, характерные для сплошной среды, при различных условиях ударно-волнового нагружения.

Сдвиговая вязкость жидкостей в условиях нагружения

Как отмечалось, в условиях плоского (одноосного) высокоскоростного деформирования перенос импульса происходит за счет пластичности среды. В этом случае имеет место сдвиговая вязкость исследуемых сред. Сдвиговая вязкость по [66, 67] находилась как произведение времени релаксации на сдвиговой модуль упругости. Но в настоящей работе сдвиговой модуль упругости и время релаксации не определялись. Сдвиговая вязкость оценивалась по экспериментально полученным профилям скорости свободной поверхности и кривым ударных адиабат жидкостей:

$$\eta^* = \frac{\tau_v}{\dot{\gamma}_p}, \quad (2.2.13)$$

где вязкое напряжение –

$$\tau_v = \frac{S_v}{\sqrt{2}}, \quad (2.2.14)$$

здесь S_v из [23] находилось как

$$S_v \sim \frac{S}{2\rho_0c_0^2} P_0^2, \quad (2.2.15)$$

где S – коэффициент наклона [213–215] в уравнении ударных адиабат для исследуемых жидкостей, P_0 – экспериментальные значения амплитуды импульса сжатия; $\dot{\gamma}_p$ – скорость сдвиговой деформации –

$$\dot{\gamma}_p = \frac{\sqrt{2}}{3} \cdot \dot{\varepsilon}^*, \quad (2.2.16)$$

здесь $\dot{\varepsilon}^*$ – скорость деформации на фронте волны сжатия, полученные из эксперимента. При подстановке выражений τ_v и $\dot{\gamma}_p$ в формулу для вязкости (2.2.13) имеем

$$\eta^* \sim \frac{3}{4} \frac{S}{\rho_0 c_0^2} \frac{(P_0)^2}{\dot{\varepsilon}^*}. \quad (2.2.17)$$

2.3. Методики исследования статистических закономерностей разрушения трубчатых образцов под действием электровзрывного нагружения в жидкости

Исследование статистических закономерностей фрагментации является предметом активного изучения в связи с фундаментальной и прикладной значимостью проблемы. Явление фрагментации представляет собой разделение твердого тела на части в результате воздействия квазистатического, динамического или ударно-волнового нагружения (взрыв). Фрагментация наблюдается как в природных объектах, так и в инженерных системах, и имеет место в широком диапазоне пространственных и временных масштабов (Глава 1, Параграф 1.4). В настоящей работе лабораторная установка по ЭВП позволяет экспериментально исследовать фрагментацию трубчатых образцов с масштабами в несколько сантиметров (Глава 4), но полученные экспериментальные данные в дальнейшем позволят спрогнозировать механизмы разрушения крупных объектов и процессы с существенно большими энергиями разрушения.

Так как основным инструментом исследования статистических закономерностей фрагментации является определение распределения фрагментов по размерам (массам), то в настоящей работе определялась масса фрагментов.

2.3.1. Метод «взвешивания»

Фрагменты просеивались через систему лабораторных сит и взвешивались на электронных весах (Рисунок 2.3.1). Определялось количество фрагментов данного сита и вычислялась средняя масса фрагментов по каждому ситу, кроме фрагментов, где масса определялась поштучно [14]. Этот метод ранее использовался в работах других авторов [103].



Рисунок 2.3.1 – Электронные весы HR-202i (погрешность 0.0001 г) и лабораторные сита

2.3.2. Метод «фотографии». Фактор формы фрагментов

«Метод взвешивания» достаточно трудоемкий и требует значительных затрат времени. Кроме того возможности определения массы мелких фрагментов ограничены точностью электронных весов HR-202i (0.0001 г). Поэтому использовался альтернативный метод, условно называемый «методом фотографии», который заключался в следующем: фрагменты раскладывались на черной подложке (Рисунок 2.3.2, а) и снимались на цифровую камеру CANON 7D, 16.1 Мрiх. Затем полученные фотографии обрабатывались на компьютере в оригинальной программе, написанной в математическом пакете Matlab. Разрешение фотографии, 245 пикселей на квадратный сантиметр, позволило преобразовать видимую площадь даже самых мелких фрагментов 0.0018 мм^2 массой $\sim 10^{-7}$ г, которую невозможно определить весами.

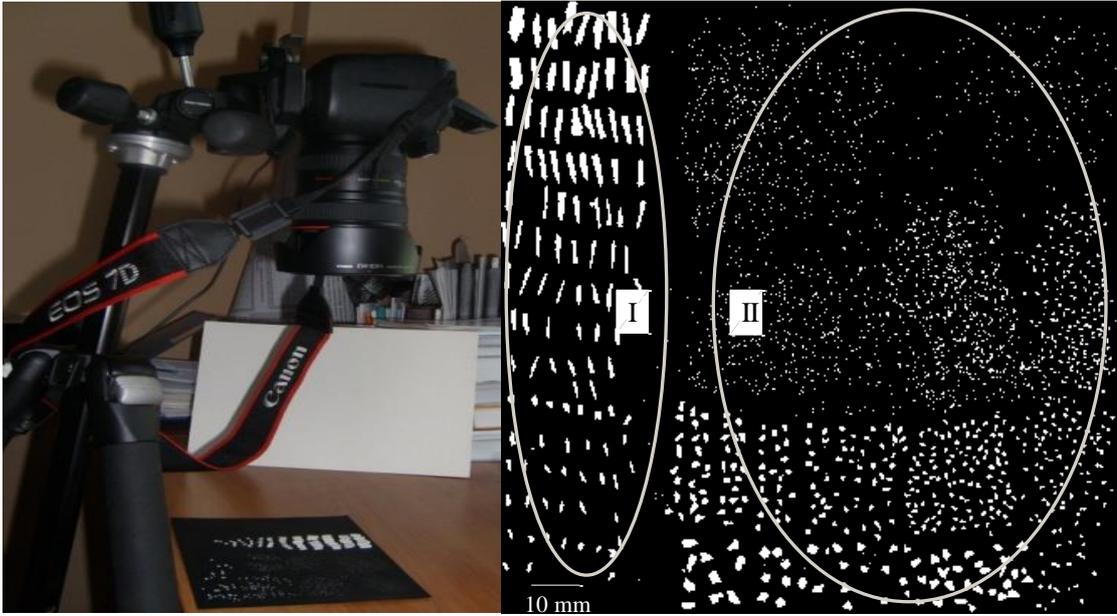
В работе фрагменты трубки разделялись на две группы (Рисунок 2.3.2, б). Первая включала в себя фрагменты (I), имеющие вид прямоугольного параллелепипеда, ширина d^* одной из граней которого соответствовала толщине трубки d . Масса фрагментов $m_{(I)}$ (или $m_{(d^* \geq d)}$) определялась как произведение видимой площади фрагмента S_0 на фотографии на высоту (в настоящей работе это толщина образца d) и на плотность материала ρ_0 , из которого сделан образец ($\sim 2600 \text{ кг/м}^3$) (2.3.1).

$$m_{(I)} = S_0 d \rho_0, \quad (2.3.1)$$

где S_0 находилась как среднее арифметическое по двум фотографиям фрагментов (I) (2.3.2) из-за небольшой кривизны фрагмента

$$S_0 = \frac{S_{out} + S_{in}}{2}, \quad (2.3.2)$$

где S_{out} и S_{in} видимые площади поверхности фрагмента, соответствующие внешней и внутренней сторонам трубки.



(a)

(б)

Рисунок 2.3.2 – (а) – камера CANON 7D, 16.1 Мpix;
 (б) – фото фрагментов образца, обработанное в программе: (I) – фрагменты с прямоугольной формой ($d^*=d$), 2D; II – фрагменты с неправильной геометрической формой ($d^*<d$), 3D

Видимая площадь объекта вычислялась по методу «порогов на изображении» (the image thresholding method), приведенной в работе [216]. На первом этапе фотография с фрагментами конвертировалась в формат монохромного изображения, где черным отмечен фон подложки (нули в программном коде), белым – фрагменты (единицы в программном коде). Далее определялись границы, площадь и количество фрагментов.

Вторая группа состояла из фрагментов (II), которые имели сложную (осколочную) форму, так называемые 3D объекты. Для них вводился безразмерный параметр – фактор формы α^* (2.3.3). Но, в отличие от [217], где использовался метод определения массы объекта с помощью фактора формы, основанном на подобии формы крупных и мелких фрагментов, в настоящей работе фрагменты трубчатого образца, (3D) и (2D), не являлись подобными. Поэтому для определения фактора формы в работе использовалось следующее выражение:

$$\alpha^* = \frac{\langle m_{d^*<d} \rangle}{\rho_0 \langle S_{d^*<d}^{3/2} \rangle}, \quad (2.3.3)$$

где $\langle m_{d^*<d} \rangle$ – средняя масса 3D фрагментов, которая вычислялась как отношение разницы массы всех образовавшихся фрагментов трубки и двумерных фрагментов трубки, полученных взвешиванием на электронных весах, к числу 3D фрагментов $N_{d^*<d}$. Последнее, $N_{d^*<d}$,

вычислялось в результате обработки данных цифровой фотографии. Ниже приведена формула вычисления средней массы фрагмента:

$$\langle m_{d^* < d} \rangle = \frac{m_{frag} - m_{d^*=d}}{N_{d^* < d}}; \quad (2.3.4)$$

ρ_0 – плотность образца, из которого сделана трубка (~ 2600 кг/м³); Величина $\langle S_{d^* < d}^{3/2} \rangle$ – это среднее значение объема 3D фрагмента, которое находилось в результате возведения в степень «3/2» видимой площади 3D фрагмента $S_{d^* < d}$, вычисленной по фотографии. В программном коде была запрограммирована функция, которая определяла количество фрагментов одинаковой площади, и затем проводила сортировку фрагментов по убыванию размера площади.

Для фрагментов (II) фактор формы $\alpha_{(II)}^*$ оставался постоянным для всех образцов, независимо от вложенной энергии на разрушение трубок.

$$\alpha_{(II)}^* = 0.14 \pm 0.04. \quad (2.3.5)$$

Кроме этого фактор формы находился отдельно для фрагментов типа (I) и типа (II) (Рисунок 2.3.2, б). Проводилась сортировка фрагментов по ситам, когда фактор формы находился для каждого сита отдельно. Затем, в формуле (2.3.4) за место средней массы 3D фрагментов и среднего «объема» фрагментов производилась замена на среднюю массу и среднее значение объема фрагмента, рассчитанное по данным одного сита. Выражение

принимало вид:
$$\alpha_{сито}^* = \frac{\langle m_{d^* < d} \rangle_{сито}}{\rho_0 \langle S_{d^* < d}^{3/2} \rangle_{сито}}.$$

На Рисунке 2.3.3 показана функция плотности распределения фактора формы для всех фрагментов, на примере 2х образцов, полученных при разных энергиях нагружения. Кривые распределения (сплошная и пунктирная) имеют два характерных пика. Максимум первого пика соответствует значению фактора формы для 3D фрагментов и входит в доверительный интервал (2.3.5), что и следовало ожидать. Максимум второго пика кривых соответствует фактору формы для 2D фрагментов, но в случае определения массы крупных фрагментов (2D) с использованием параметра «фактор формы» ~ 0.55 (Рисунок 2.3.3) давало бы отклонение от истинной массы 2D фрагмента более 20%, поэтому массу 2D фрагментов в настоящей работе корректнее оценивать по приведенной формуле (2.3.1).

Таким образом, формула для вычисления массы 3D фрагментов имела следующий вид:

$$m_{(II)} = \alpha^* \cdot S_{d^* < d}^{3/2} \cdot \rho_0, \quad (2.3.6)$$

где $S_{d^* < d}$ – видимая площадь 3D объектов, вычисленная по фотографии.

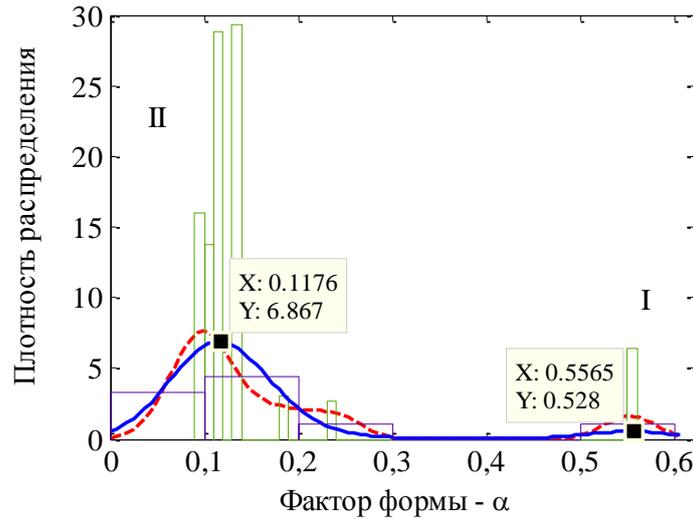


Рисунок 2.3.3 – Функция плотности распределения фактора α для фрагментов (I) и (II)

На Рисунке 2.3.4, а приведено распределение фрагментов по массе, которое было получено по «методу фотографии». Цифрой (I) отмечена масса 2D фрагментов, цифрой (II) обозначена масса 3D фрагментов. Сопоставление распределений фрагментов по размерам для одного из образцов, полученных в результате обработки данных эксперимента двух методов («метода взвешивания» и «метода фотографии») приведены на Рисунке 2.3.4, б.

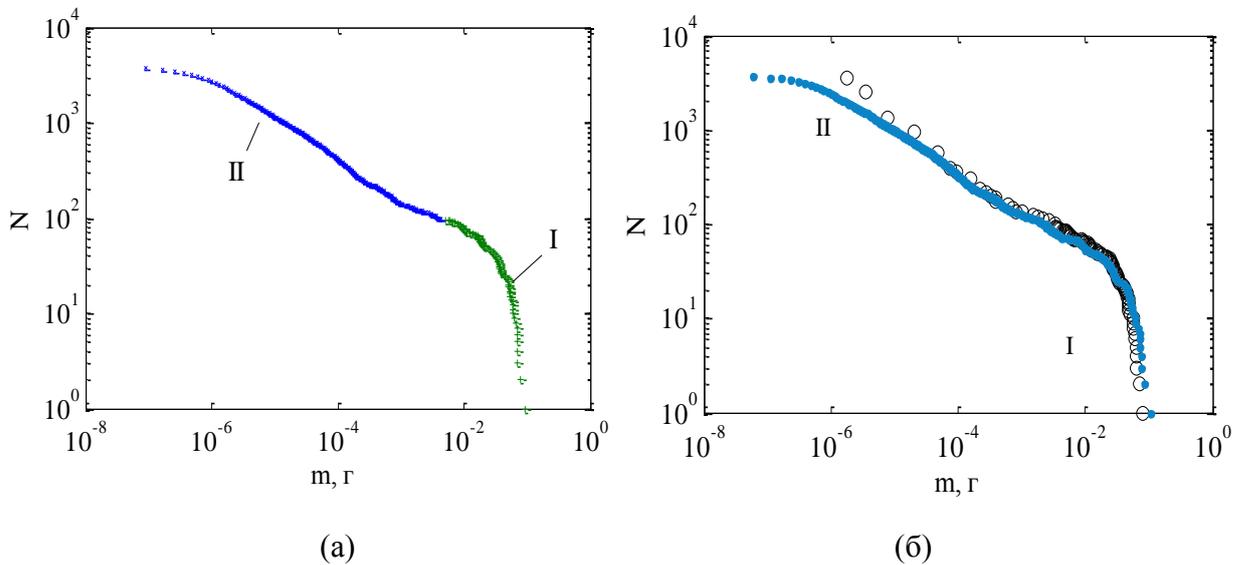


Рисунок 2.3.4 – (а) – распределение фрагментов $N(m)$ по массе больше некоторого заданного, полученное методом «фотографии»; (б) – сопоставление распределений фрагментов по массе, полученных методами «взвешивания» (о) и «фотографии» (●). Оси логарифмические

Распределения фрагментов по массе построено в логарифмических осях. По оси ординат отложено количество фрагментов больше некоторого заданного, а по оси абсцисс – масса

фрагмента. Различие в массе фрагментов, найденной разными способами для всех трубчатых образцов, не превышает 5%.

Первые попытки систематизировать «метод фотографии» были предприняты в работе автора диссертации [218]. Основные моменты опубликованы в [5].

2.4. Выводы

В диссертационной работе реализован метод ударно-волнового нагружения конденсированных сред на установке ЭВП в жидкости на базе ИМСС УрО РАН. Разработан метод измерения скорости свободной поверхности исследуемых сред совместно с установкой ЭВП и системой VISAR. Разработана методика измерения скорости ударной волны в среде.

Разработан метод определения массы фрагментов, основанный на численной обработке их изображения, который позволяет значительно сократить время и повысить качество статистического анализа фрагментации.

Глава 3. Экспериментальное исследование поведения жидкостей в условиях ударно-волнового нагружения

Ударно-волновое нагружение является эффективным инструментом исследования физико-механических свойств жидкости. В диссертационной работе в роли инициатора ударной волны в жидкости выступает:

- коротко-импульсный электровзрыв проводника (~ 0.3 мкс), методика которого подробно описана в предыдущей главе, реализованный на базе ИМСС УрО РАН, в Лаборатории физических основ прочности (г. Пермь);

- плоский удар, инициируемый методом взрывного генератора – на базе ИПХФ РАН, Лаборатория Детонации (г. Черногловка).

Целью настоящего экспериментального исследования являлось изучение закономерностей нарастания волновых фронтов в жидкости и возможные проявления автомодельности, аналогичной степенной универсальности нарастания пластического волнового фронта в твердых телах [23, 61, 77, 207].

3.1. Экспериментальное исследование релаксационных свойств жидкостей

3.1.1. Реологические параметры исследуемых жидкостей

Исследования проведены для технического глицерина (ГОСТ 6824–96), силиконового масла марки «ВМ-1С», трансформаторного масла марки «ТМ-1» и дистиллированной воды. В Таблице 3.1.1 указаны физические свойства жидкостей. Плотность жидкостей (ВМ-1С, глицерин) вычислялась как отношение массы к заданному объему жидкости. Скорость звука в жидкостях была измерена с помощью ультразвукового датчика «Ultrasonic Thickness Gauge A1208» на заданной толщине образца в 1 см. Значения коэффициента динамической вязкости образцов измерялись на ротационном вискозиметре «Brookfield IV Pro». На диаграмме (Рисунок 3.1.1) показана степенная зависимость коэффициента динамической вязкости двух жидкостей от температуры. Вакуумное силиконовое масло отличалось малым изменением коэффициента динамической вязкости при значительном изменении температуры и низким коэффициентом поверхностного натяжения (0.043 ± 0.003 Па·м), тогда как коэффициент динамической вязкости в глицерине существенно зависел от температуры, и значение коэффициента поверхностного натяжения глицерина (0.070 ± 0.004 Па·м) близко к значению для воды (0.074 ± 0.004 Па·м). Глицерин исследовался при начальной температуре 18.5 °С и 6.5 °С, т.е. равной, либо ниже температуры плавления 18.5 °С. В Таблице 3.1.1 указаны коэффициенты динамической вязкости жидкостей («ВМ-1С», глицерин) при начальной температуре до плоского удара, вычисленные по аппроксимационным формулам (Рисунок 3.1.1). При этих

условиях наиболее ярко проявляются релаксационные свойства глицерина, причем время релаксации сопоставимо с характерным временем растяжения $\sim 10^{-5}$ с, реализующимся в ударно-волновых экспериментах. В то же время, температура проведения экспериментов с силиконовым и трансформаторным маслом (18.5 °С) значительно превышает температуру плавления масел (-50 °С).

Таблица 3.1.1 – Характеристики жидкостей (20 °С)

	ρ_0 , кг/м ³	c_0 , м/с	η , Па·с
Вода	1000	1481	0.0010015 (20 °С) [219]
Глицерин	1260	1796	1.370 (20 °С) 1.690 (18.5 °С) 5.420 (6.5 °С)
ВМ-1С	863	1392	0.176 (20 °С) 0.194 (18 °С)
ТМ-1	887 [219]	1390 [220]	0.188 (20 °С) [219]

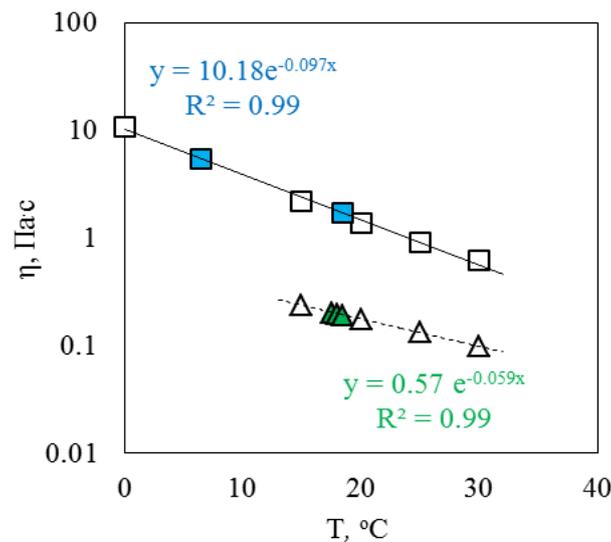


Рисунок 3.1.1 – Изменение динамической вязкости жидкостей в зависимости от температуры. Треугольники (белые) – данные по силиконовому маслу «ВМ-1С»; квадраты (белые) – данные по глицерину, полученные с помощью вискозиметра. Значения, отмеченные цветными маркерами, вычислены по аппроксимационным зависимостям

3.1.2. Импульсное нагружение жидкостей методом электровзрыва проводника

Волна сжатия в дистиллированной воде и глицерине инициировалась электровзрывом медного проводника (ЭВП) в результате разряда емкостной батареи в установке ЭВП (Глава 2, Параграф 2.1). На рисунке ниже (Рисунок 3.1.2) приведена фотография комплекса измерительной системы.



Рисунок 3.1.2 – Экспериментальная измерительная система по исследованию физико-механических свойств жидкости. Установка ЭВП и система VISAR: 1 – цилиндрическая камера; 2 – заземление; 3 – система конденсаторов; 4 – источник высокого напряжения; 5 – двухканальный осциллограф; 6 – оптоволоконно для регистрации сигналов в жидкости; 7 – устройство для определения расстояния между местом инициирования взрыва и «зеркалом»; 8, 9 – интерференционная система VISAR; 10 – паяльная станция

Скорость ударной волны изменялась за счет варьирования энергии в емкостной батарее и расстояния X , на котором проводилось измерение скорости свободной поверхности с использованием оптоволоконной системы VISAR Martin Froeschner & Associates Optoelectronics FDVI Mark IV-3000 и измерительного датчика, присоединенного к оптоволоконному входу системы измерения (Глава 2, Параграф 2.2). Интервал скорости деформации, в котором жидкости подвергались ударно-волновому нагружению, на фронте волны разрежения соответствовал значениям $\dot{\epsilon} \sim 1 \times 10^4 \div 5 \times 10^4$ 1/с и на фронте волны сжатия значениям $\dot{\epsilon}^* \sim 10^5 \div 10^7$ 1/с, что сопоставимо с временами релаксации 10^{-5} с [19].

3.1.3. Плоско-волновое нагружение жидкостей методом взрывного генератора

Эквивалентная схема постановки эксперимента по ударно-волновому нагружению жидкостей методом взрывного генератора (ВГ) (Параграф 1.5.1) представлена на Рисунке 3.1.3. Кювета с исследуемой жидкостью представляла собой металлическое кольцо 1 (отверстие для залива жидкости располагалось сверху) высотой $X = 2 \div 20$ мм и диаметром от 50 мм. С одной стороны кольцо (кювета) ограничивалось пластиной 2 (ПММА, толщина 2 мм) с 7-ми микронной алюминиевой фольгой 3 в центре диаметром 16 мм, с другой – экраном 4 из ПММА (или Al) толщиной 2 мм. Плоская ударная волна в ослабителе 6 (толщина – 20 мм и диаметр – 120 мм), генерировалась [24] конической взрывной линзой 7, 8 и разгоняла тонкий алюминиевый ударник 5 (толщина 0.4 мм и диаметр 50 мм). База полета ударника – 2 мм. При

соударении тонкого ударника 5 с экраном 4 в исследуемой жидкости 9 распространялся импульс сжатия. Условия нагружения варьировались изменением толщины слоя жидкости (высотой кольца 1). Для регистрации скорости движения свободной поверхности (фольги) использовалась интерференционная 2х канальная система VISAR, эквивалентная схема, принцип работы, и параметры которого приведены в обзорной главе (Параграф 1.6) [17, 32]. Лазерный луч отражался от алюминиевой фольги 3, отделяющей жидкость от воздуха. Геометрические размеры кюветы (диаметр d_{cell} много больше высоты X) обеспечивали одномерные условия нагружения и исключали влияние боковой волны разгрузки в течение времени регистрации процесса.

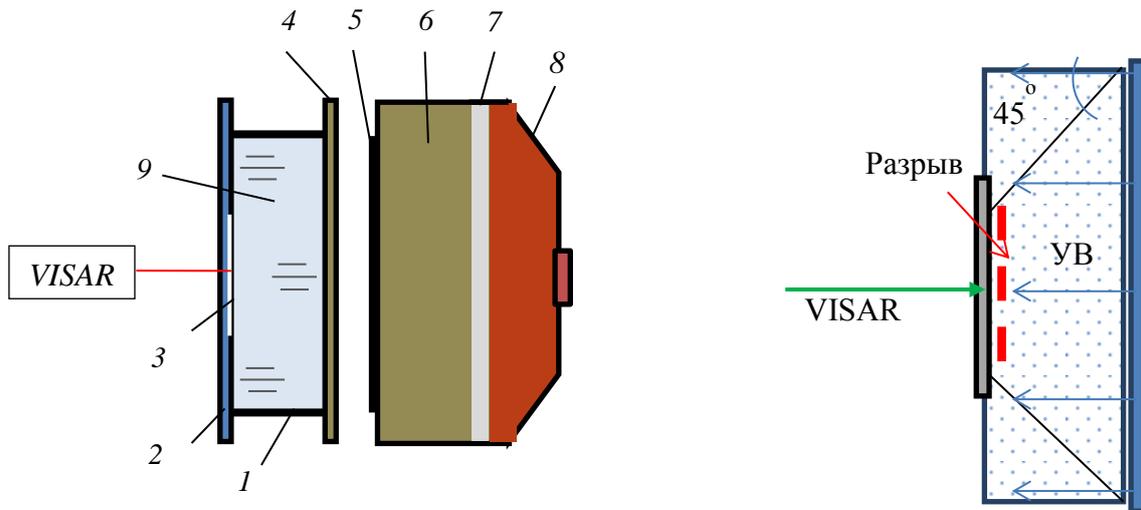


Рисунок 3.1.3 – Схема экспериментальной установки по исследованию релаксационных свойств жидкостей методом ВГ

На Рисунках 3.1.4–3.1.6 ниже приведены фотографии деталей сборки и иллюстрации проведения эксперимента по нагружению жидкостей.

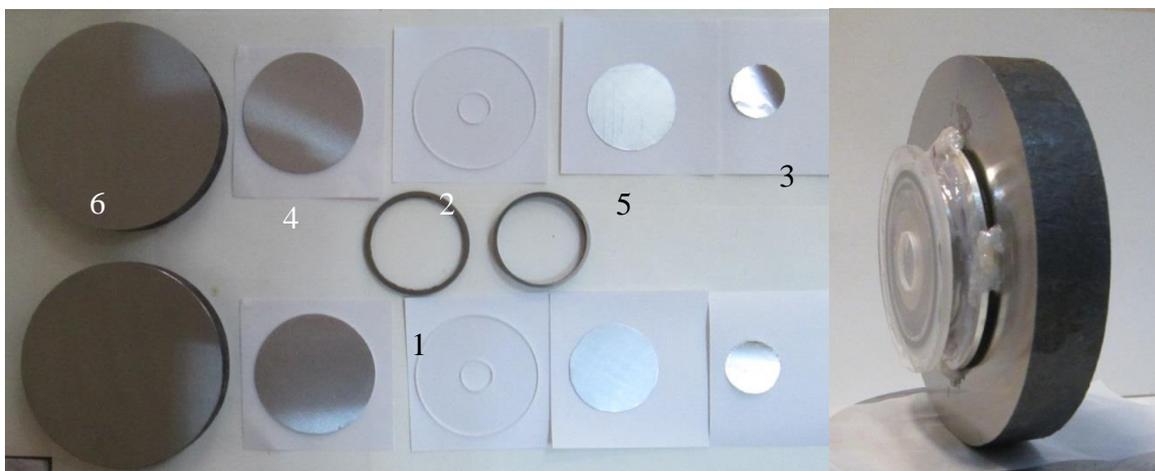


Рисунок 3.1.4 – Основные детали экспериментальной сборки кюветы: 1 – кольцо; 2 – окно; 3 – отражатель; 4 – экран (ПММА или Al); 5 – ударник; 6 – ослабитель

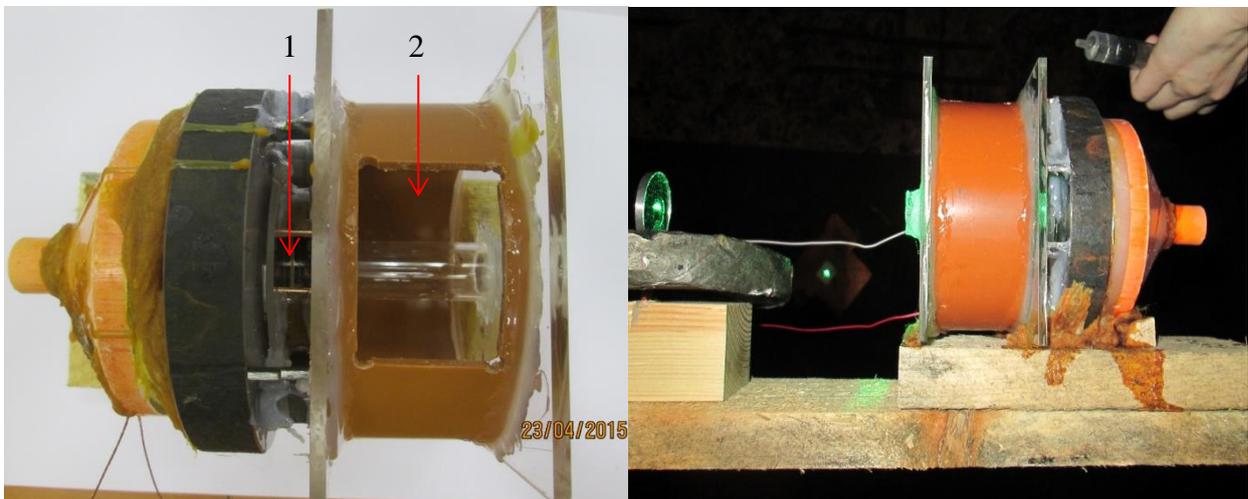


(а)

(б)

Рисунок 3.1.5 – Фотографии, иллюстрирующие проведение эксперимента на базе ИПХФ РАН. Подготовка образца к нагружению ВВ в взрывной камере (а) и настройка системы VISAR (б)

Температура жидкостей задавалась, в основном, температурой помещения взрывного купола. Понижение температуры жидкости реализовывалось за счет изменения конструкции, когда добавлялась дополнительная кювета (на Рисунке 3.1.6 отмечена цифрой 2), в которую заливалась охлажденная вода со льдом, и за счет заранее охлажденной экспериментальной жидкости в морозильной камере. Жидкость заливалась через отверстие кюветы 1.



(а)

(б)

Рисунок 3.1.6 – Конструкция для экспериментального нагружения глицерина при низких температурах. (а) – вид сверху: 1 отверстие для залива исследуемой жидкости и (2) отверстие для охлажденной воды со льдом; (б) – вид сбоку

3.1.4. Механические свойства дистиллированной воды при импульсном нагружении

На Рисунке 3.1.7, а, б приведены профили скорости свободной поверхности, экспериментально полученные в дистиллированной воде на различных расстояниях X от места

инициирования взрыва проводника (при $W_C \sim 28$ Дж). Вид полученных профилей скорости свободной поверхности для дистиллированной воды качественно подобен тем, которые представлены для воды в работе [32] для более высоких скоростей деформации в случае плоского удара методом взрывного генератора. На профилях 1, 2 на Рисунке 3.1.7, а наблюдается увеличение амплитуды откольного импульса до значения, превышающего максимум скорости свободной поверхности пленки. В работах [43, 44], где представлены похожие профили скорости, это объясняется особенностями распространения волн сжатия и растяжения в пористой среде, вследствие кавитации при формировании откольного импульса.

Используя данные профилей скорости свободной поверхности, находились значения откольной прочности P_s , (по разнице давлений на участке профиля волны разрежения), значения амплитуды импульса сжатия P_0 (см. Параграф 2.3). На Рисунке 3.1.8 показана зависимость амплитуды напряжения P_0 от расстояния от места инициирования ударной волны (УВ) до отражателя. На Рисунке 3.1.8 приведены значения энергии, запасенной в конденсаторной батарее. Как видно из диаграммы, значение амплитуды импульса сжатия уменьшается по степенному закону как со снижением вложенной энергии нагружения, так и с увеличением расстояния от места инициирования УВ.

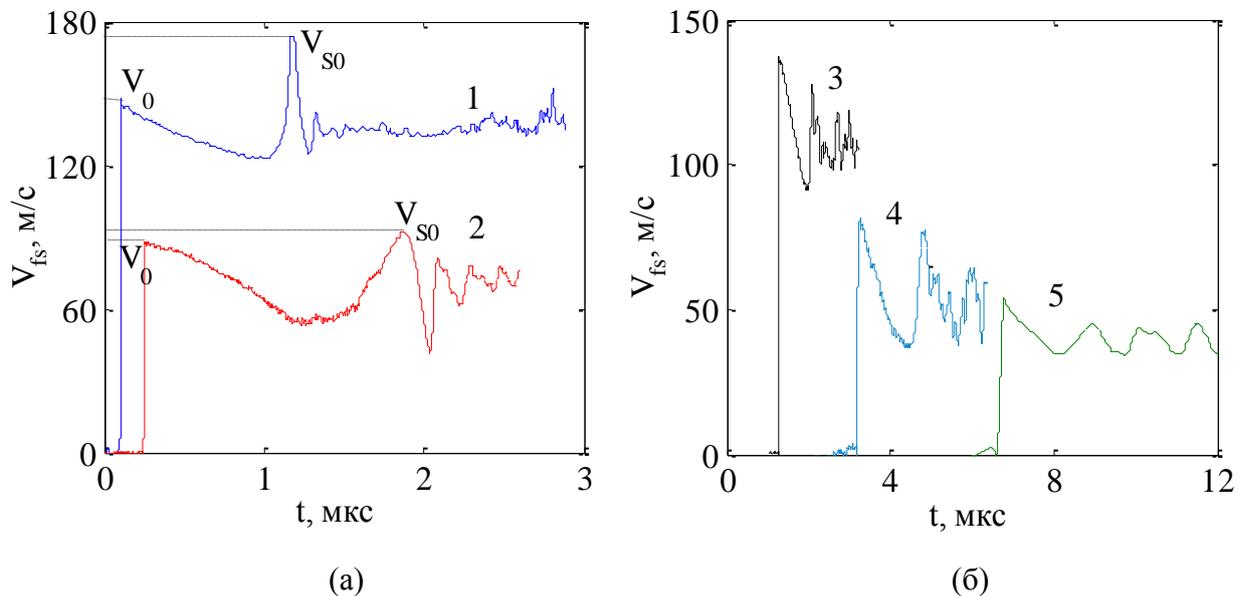


Рисунок 3.1.7 – Профили скорости свободной поверхности, полученные в дистиллированной воде (20 °С) (а, б): 1 – $X = 8$ мм; 2 – $X = 14$ мм; 3 – $X = 10$ мм; 4 – $X = 14$ мм; 5 – $X = 25$ мм

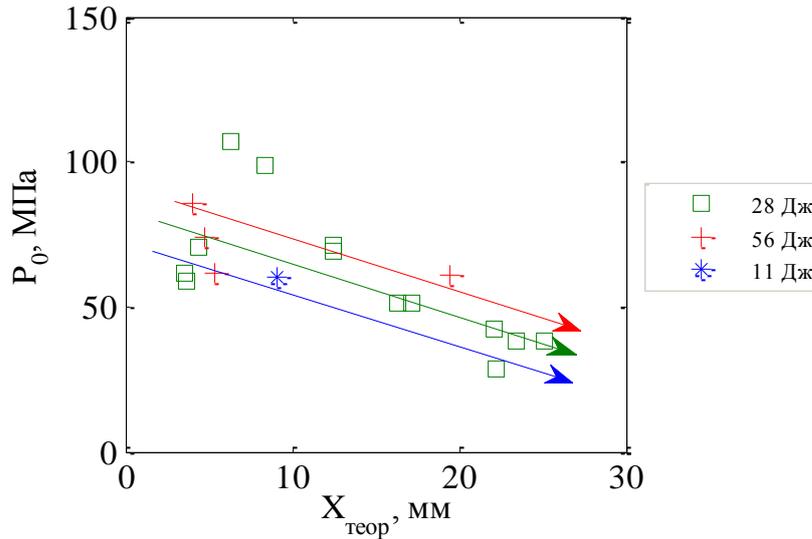


Рисунок 3.1.8 – Амплитуда импульса сжатия на разных расстояниях от места инициирования взрыва, $X_{\text{теор}} = \Delta t \cdot D$

Скорости деформации на фронте волны сжатия $\dot{\epsilon}^*$ и в разгрузочной области $\dot{\epsilon}$ вычислялись по формулам (2.3.2) и (2.3.3) Параграфа 2.3.1, соответственно. На Рисунке 3.1.9

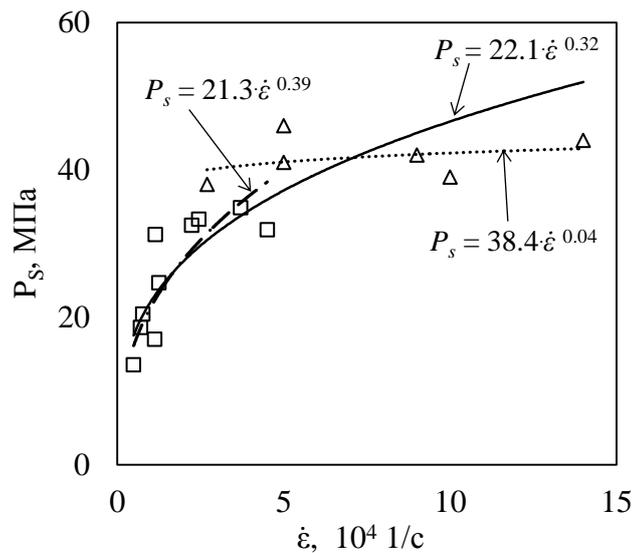


Рисунок 3.1.9 – Откольная прочность воды в условиях ударно-волнового нагружения: штрих-пунктирная линия аппроксимация данных \square настоящей работы (20 °С); пунктирная линия – данных Δ [32] (20 °С); сплошная линия – всех данных \square и Δ приведены результаты измерений откольной прочности воды P_s (квадраты), полученные в настоящей работе (20 °С, $1 \times 10^4 \div 5 \times 10^4$ 1/с), и других авторов [32] (треугольники), полученных при больших скоростях деформации $2.0 \times 10^4 \div 1.4 \times 10^5$ 1/с (~ 20 °С). Значение степени для кривой, обозначенной для квадратов, $P_s \sim \dot{\epsilon}^{0.39}$ превышает степень ~ 0.04 в зависимости $P_s(\dot{\epsilon})$ для данных работы [32] (треугольники). Аппроксимация данных $P_s(\dot{\epsilon})$, полученная на всем

интервале скоростей деформации, соответствует степенному закону с показателем ~ 0.32 . Такое поведение можно объяснить следующим образом: при высоких скоростях деформации порообразование определяется в основном процессом зародышеобразования [32], что приводит к слабой зависимости откольной прочности от скорости деформации. А при меньших скоростях деформации определяющей является кинетика роста пор, которая зависит от вязкости и описывается уравнением, приведенным в работах [32, 42].

На Рисунке 3.1.10 показано изменение скорости деформации на фронте волны сжатия $\dot{\varepsilon}^*$ в зависимости от амплитуды импульса сжатия P_0 . Установлено, что зависимость $\dot{\varepsilon}^*(P_0)$ имеет степенной вид с показателем, равным 3.2, что оказалось близким к значениям, установленным для металлов, и указывает на автомодельный характер волновых фронтов [23, 78].

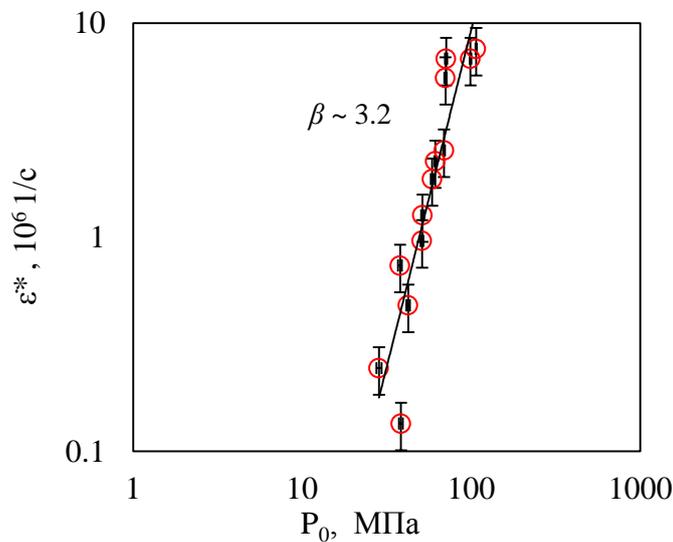


Рисунок 3.1.10 – Скорость деформации на пластическом фронте в зависимости от амплитуды импульса сжатия; оси логарифмические

3.1.5. Особенности волновых фронтов в дистиллированной воде

Профили скорости свободной поверхности измерены вблизи места инициирования взрыва проводника (4 и 6 мм) в воде [221]. Диаграмма с профилями приведена на Рисунке 3.1.11. Они отличаются от представленных на Рисунке 3.1.7 наличием двух «ступеней». В профилях 1 и 2 (см. Рисунок 3.1.11) первая «ступень» приходила со скоростью большей, чем вторая «ступень», и распространялась со скоростью ударной волны D_1 . Наличие первой «ступени», по амплитуде меньшей амплитуды второй, характерно для случая повторного нагружения слоя жидкости, как это было показано в других работах [17] по исследованию конденсированной среды. Вероятно, второй удар приходился от расширяющегося цилиндрической области (пузыря) в месте инициирования взрыва проводника. Так, например, в глицерине из-за большей вязкости такую область в месте взрыва проводника удалось снять на цифровую камеру [10].

По двум экспериментальным точкам вычислены зависимости $P_s(\dot{\varepsilon})$ и $\dot{\varepsilon}^*(P_0)$, в первом выражении $P_s \sim (\dot{\varepsilon})^{0.86}$ степень около 0.8, а во втором – $\dot{\varepsilon}^* \sim (P_0)^{4.2}$ степень равна 4.2 (Рисунок 3.1.12, а, б). Значение степени ~ 4 оказалось близким к результатам экспериментов по ударно-волновому нагружению на металлах [23, 77] и указывает на автомодельный характер профиля фронта волны.

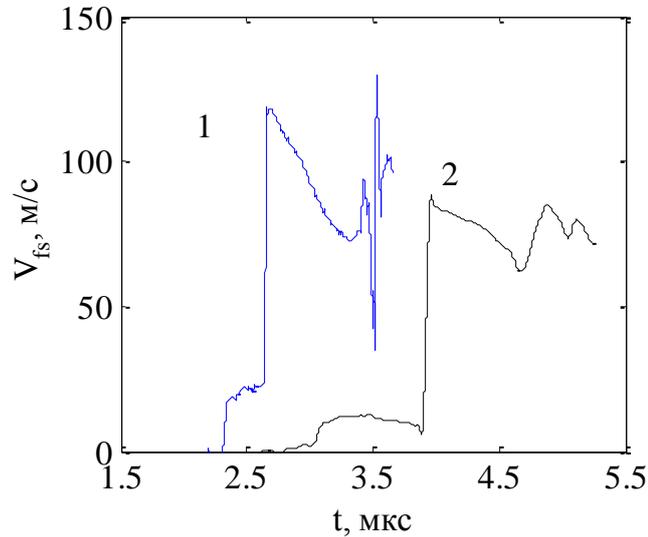


Рисунок 3.1.11 – Профили скорости свободной поверхности (20 °С):

1 – $X = 4$ мм ($D_1 = 1746$ м/с, $D_2 = 1438$ м/с, $P_0 = 85$ МПа, $\dot{\varepsilon}^* = 4.44 \cdot 10^6$ 1/с, $P_s = 33$ МПа, $\dot{\varepsilon} = 2.45 \cdot 10^4$ 1/с); 2 – $X = 6$ мм ($D_1 = 2000$ м/с, $D_2 = 1617$ м/с, $P_0 = 61$ МПа, $\dot{\varepsilon}^* = 1.11 \cdot 10^6$ 1/с, $P_s = 17$ МПа, $\dot{\varepsilon} = 1.13 \cdot 10^4$ 1/с), ($W_C = 49.5$ Дж)

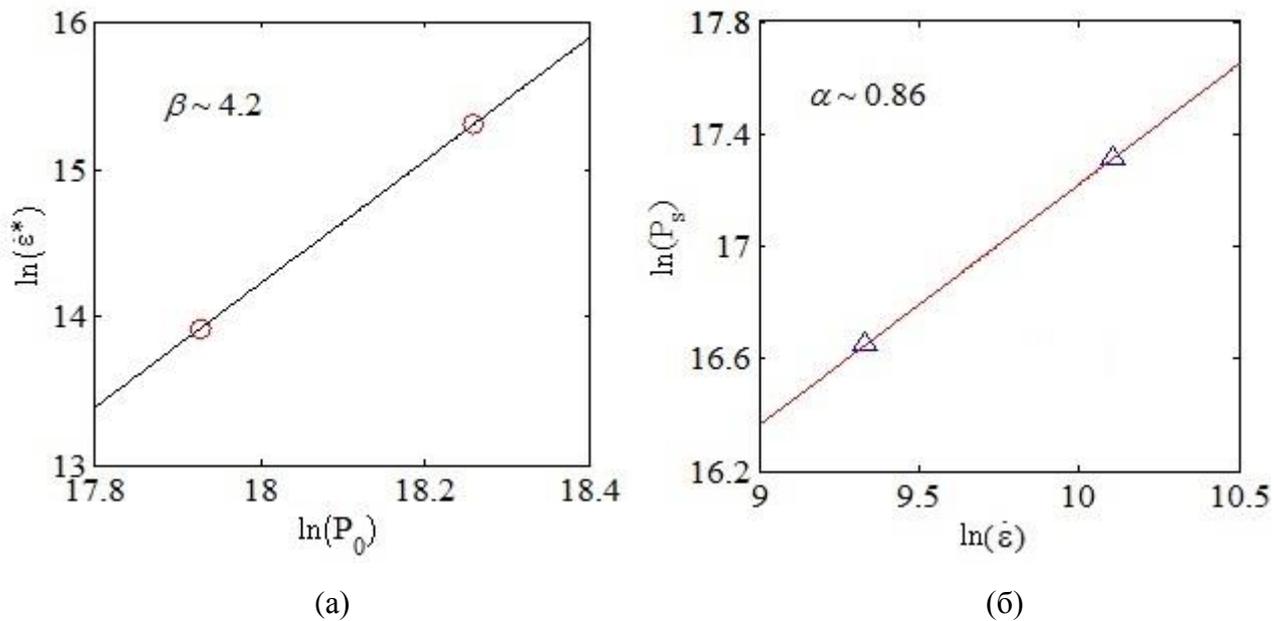


Рисунок 3.1.12 – (а) – зависимость скорости деформации от амплитуды импульса сжатия P_0 ;

(б) – зависимость откольной прочности P_s от скорости деформации $\dot{\varepsilon}$

3.1.6. Механическое поведение глицерина при импульсном нагружении

Технический глицерин (ГОСТ 6824-96) при различных начальных температурах (Таблица 3.1.1) экспериментально исследовался в условиях сжатия и растяжения методами электровзрыва проводника (при 25 °С) [10] и плоского удара, реализованного взрывным генератором (при 6.5 и 18.5 °С) [2, 17].

Нагружение глицерина методом ЭВП

В ходе экспериментов на установке ЭВП из-за большой вязкости глицерина наблюдался процесс диффузии продуктов испарившегося медного проводника и продуктов химической реакции глицерина в жидкости (Рисунок 3.1.13). Продукты разлетались в радиальном направлении и поднимались вверх, образуя «воронку» с расплывшимся на поверхности глицерина неоднородным черным пятном радиусом $\sim 3\div 4$ см (Рисунок 3.1.13, б). Эксперимент по нагружению глицерина регистрировался на цифровую камеру Canon Zoom Lens 5x (16 mega pixels), которая крепилась к окну взрывной камеры для визуализации в боковой проекции.

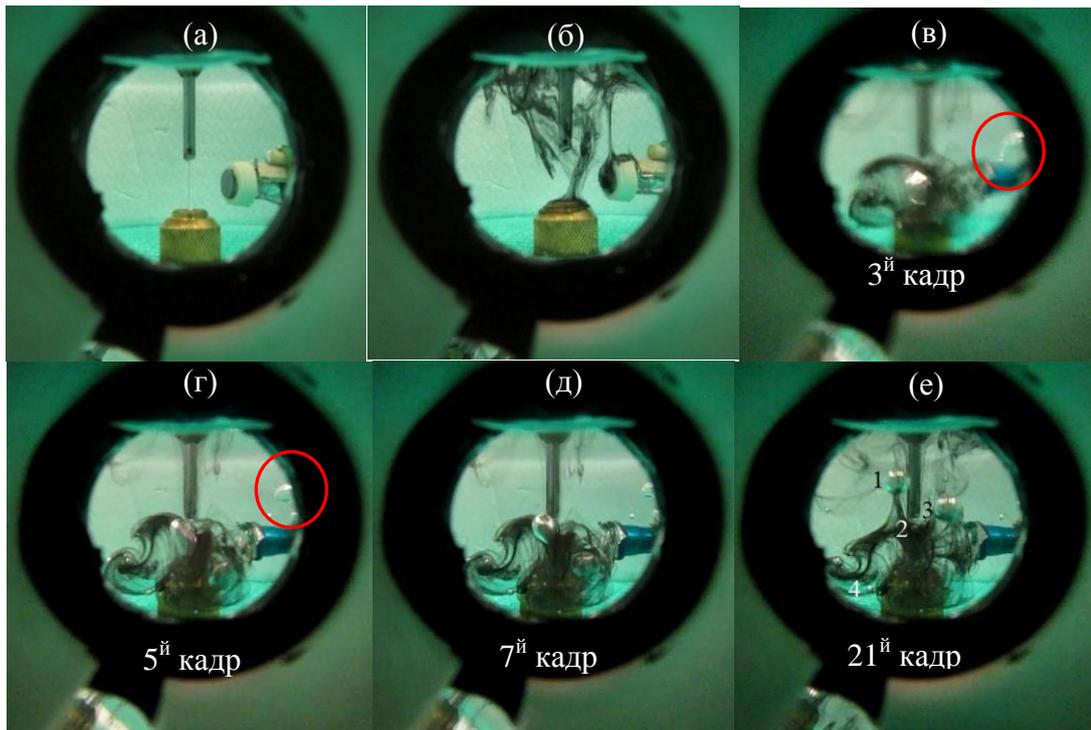


Рисунок 3.1.13 – (а) – положение датчика с оптоволоком внутри камеры. (б) – образование «воронки». (в) – образование в месте инициирования взрыва пузыря, распад его на мелкие пузыри (г) и их релаксация (д–е), 1, 2, 3, 4 – номера пузырей, через 0.96 с после ЭВП

Скорость съемки составляла 28 кадров в секунду. После разряда первые два кадра съемки засвечивались электрической вспышкой от взрыва проводника, на третьем виден пузырь (Рисунок 3.1.13, в) с черной примесью, вероятно, продуктов взрыва проводника (сгоревшая медь) и, возможно, химически измененного глицерина под действием взрыва. На последующих

кадрах (Рисунок 3.1.13, г-е) наблюдается распад большого пузыря на маленькие. Используя покадровую разбивку видео, вычислена скорость всплытия пузырей разных диаметров (Рисунок 3.1.13, е – для 1-го пузыря, 3-го пузыря – 0.05 м/с, для 2-го пузыря – 0.005 м/с, для 4-го – 0.003 м/с)). Вязкость глицерина в области всплытия пузырей определялась по формуле Стокса с относительной погрешностью 4%: среднее значение вязкости ~ 1.3 Па·с, что примерно в 1.4 раза выше значения, померенного на вискозиметре (Рисунок 3.1.14, в). Пузырьки воздуха, которые выплыли из регистрирующего датчика после разрыва фольги (отражателя), сносило ударной волной вправо, на Рисунке 3.1.13 пузырьки выделены кругом.

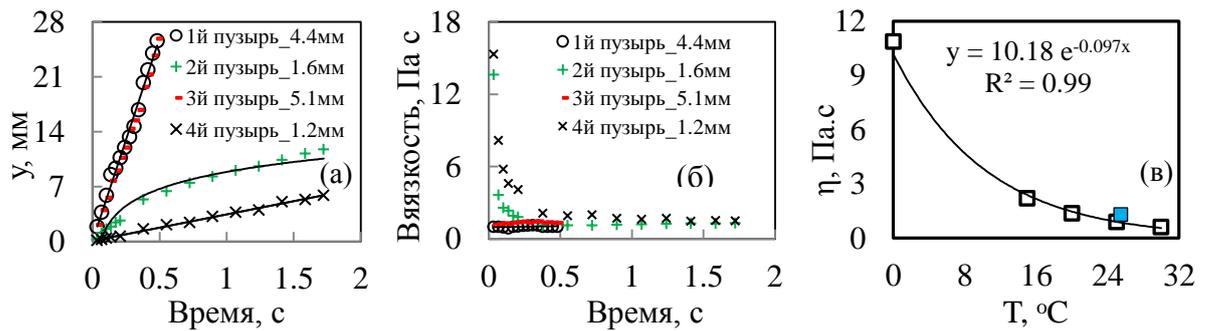


Рисунок 3.1.14 – Кинетика изменения положения пузырей (а) и динамической вязкости глицерина (б), измеренная статическим и экспериментальным методом (в)

На Рисунке 3.1.15 проиллюстрированы кадры съемки взрыва проводника в глицерине, полученные на высокоскоростной камере «ВидеоСпринт» со скоростью 4000 кадров в секунду.

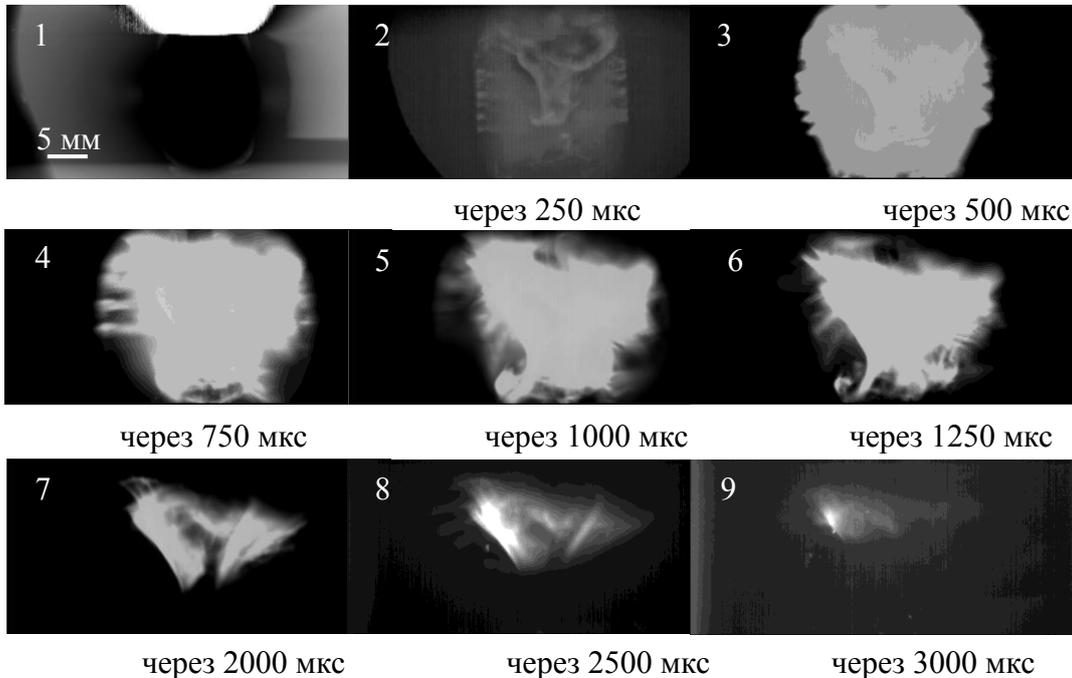


Рисунок 3.1.15 – Расширение и схлопывание пузыря в глицерине под действием электровзрывного нагружения

На первом изображении после засвечивания видно образование пузыря (полость цилиндрической формы) после ЭВП и на 2-ом и 3-ем процесс его расширения. Начиная с 4-го через 750 мкс после взрыва, наблюдается схлопывание пузыря, сопровождающееся его распадом на мелкие пузыри и их последующее всплытие к поверхности, как это было видно на низкоскоростной камере (Рисунок 3.1.13). Со 2-го кадра (Рисунок 3.1.15) видны границы неустойчивости пузыря, но, несмотря на это, его граница достаточно долго сохраняется (~ 200 мкс).

Профили скорости свободной поверхности, полученные в глицерине методом ЭВП, были искажены. Это связано, в основном, с высокой поглощаемостью глицерином инфракрасного излучения, на котором работают датчики VISAR, и из-за излучения от вспышки ЭВП. Скорость ударной волны D в глицерине определялась по методике, которая описана в параграфе 2.2, и она имела значение $D \sim 1920$ м/с. На Рисунке 3.1.16 представлены профили скорости свободной поверхности. В глицерине наблюдалось длительное существование откольной «тарелки», которое характеризуется большим значением ревербераций (до 10 периодов) на профиле скорости, что характерно для твёрдых тел [17], в воде значение периодов обычно достигало четырех. Наблюдаются искажения на фронте волны сжатия (Рисунок 3.1.16, в), связанные, по-видимому, с процессами сжатия и схлопывания пузыря в месте взрыва проводника.

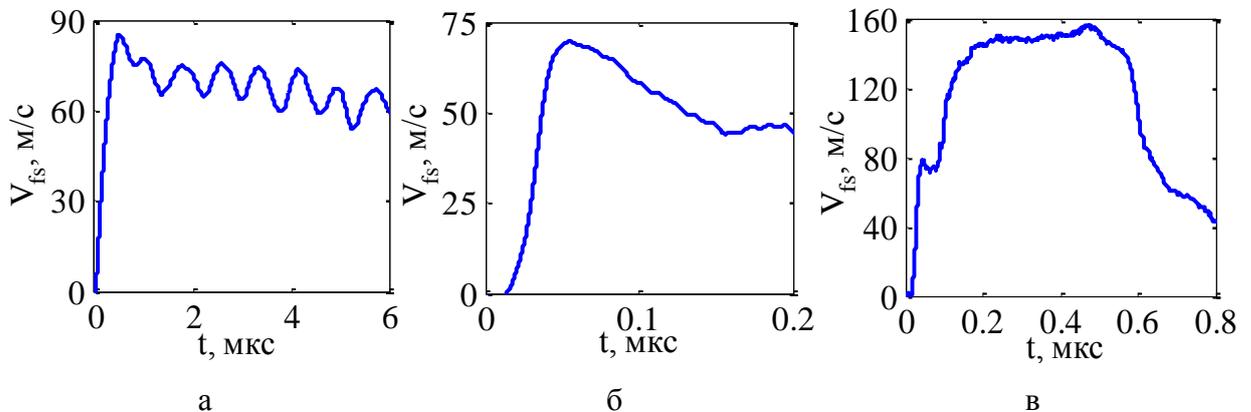


Рисунок 3.1.16 – Профили скорости свободной поверхности, полученные в глицерине методом ЭВП. (а, б) – $X = 22$ мм, (в) – $X = 12$ мм. Температура глицерина 25 °С

Нагружение глицерина методом ВГ

Эксперименты по ударно-волновому нагружению жидкости методом взрывного генератора (ВГ) проведены на базе ИПХФ РАН (г. Черноголовка).

Испытания глицерина проводились на установке ЭВП (при температуре 25 °С) и методом ВГ (при начальных температурах 18.5 и 6.5 °С) в окрестности точки плавления. Полученные профили скорости свободной поверхности (Рисунок 3.1.17) не отличались от профилей [34] при более высоких скоростях деформации при начальной температуре 19 °С. Снижение

температуры привело к заметному проседанию минимума скорости V_{min} , который достигался перед откольным импульсом (Рисунок 3.1.17, кривые 2'', 3'' и 4''), и, соответственно, к увеличению откольной прочности глицерина. В отличие от воды в глицерине на профилях скорости отсутствовало превышение амплитуды откольного импульса над амплитудой импульса сжатия.

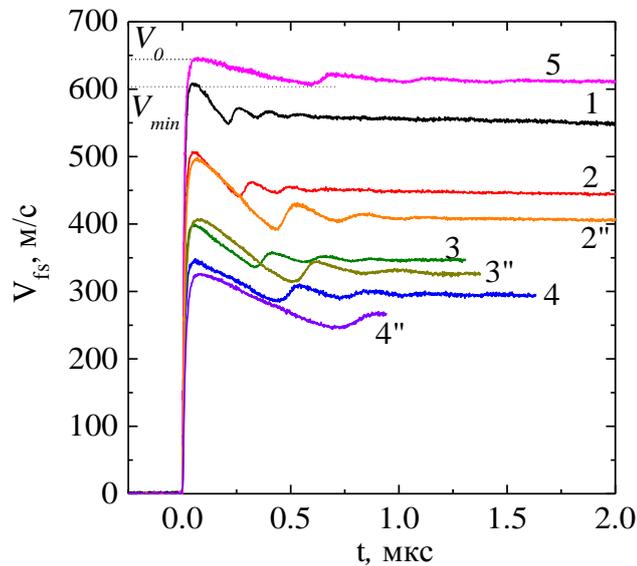


Рисунок 3.1.17 – Профили скорости свободной поверхности, полученные в глицерин методом ВГ: 1 – $X = 2$ мм; 2 и 2'' – $X = 4$ мм; 3 и 3'' – $X = 8$ мм; 4 и 4'' – $X = 12$ мм; 5 – толщина слоя жидкости $X = 20$ мм, волна сжатия в этом случае образовалась в результате нагружения движущихся ослабителя, ударника и «экрана» как единого целого. Профили (1-5) – при температуре глицерина 18.5 °С, профили (2'', 3'', 4'') – в глицерине при 6.5 °С

Величина отрицательных давлений (откольная прочность) P_s определялась по разнице между максимальной скоростью свободной поверхности V_0 и скоростью V_{min} , которая достигается в момент выхода откольного импульса на свободную поверхность (например, Рисунок 3.1.17: $P_s = 0.5\rho_0c_0(V_0 - V_{min})$ [17], где ρ_0 и c_0 – плотность и скорость звука в жидкости при нормальных условиях (20 °С). Также анализ профилей скорости позволил определить значения амплитуды импульса сжатия P_0 как $P_0 = 0.5\rho_0c_0(V_0)$, вычислить скорость деформации на фронте волны сжатия $\dot{\epsilon}^*$ и в разгрузочной части импульса $\dot{\epsilon}$ (см. Параграф 2.2.2).

Установлено, что откольная прочность P_s глицерина в условиях УВ нагружения (метод ВГ и метод ЭВП) растет с изменением скорости деформации $10^4 \div 10^5$ 1/с, а именно, с 46 до 80 МПа при температуре 18.5 °С и с величины в 92 до 118 МПа при температуре 6.5 °С. На Рисунке 3.1.18 приведены результаты измеренной откольной прочности в сравнении с

результатами других исследователей [34]. Аналогичная зависимость $P_s(\dot{\epsilon})$, установленная ранее для глицерина при температуре $19\text{ }^\circ\text{C}$ ($1.5 \times 10^4 \div 2 \times 10^5\text{ 1/c}$) и для воды [43] вблизи температуры замерзания ($0.7\text{ }^\circ\text{C}$) в интервале $1.8 \times 10^4 \div 4.2 \times 10^4\text{ 1/c}$, объясняется в рамках теории гомогенного зародышеобразования [222], позднее развитой в работах [44, 49, 33, 54, 223].

Похожая закономерность $P_s(T)$, полученная ранее на глицерине в работе [222] в интервале температур от минус 53 до $77\text{ }^\circ\text{C}$ и скоростях деформации 10^5 1/c , объясняется в рамках теории гомогенного зародышеобразования [222].

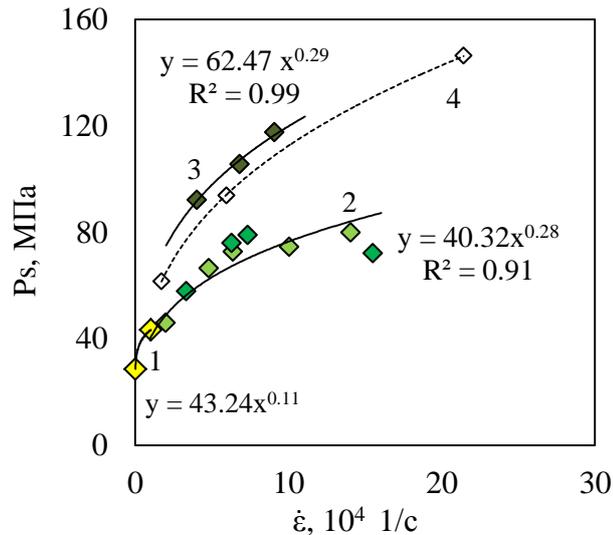


Рисунок 3.1.18 – Откольная прочность глицерина в условиях ударно-волнового нагружения:

1 – методом ЭВП ($25\text{ }^\circ\text{C}$); методом ВГ: 2 – ($18.5\text{ }^\circ\text{C}$), экран из ПММА и экран из Al; 3 – глицерин ($6.5\text{ }^\circ\text{C}$) экран из ПММА; 4 – данные других исследователей [34]

В глицерине при снижении температуры с 18.5 до $6.5\text{ }^\circ\text{C}$ амплитуда импульса сжатия (Рисунок 3.1.19) уменьшилась незначительно с увеличением скорости деформации, показатель степени β в установленной зависимости $\dot{\epsilon}^* \sim (P_0)^\beta$ изменился со значения (1.39 ± 0.12) до значения (1.7 ± 0.2).

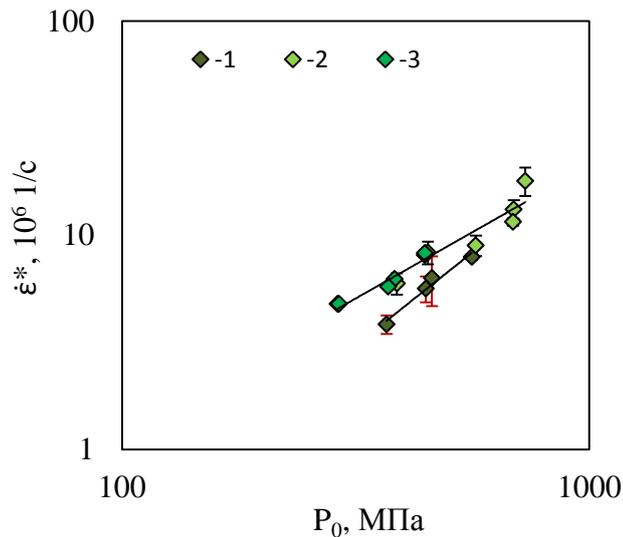


Рисунок 3.1.19 – Скорость деформации в зависимости от амплитуды импульса сжатия: 1 – глицерин технический (6.5 °C); 2, 3 – глицерин технический (18.5 °C)

3.1.7. Механические свойства силиконового и трансформаторного масла при импульсном нагружении

Импульсное нагружение силиконового масла марки ВМ-1С методом ВГ

Силиконовое масло представляло из себя кремнийорганическую, неполярную жидкость. Как показал химический анализ, элементов кремния в осадке было мало.

На Рисунке 3.1.20 показана диаграмма с профилями скорости свободной поверхности исследуемой жидкости.

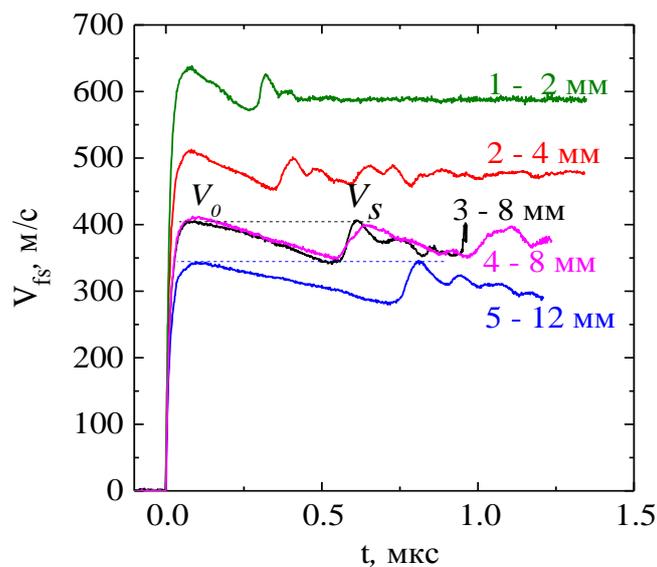


Рисунок 3.1.20 – Профили скорости свободной поверхности в силиконовом масле марки «ВМ-1С», где толщина слоя X жидкости менялась от 2 до 12 мм

Импульсное нагружение трансформаторного масла марки ТМ-1 методом ВГ

На Рисунке 3.1.21 проиллюстрированы профили скорости свободной поверхности, полученные в трансформаторном масле марки «ТМ-1». В экспериментах использовались ударники разной толщины (0.8 и 0.4 мм). Толщина образцов составляла 4 и 5 мм.

Вид полученных профилей скорости свободной поверхности в силиконовом масле марки «ВМ-1С» (Рисунок 3.1.20) и трансформаторном масле марки «ТМ-1» (Рисунок 3.1.21) отличался от данных для глицерина и воды. Во-первых, более крутой фронт откольного импульса. Поскольку крутизна фронта определяется кинетикой роста пор, как было установлено в работе А. Н. Дремина и др. [223], а затем в работах А. В. Уткина и др. [34, 44], то можно утверждать, что скорость образования пор в масле больше, чем в глицерине, но в тоже время крутизна откольного импульса масла сопоставима с соответствующей величиной в воде. Амплитуда откольного импульса в силиконовом масле практически совпадает (Рисунок 3.1.20, кривая 5), а в отдельных случаях даже превышает амплитуду падающего импульса (Рисунок 3.1.20, кривая 3). Аналогичное поведение амплитуды откольного импульса наблюдалось в экспериментах с водой. Все эти особенности обусловлены, в первую очередь, вязкостью исследуемых сред, что хорошо согласуется со статическими измерениями вязкости глицерина и масла. Во-вторых, в силиконовом масле и в трансформаторном масле практически на всех профилях скорости за фронтом откольного импульса наблюдаются колебания скорости, период которых значительно меньше времени циркуляции волн в откольной пластине. Вероятно, это обусловлено разрушением непосредственно в откольной пластине, приводящим к её разделению на более тонкие слои.

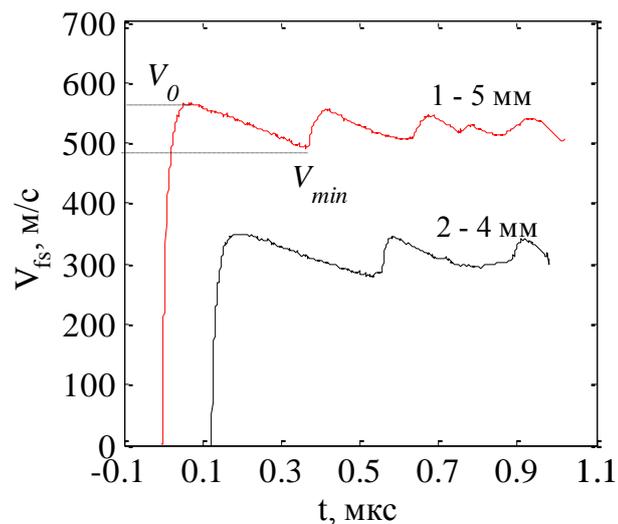


Рисунок 3.1.21 – Профили скорости свободной поверхности в трансформаторном масле марки «ТМ-1» (18 °С). Толщина ударников отличается

В отличие от глицерина и воды откольная прочность P_s силиконового масла марки «ВМ-1С» (Рисунок 3.2.22,1) и трансформаторного масла марки «ТМ-1» (Рисунок 3.1.22, 2) оставалась постоянной и не зависела от скорости деформации $\dot{\varepsilon}$. Ранее аналогичный результат наблюдался в экспериментах с гексаном [34] (19°C , в интервале скорости деформации $\dot{\varepsilon} \sim 2 \times 10^4 \div 1.5 \times 10^5$ 1/с), этиловым спиртом [42] ($4.5 \times 10^4 \div 4.3 \times 10^5$ 1/с) и водой [32] при 20°C ($2.7 \times 10^4 \div 1.4 \times 10^5$ 1/с). Подобная слабая зависимость отрицательных давлений от скорости деформации находит объяснение в рамках модели гомогенного зародышеобразования, если считать, что вязкость жидкости постоянна. Последнее предположение действительно справедливо в окрестности 20°C (Рисунок 3.1.1).

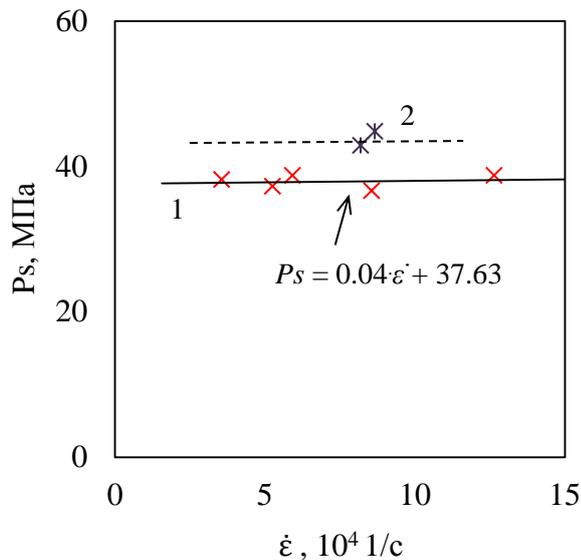


Рисунок 3.1.22 – Значение откольной прочности жидкостей в зависимости от скорости деформации: 1 – силиконовое масло марки «ВМ-1С», (18°C); 2 – трансформаторное масло марки «ТМ-1» (18°C). Экран из ПММА

На Рисунке 3.1.23 в логарифмических осях приведены зависимости скорости деформации $\dot{\varepsilon}^*$ от амплитуды импульса сжатия P_0 , полученных при анализе профилей скорости свободной поверхности для масел. В трансформаторном и силиконовом масле показатель степени, соответственно, имеет значения $\sim (1.18 \pm 0.13)$ и $\sim (1.11 \pm 0.17)$. Начальная температура жидкостей составляла 18°C .

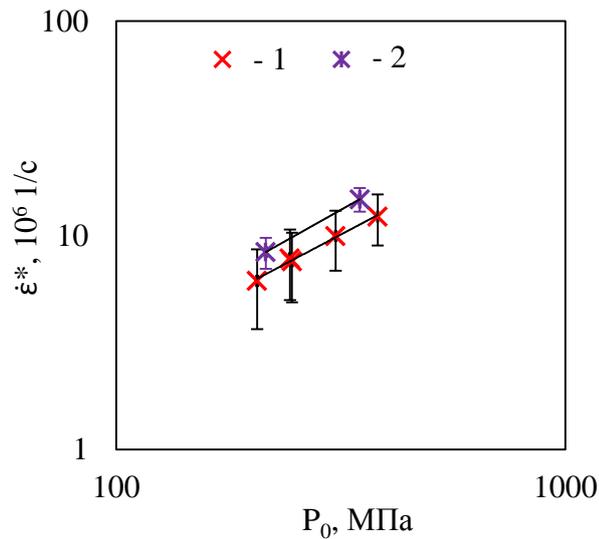


Рисунок 3.1.23 – Скорость деформации в зависимости от амплитуды импульса сжатия: 1 – силиконовое масло марки «ВМ-1С», (18 °С); 2 – трансформаторное масло марки «ТМ-1» (18 °С)

Ниже приведена диаграмма изменения амплитуды импульса сжатия P_0 от толщины X для глицерина, ВМ-1С и ТМ-1 (Рисунок 3.1.24). Амплитуда P_0 уменьшается с увеличением X по степенному закону. Используя данные диаграммы можно определить амплитуду напряжения на любой толщине образца при одной постановке задачи (параметры экспериментальной сборки (см. Рисунок 3.1.3) остаются постоянными).

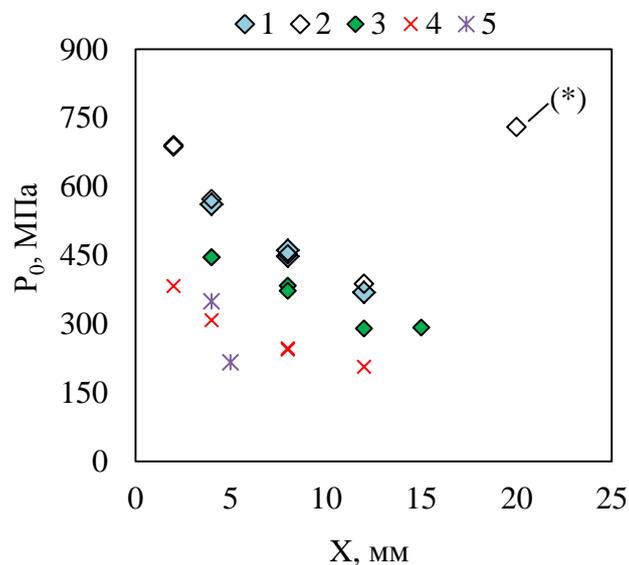


Рисунок 3.1.24 – Изменение амплитуды импульса сжатия от толщины образца и экрана: 1 – глицерин (6.5 °С, экран ПММА), 2 – глицерин (18.5 °С, экран ПММА, (*) см. Рисунок 3.1.17 – кривая 5), 3 – глицерин (~ 18.5 °С), экран Al, 4 – ВМ-1С (18 °С, экран ПММА), 5 – ТМ-1 (18 °С, экран ПММА)

3.2. Автоподобность волновых фронтов жидкостей

С целью выявления автоподобности волновых фронтов, профили скорости свободной поверхности жидкостей нормировались. Ось «у» нормировалась в результате деления значения скорости на максимальное значение скорости, которое находилось на профиле волны сжатия.

В первом случае время обезразмеривалось в результате деления его на значение времени, которое достигалось в момент перед откольным разрушением в нагружаемых жидкостях, возведенное в степень (β) зависимости $\dot{\varepsilon}^* \sim (P_0)^\beta$. Ось «х» во втором случае нормировалась в результате деления на время, возведенного в степень (α) зависимости $P_s(\dot{\varepsilon})$ (Рисунок 3.2.1).

На Рисунке 3.2.1 и Рисунке 3.2.2 представлены результаты обезразмеривания.

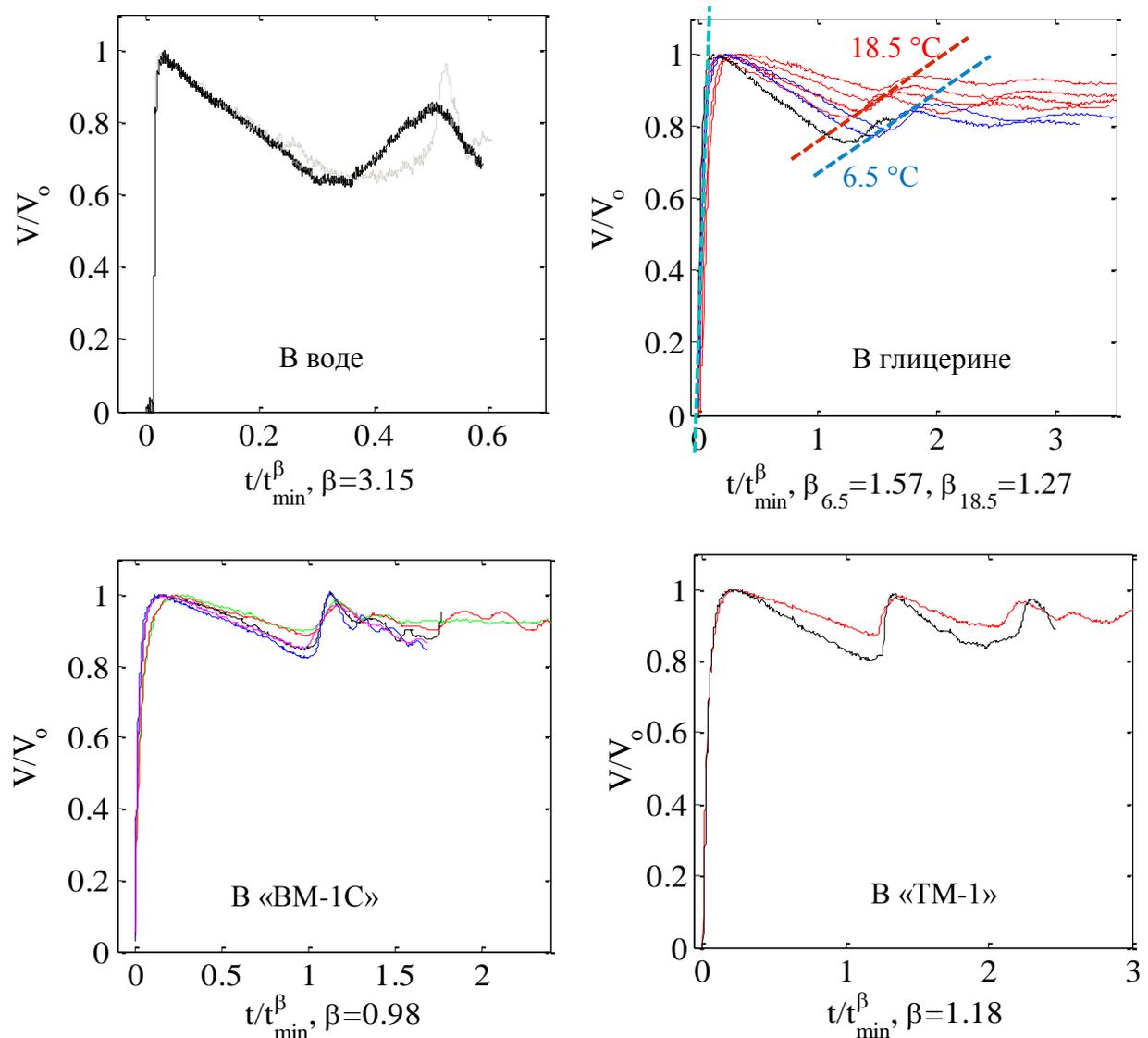


Рисунок 3.2.1 – Профили скорости свободной поверхности жидкостей в нормированных координатах. Здесь V – это скорость свободной поверхности, из-за громозкости обозначения оси индекс «fs» опущен

Профили совмещаются до начала откольного разрушения, и практически сходятся до амплитуды откольного импульса (Рисунок 3.2.2) (участки отмечены штрих-пунктирной линией), что говорит об автомодельности волновых фронтов и автомодельности откольного импульса.

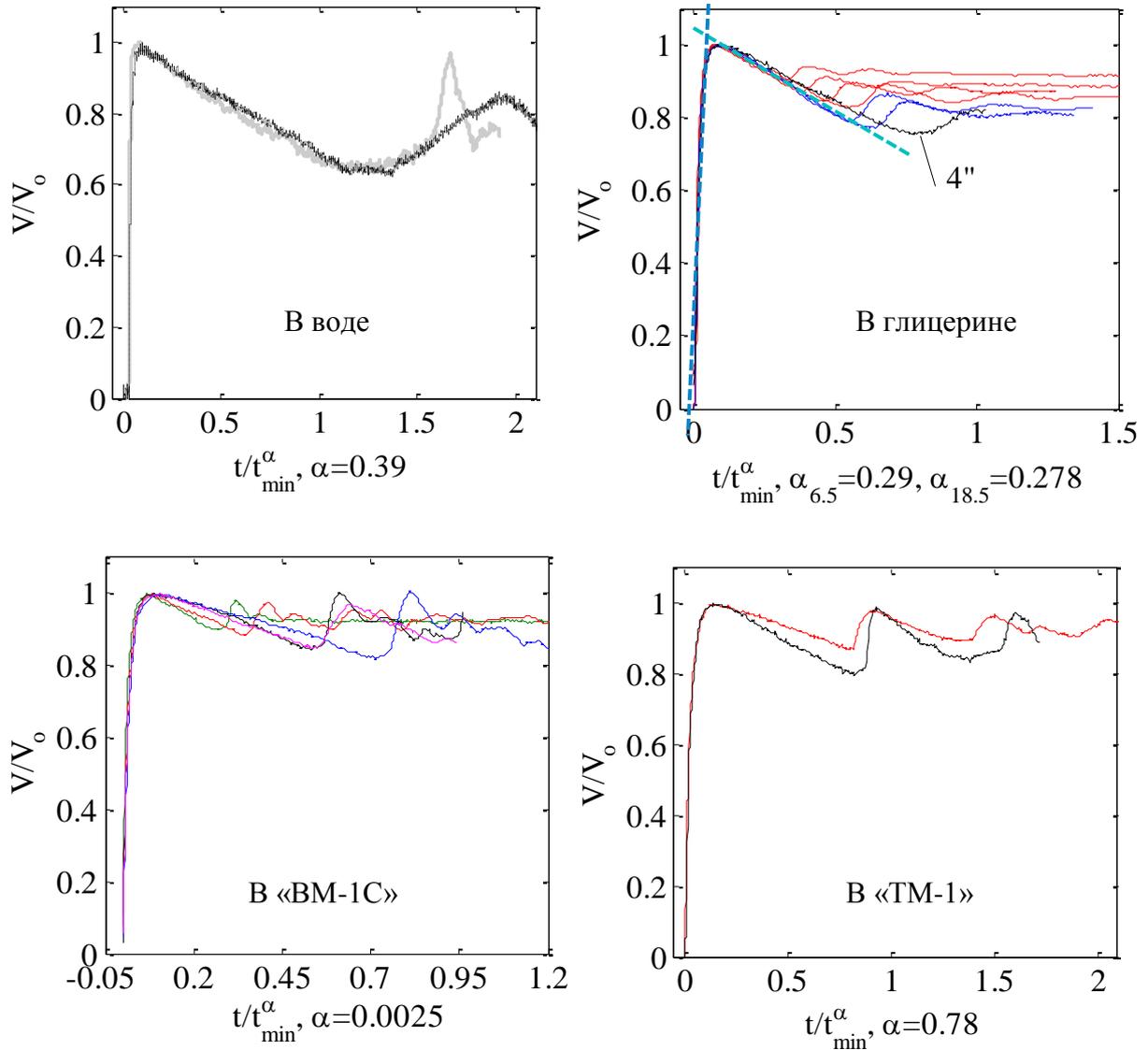


Рисунок 3.2.2 – Профили скорости свободной поверхности жидкостей в нормированных координатах. Здесь V – это скорость свободной поверхности, из-за громозкости обозначения оси индекс « fs » опущен

3.3. Сдвиговая вязкость жидкостей и ее влияние на откольную прочность в условиях высокоскоростного нагружения

По предварительным оценкам (всплытие пузырей после взрыва) показано, что динамическая вязкость жидкости изменялась после ударно-волнового нагружения (Рисунок 3.1.14). В условиях плоского (одноосного) деформирования перенос импульса происходит за счет пластичности среды. В этом случае имеет место сдвиговая вязкость

исследуемых сред. Сдвиговая вязкость по [66, 67] находилась как произведение времени релаксации на сдвиговой модуль упругости, но в настоящей работе сдвиговой модуль упругости и время релаксации не определялись. Поэтому в работе была предпринята попытка оценить сдвиговую вязкость жидкостей в условиях УВ нагружения по экспериментально полученным профилям скорости свободной поверхности и ударным адиабатам жидкостей, как отношение вязкого напряжения τ_v к скорости сдвиговой деформации $\dot{\gamma}_p$:

$$\eta^* = \frac{\tau_v}{\dot{\gamma}_p}, \quad (3.3.1)$$

где $\tau_v = \frac{S_v}{\sqrt{2}}$ – вязкое напряжение, здесь S_v оценивалось по данным [23] как $S_v \sim \frac{S}{2\rho_0 c_0^2} P_0^2$.

В последнем выражении S – это коэффициент наклона в уравнении ударной адиабаты для жидкостей $D = c_0 + Su$; P_0 – экспериментальные значения амплитуды импульса сжатия; ρ_0 и c_0 – начальная плотность и скорость звука в жидкости, соответственно. Скорость сдвиговой

деформации можно представить в виде выражения $\dot{\gamma}_p = \frac{\sqrt{2}}{3} \cdot \dot{\epsilon}^*$, здесь $\dot{\epsilon}^*$ – скорость деформации на фронте волны сжатия. При подстановке в (3.3.1) выражений для τ_v и $\dot{\gamma}_p$, получаем оценочную формулу для вязкости:

$$\eta^* \sim \frac{3}{4} \frac{S}{\rho_0 c_0^2} \frac{(P_0)^2}{\dot{\epsilon}^*}, \quad (3.3.2)$$

Выразив P_0 из выражения $\dot{\epsilon}^* = A(P_0)^\beta$, можно преобразить (3.3.2) в вид:

$$\eta^* \sim \frac{3}{4} \frac{S}{\rho_0 c_0^2} \frac{(\dot{\epsilon}^*)^{2/\beta - 1}}{(A)^{2/\beta}}. \quad (3.3.3)$$

или, если подставить правую часть выражения $\dot{\epsilon}^* = A(P_0)^\beta$, получим:

$$\eta^* \sim \frac{3}{4} \frac{S}{\rho_0 c_0^2} \frac{(P_0)^{2-\beta}}{A}. \quad (3.3.4)$$

3.3.1. Ударные адиабаты жидкостей

Ниже приведены уравнения ударных адиабат жидкостей, свойства которых были исследованы в диссертационной работе в условиях ударно-волнового нагружения. Для воды и глицерина в исследуемом интервале скоростей деформации ($\dot{\epsilon} \sim 10^4 \div 10^5$ 1/с, $\dot{\epsilon}^* \sim 10^5 \div 10^7$ 1/с) значения коэффициента наклона ударной адиабаты S были найдены в

литературе. Ударные адиабаты для воды при различных скоростях деформации и давлений приведены в работах [215, 224]:

$$D = 1483 + 25306 \lg \left(1 + \frac{u}{5190} \right), \text{ м/с}. \quad (3.3.5)$$

Коэффициенты S угла наклона в них отличались (2.8 и 1.9).

Для глицерина ударная адиабата, приведенная в статье [34], была получена в результате аппроксимации данных работы [214]:

$$D = 1.895 + 3.05 u - 0.97 u^2 (u < 1 \text{ км/с}), \text{ км/с}. \quad (3.3.6)$$

В настоящей работе уравнение ударной адиабаты для глицерина определялась по оригинальным экспериментальным данным и результатам Марша [213]. Значения S в исследуемом интервале скоростей деформации были равны для глицерина – 2.2, а для воды – 1.99.

Для силиконового и трансформаторного масел таких данных в литературе не было найдено. На основе методики [17, 24, 28] в диссертационной работе на базе Института проблем химической физики РАН (Лаборатория Детонации) получена ударная адиабата силиконового масла «ВМ-1С» при скоростях деформации $\dot{\epsilon}^* \sim 10^5 \div 10^7$ 1/с. Для определения ударной адиабаты исследуемого образца достаточно знать два параметра: скорость ударной волны (УВ) в образце – D и массовую скорость образца – u . На Рисунке 3.3.1 приведены фотографии экспериментальных схем.

1. С целью измерения скорости ударной волны D в образце на границе экран/образец помещался поляризационный датчик (как показано на Рисунке 3.3.1, а), который фиксировал момент входа УВ в образец. Момент выхода УВ из образца определялся по сигналу интерферометра VISAR, который регистрировался на границе образец/«водяное окно». Скорость УВ в образце D определялась по отношению толщины образца X ко времени прохождения УВ через образец Δt . «Водяное окно» представляет собой цилиндрическую кювету, один из торцов (стеклянный) которой имеет небольшой скос к оси кюветы под углом 15° . Это сделано для того, чтобы исключить «паразитное» отражение луча от стекла при прохождении лазерного луча через «водяное окно». Под «границей» понимается отражатель (фольга, Al) между образцом и «водяным окном».

2. Для определения массовой скорости образца u измерялась массовая скорость границы образец/вода u_1 с помощью системы VISAR (сжимаемость «водяного окна» и образца отличались). Должны быть известны следующие параметры: скорость ударной волны; скорость ударника, которая ранее измерялась в других экспериментах с помощью VISAR; ударная адиабата для материала, из которого сделан ударник; ударная адиабата для экрана; начальная

плотность образца для построения кривой давления p – массовая скорость u в образце $p = \rho_0 Du$. Строятся диаграммы волновых взаимодействий в координатах давление p – массовая скорость u для системы «ударник-экран-образец-вода». По пересечению кривых $(p-u)_{\text{ударник}}$, $(p-u)_{\text{экран}}$, $(p-u)_{\text{вода}}$ и $p = \rho_0 Du$ для образца на диаграмме $p-u$, определялась массовая скорость u . В такой постановке в образце не должно наблюдаться откольного разрушения, так как центрированная волна от границы разгружается в воду (здесь вода имеет наименьший динамический импеданс по сравнению с образцом).

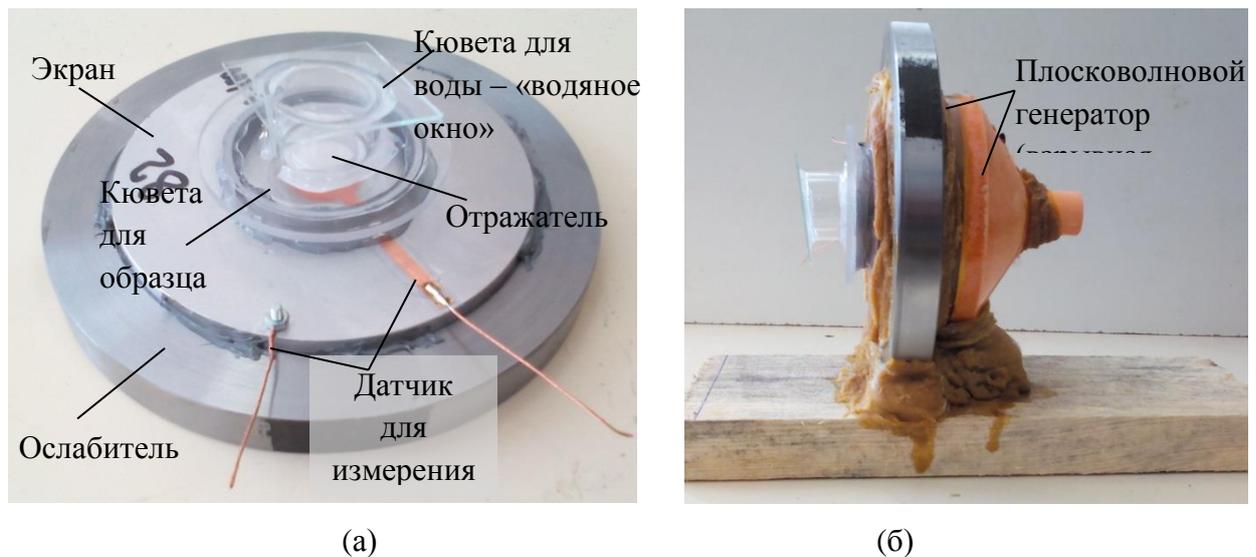


Рисунок 3.3.1 – Сборка для измерения входного давления и скорости поверхности образца (жидкость) в системе жидкость-отражатель-вода

В Таблице 3.3.1 приведены данные экспериментов, на Рисунке 3.3.2 представлена результирующая кривая ударной адиабаты силиконового масла. Значение S для силиконового масла ~ 3.56 .

Таблица 3.3.1 – Данные экспериментов для силиконового масла «ВМ-1С»

№ эксперимента	Толщина образца, мм	Скорость УВ в образце, км/с	Материал экрана	Скорость (км/с) и материал ударника
ВМ59	8	2.99	Cu	1.11; Al
ВМ61	8	3.56	Al	1.11; Al
ВМ62	8	4.25	Cu	2.5; Al
ВМ66	8	4.98	Al	2.5; Al
ВМ68	4	2.42	Cu	0.67; Al

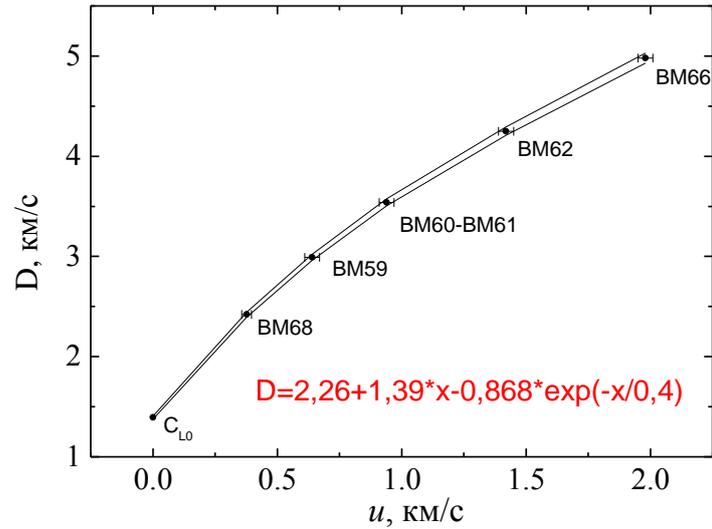


Рисунок 3.3.2 – Ударная адиабата для силиконового масла марки «BM-1С.

$$D = 1.392 + 3.56u + \dots$$

3.3.2. Сдвиговая вязкость

По данным профилей скорости свободной поверхности и ударным адиабатам установлено, что сдвиговая вязкость η^* силиконового масла увеличивалась с ростом скорости деформации $\dot{\epsilon}^*$ (Рисунок 3.3.3, а). На откольную прочность P_s масла вязкость η^* практически не оказывала влияния (Рисунок 3.3.3, б).

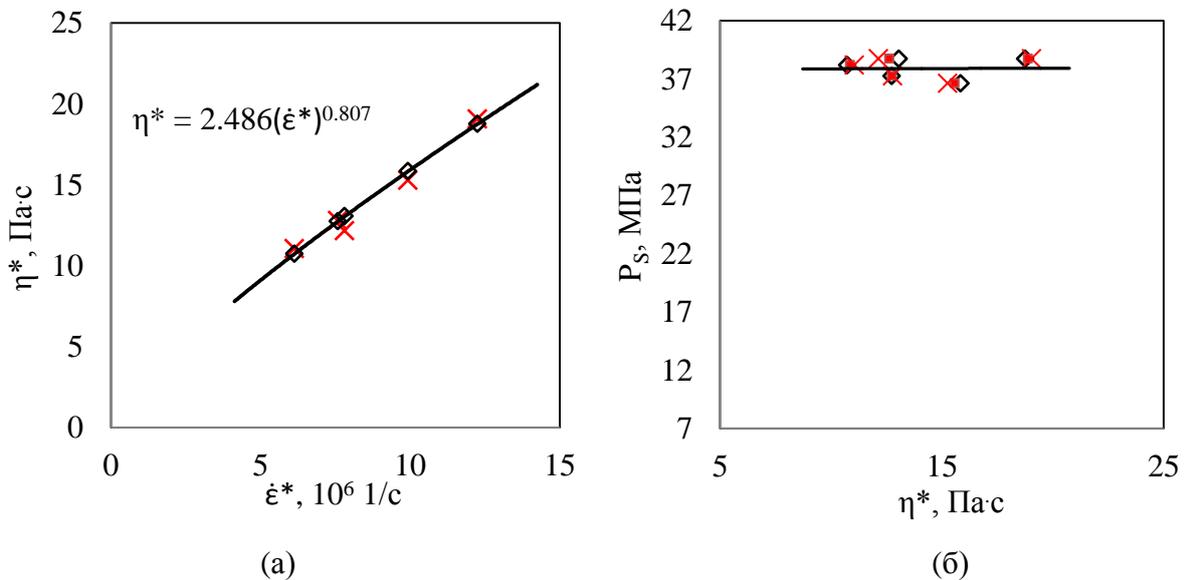


Рисунок 3.3.3 – Сдвиговая вязкость силиконового масла (а) и влияние ее на откольную прочность жидкости (б)

Установлено, что сдвиговая вязкость η^* глицерина увеличивается с ростом скорости деформирования $\dot{\epsilon}^*$ и при снижении температуры (ниже точки предполагаемого фазового

перехода) вязкость заметно увеличивается при фиксированной скорости деформирования. Отметим, что сдвиговая вязкость вычислялась по всем представленным формулам (3.3.2–3.3.4). Оказалось, что при вычислении по последней оценочной формуле сдвиговая вязкость глицерина, начиная с определенного значения скорости деформации ($\dot{\epsilon}^* \sim 10^7$ 1/с), претерпевает слабые изменения (Рисунок 3.3.4, б, 1, 1'). В работе [89] показано, что в состоянии покоя глицерин обладает сдвиговой упругостью, и при увеличении скорости деформации $\dot{\epsilon}^*$ от 0.008 до 3 1/с упорядоченность структуры глицерина нарушается, а, следовательно, структурная вязкость убывает до уровня ньютоновской сдвиговой вязкости, вследствие чего глицерин ведет себя как маловязкая жидкость. В настоящей работе после нагружения целостность структуры глицерина нарушалась (исчезала прозрачность) и процесс имел необратимый характер в отличие от данных [89], когда при $\dot{\epsilon}^* \rightarrow 0$ упорядоченность структуры глицерина восстанавливалась.

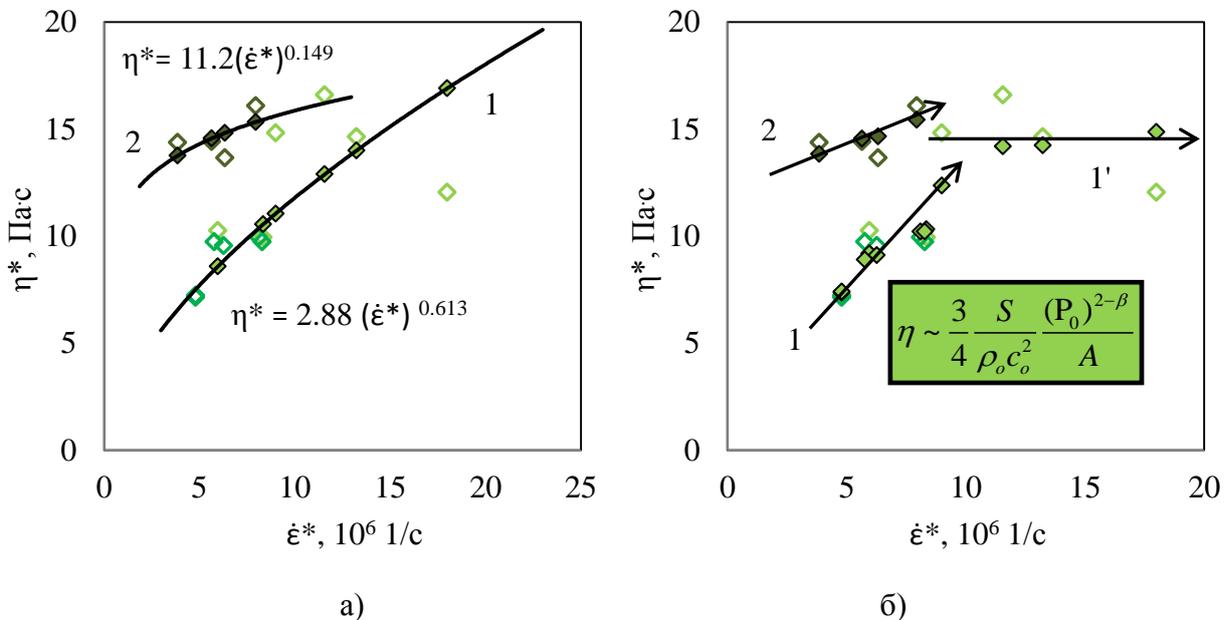


Рисунок 3.3.4 – Зависимость сдвиговой вязкости глицерина от скорости деформации (цифрами отмечены жидкости при начальной температуре 1 – 18.5 °С и 2 – 6.5 °С).

(а) – сдвиговая вязкость (\diamond) найдена по формуле (3.3.2) и (\blacklozenge) – по формуле (3.3.3);

(б) – (\diamond) – по формуле (3.3.2) и (\blacklozenge) – по формуле (3.3.4)

Характер зависимости откольной прочности P_s глицерина от сдвиговой вязкости η^* качественно остается неизменным (Рисунок 3.3.5), как и в отмечавшейся ранее зависимости от скорости деформации в волне разрежения $\dot{\epsilon}$ (см. Рисунок 3.1.18).

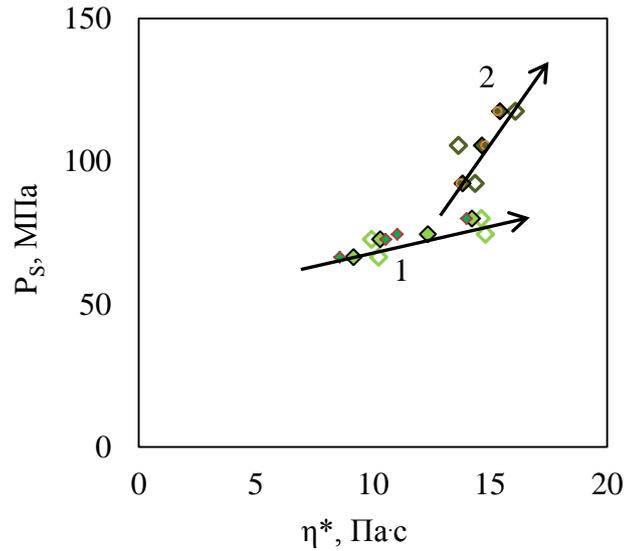


Рисунок 3.3.5 – Зависимость откольной прочности жидкости от сдвиговой вязкости

Существенно меняется ситуация с дистиллированной водой. Рассматриваемая жидкость проявляет псевдопластический характер: сдвиговая вязкость снижается с ростом скорости деформации (Рисунок 3.3.5, а). Подобное поведение вязкости наблюдалось в работах [75, 76] при исследовании декана, гексадекана, тетраказана и 9-октил гептадекана. Как было установлено в работе других авторов, например, при рассмотрении поведения воды при сдвиговом течении [88, 89] после разрушения структурной вязкости вода может проявлять упругие свойства только при очень высоких скоростях сдвиговых деформаций.

Откольная прочность имеет сильную зависимость от сдвиговой вязкости при низких скоростях деформации и слабо зависит от нее при увеличении таковой (Рисунок 3.3.6, б).

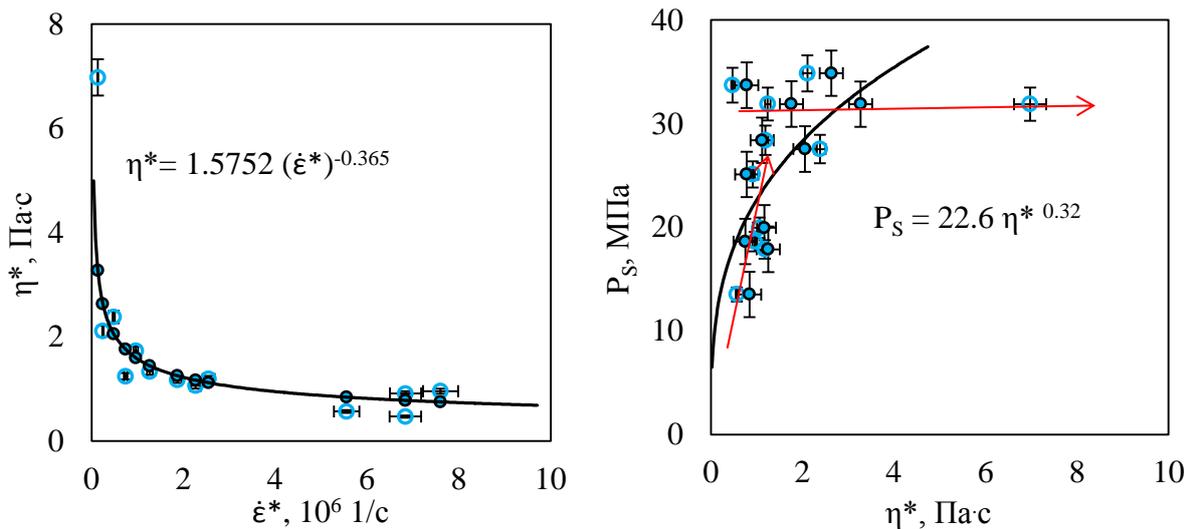


Рисунок 3.3.6 – Сдвиговая вязкость силиконового масла (а) и влияние ее на откольную прочность жидкости (б)

Показано, что во всех случаях сдвиговая вязкость жидкостей при ударно-волновом воздействии на порядок превышала величину, измеренную в статических условиях, и не превышало значений, установленных в экспериментах [19, 21, 63].

3.4. Выводы

Проведено экспериментальное исследование жидкостей в условиях ударно-волнового нагружения методом ЭВП и ВГ. Установлено, что откольная прочность глицерина и воды зависит от скорости деформации, тогда как для трансформаторного и силиконового масел подобная зависимость отсутствует. Показано, что при понижении температуры глицерина с 18.5 до 6.5 °С значение откольной прочности увеличивается. Выявлены особенности разрушения масел, когда в откольной пластине происходит расслоение.

Наличие степенных зависимостей $\dot{\varepsilon}^* \sim (P_0)^\beta$ и $P_s \sim (\dot{\varepsilon})^\alpha$ для жидкостей, полученные в настоящей работе, указывает на автомодельный характер профиля фронта волны сжатия (разрежения) и импульса откольного разрушения в условиях ударно-волнового нагружения. Значения $\beta < 2$ соответствуют степенному закону $\eta(\dot{\varepsilon}^*)$, отражающему увеличение вязкости жидкостей с ростом скорости сдвиговой деформации $\dot{\varepsilon}^*$, как это было показано в работе для глицерина и силиконового масла. Значение показателя степени в зависимости вязкости от скорости сдвиговой деформации, полученное для воды (-0.375), отличается от значения, определенного в работе [69] (0.5), но близко к значению, установленному для твёрдых тел (-0.5) [23]. Причем во всех случаях сдвиговая вязкость при ударно-волновом воздействии заметно превышает величину, измеренную в статических условиях. Эти результаты позволяют обосновать предположение о том, что в исследуемом диапазоне скоростей деформации ($10^5 \div 10^7$ 1/с) неньютоновское поведение может связываться с механизмами переноса импульса, характерными для пластического течения. Степенные закономерности $\dot{\varepsilon}^* \sim (P_0)^\beta$ в условиях ударно-волнового нагружения для воды и глицерина аналогичны пластическим волновым фронтам в твердых телах [23, 77, 225] и отражают автомодельный характер переноса импульса в этом диапазоне интенсивностей нагружения. Это подтверждает предположение, что в жидкостях возможны метастабильные состояния, приводящие к «согласованному движению групп молекул», кинематически эквивалентные сдвиговым и объемным составляющим дисторсии. Коллективное поведение таких дефектов в полях упругих напряжений приводит к качественно-новому типу метастабильности – структурно-скейлинговым переходам, приводящим к формированию коллективных мод дефектов, которым и соответствует длинно-временная часть релаксационного спектра [77]. В настоящей работе показано, что подчинение нелинейной динамики конденсированных сред коллективным модам приводит к автомодельным (степенным) зависимостям вязкости и откольной прочности. Представленные

результаты позволяют обосновать предположение о природе зависимости откольной прочности от скорости деформации как следствие релаксационных механизмов с характерными временами, сопоставимыми с характерным временем растяжения $\sim 10^{-5}$ с, реализующимся в ударно-волновых экспериментах.

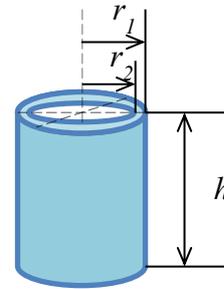
Глава 4. Экспериментальное исследование автомоделных закономерностей фрагментации керамик при импульсном нагружении

В развитие работ по изучению пространственно-временной статистики фрагментации при нагружении цилиндрических образцов из стекла и керамик [94, 95, 102, 103, 105, 118] в настоящей главе приведен анализ статистических закономерностей распределений фрагментов трубчатых образцов из оксида алюминия при взрывном нагружении. Рассмотрено влияние энергии нагружения на вид статистических распределений фрагментов. Установлены влияние пористости на фрагментацию и механизмы разрушения тонкостенных трубчатых образцов.

4.1. Постановка и проведение эксперимента по фрагментации керамик методом электровзрыва проводника в жидкости



(a)



(б)

Рисунок 4.1.1 – Внешний вид (а) и геометрия трубчатого образца (б): h – высота образца 12.7÷16.7 мм; r_1 – внешний радиус, внешний диаметр $d_1 = 11.8$ мм; r_2 – внутренний радиус, внутренний диаметр $d_2 = 7.8$ мм; $d = r_1 - r_2 = 2.05$ мм – толщина трубки

На Рисунке 4.1.1 приведены внешний вид и типовые размеры трубчатых образцов. Трубчатый образец вместе с коаксиальным медным проводником 2 размещался во взрывной камере 1 (Параграф 2.2, Рисунок 2.1.1, б). Камера заполнялась дистиллированной водой, которая обеспечивала «сохранение» фрагментов после воздействия. Ударная волна в жидкости инициировалась электровзрывом проводника в результате разряда емкостной батареи 9 (Рисунок 2.1.1, б). В экспериментах энергия «взрыва» изменялась путем варьирования электрического напряжения на источнике питания (5÷16 кВ) и значения емкости конденсаторной батареи (0.044÷0.440 мкФ). Длительность разряда составляла ~ 0.3 мкс. При этом этапы плавления и испарения проводника занимали значительно меньшее время, составляющее 50÷100 нс [161]. С помощью осциллографа «АКИП-4113А» (см. Рисунок 2.1.1, б) регистрировалось электрическое напряжение и ток через проводник [13].

Так как трубчатые образцы отличались высотой и, соответственно, массой $m_{об}$, а также часть энергии W_c , запасенной в конденсаторной батарее, уходила на процессы, происходящие с проводником Q_w (Параграф 2.2.), было принято при описании механизма процессов фрагментации и анализа статистики распределения фрагментов использовать понятие удельной энергии w , которая оценивалась по формуле

$$w = \frac{W_c - Q_w}{m_{об}}. \quad (4.2.1)$$

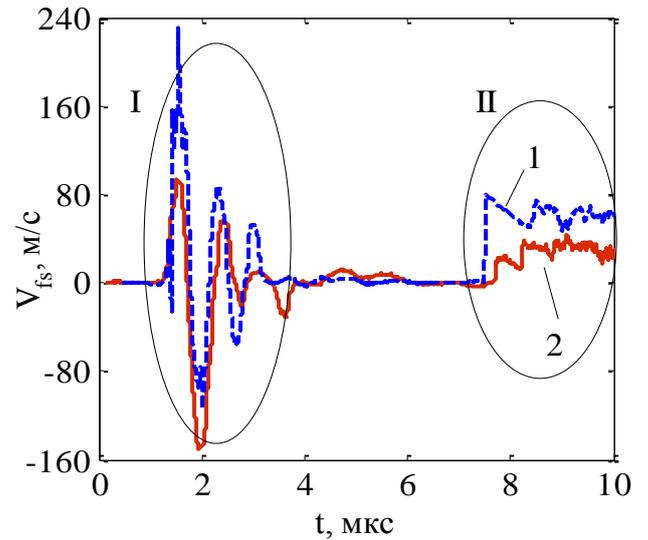
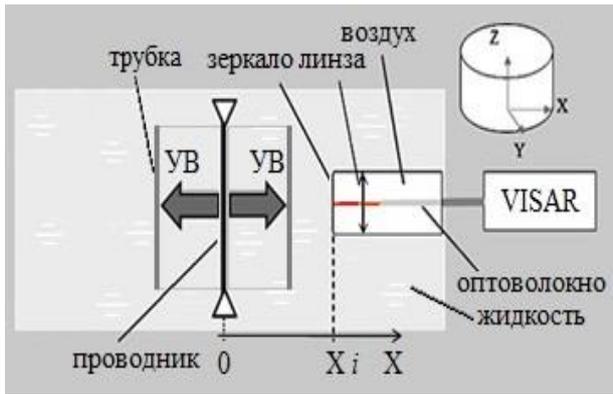
Сопоставление с данными экспериментов, проводимых с иными условиями нагружения, например, на стержне Гопкинсона-Кольского [107], показывает, что величина удельной энергии может быть несколько завышена.

В работе параметры нагружающей волны сжатия, проходящей через керамический образец, определялись по данным измерения скорости свободной поверхности, регистрируемой доплеровским интерферометром VISAR, как показано на Рисунке 4.1.2, а на заданном удалении от места инициирования взрыва коаксиального проводника. На Рисунке 4.1.2, б область, отмеченная (I), соответствует электромагнитному импульсу, возникающему во время разряда [1]. Вторая часть сигнала (II) соответствует приходу волны сжатия при электровзрыве в воде без образца (1) и при наличии керамического образца (2) [4]. По разнице амплитуд можно оценить величину диссипации энергии в образце.

Особенностью сигнала 2 по сравнению с профилем ЭВП в жидкости без керамического образца 1 (см. Рисунок 4.1.2, б) является увеличение амплитуды сигнала, что объясняется повторным воздействием волны сжатия, отраженной от внутренней поверхности керамического образца либо от откольной поверхности, сформированной в толщине стенки образца. На профилях скорости свободной поверхности, полученных на расстоянии 6.5 мм (Рисунок 4.1.2, 2) и 3 мм (Рисунок 4.1.3) от внешней поверхности образца, формирование повторного импульса (на Рисунке 4.1.3 отмечены (II) и (III)) связано с различием акустического импеданса (более чем на порядок) для воды и керамики:

$$1.45 \cdot 10^6 \frac{\text{кг}}{\text{м}^2 \text{с}} \text{ (вода)}, \quad 2.6 \cdot 10^7 \frac{\text{кг}}{\text{м}^2 \text{с}} \text{ (керамика)}. \quad (4.1.2)$$

Волновой импульс, достигнув внутренней стенки трубки, частично отражался и распространялся к месту инициирования, и при повторном отражении приводил к «эффекту догрузки». Данные эксперимента (Рисунок 4.1.3, время прохождения волны по толщине трубки $\Delta t_l = 0.563$ мкс, толщина трубки ~ 2 мм и расстояние от места инициирования взрыва до внутренней стенки трубки – 3.9 мм) позволили оценить скорость звука в керамике ~ 10480 м/с, которое соответствует значению продольной скорости волны в Al_2O_3 , $\sim 10^4$ м/с, измеренной в работе [226].



(а)

(б)

Рисунок 4.1.2 – (а) – схема измерения скорости свободной поверхности: зеркало-отрагатель – пленка с алюминиевым напылением;

(б) – скорость свободной поверхности дистиллированной воды с трубкой (2) и без трубки (1)

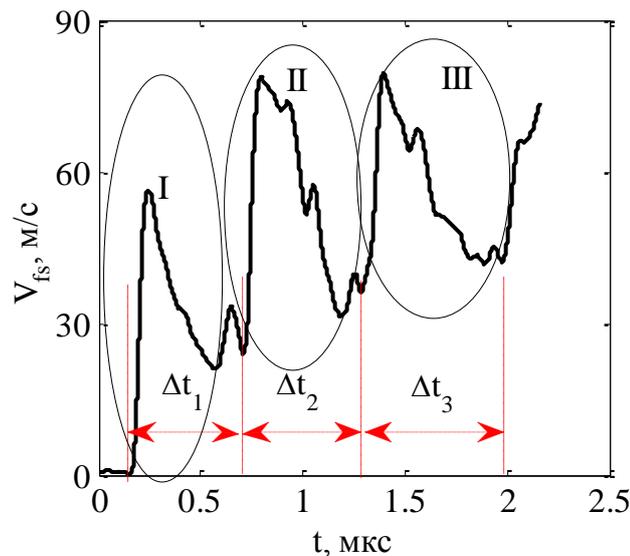


Рисунок 4.1.3 – Профиль скорости свободной поверхности: в дистиллированной воде, вблизи керамической трубки №18:

$X = 8.9$ мм, $Cw = 0.44$ мкФ, $U_{max} = 12$ кВ, $W_C = 31.68$ Дж, $\Delta t = 4.2$ мкс, $D = 2120$ м/с, интервалы времени между ступеньками: $\Delta t_1 = 0.563$ мкс, $\Delta t_2 = 0.558$ мкс, $\Delta t_3 = 0.663$ мкс

Средняя скорость волнового фронта D определялась по методике, описанной в Параграфе 2.2 Главы 2, как отношение расстояния между местом инициации волны сжатия (взрыва проводником) к времени пробега волны сжатия Δt (Рисунок 4.1.2, б). Установлено, что с ростом удельной энергии w скорость волнового фронта D растет линейным образом (Рисунок 4.1.4). Скорость D в воде без керамического образца оставалась постоянной (~ 1470 м/с) на

протяжении всех экспериментов. Предполагалось, что ударная волна плоская, так как произведение длительности волнового импульса на скорость волнового фронта (0.3 мм) значительно меньше радиуса кривизны волнового фронта (от 4 до 12.5 мм) [4].

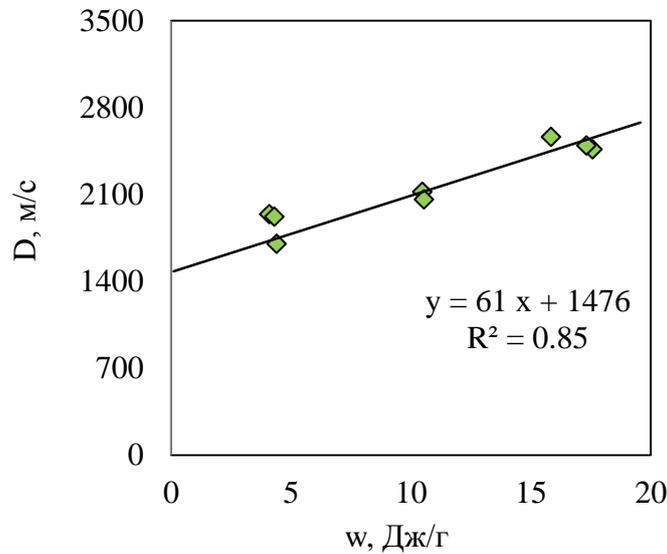


Рисунок 4.1.4 – Зависимость средней скорости волнового фронта от удельной энергии

4.1.1. Структурные особенности трубчатых образцов из Al_2O_3

В работе проведена оценка начальной пористости керамических образцов в условиях приближения – в поперечном сечении поры. Ниже приведены изображения части торца трубки (Рисунок 4.1.5 и 4.1.6), снятых цифровым оптическим микроскопом HIROXKH-7700, при разных увеличениях. В log-log координатах (Рисунок 4.1.7) представлено нормированное распределение пор $N_{ph}(S_{pore})$ в поперечном сечении по площади. Нормирование числа видимых пор в сечении N_{pore} проводилось по формуле (4.1.3) делением на площадь фотографии S_{ph} :

$$N_{ph} = \frac{N_{pore}}{S_{ph}}. \quad (4.1.3)$$

Видимая площадь пор S_{pore} на фотографии и число площадей вычислялись по методу «порогов на изображении» [216] (Глава 2, Параграф 2.4). Показано (Рисунок 4.1.7), что распределение $N_{ph}(S_{pore})$ описывается степенной функцией [8, 11].

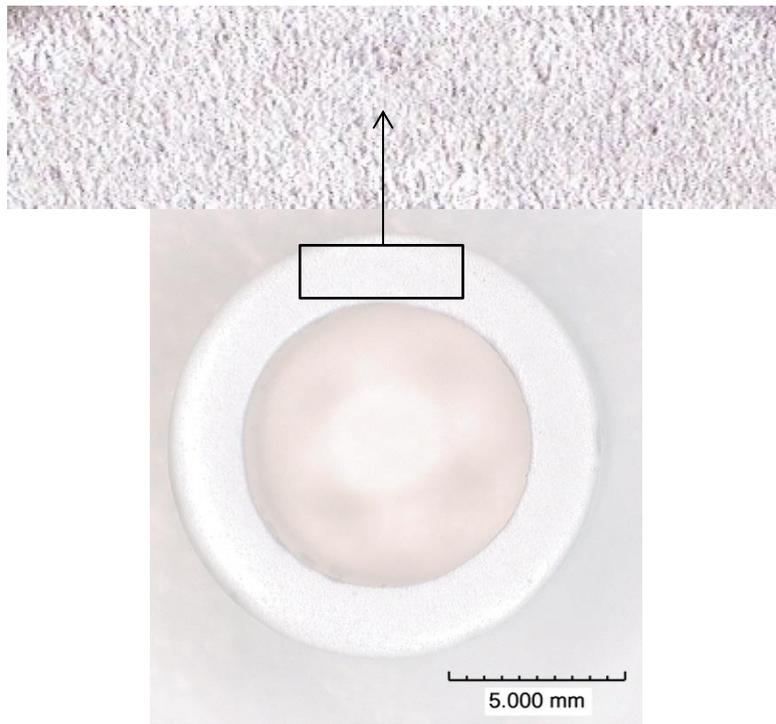


Рисунок 4.1.5 – Изображение поверхности торца трубки

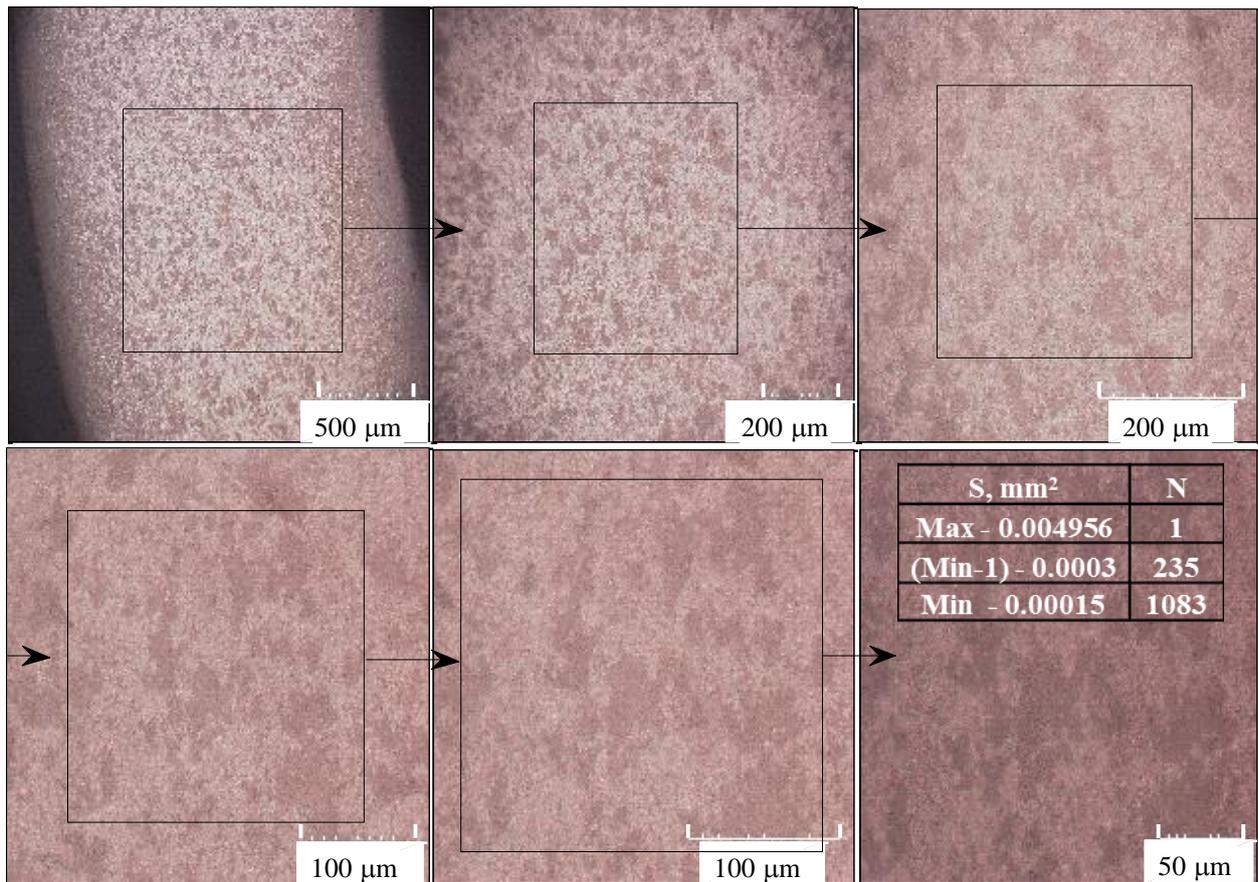


Рисунок 4.1.6 – Изображения части поверхности торца трубки при разных увеличениях, снятых на микроскопе HIROX KH-7700. Темные области соответствуют порам в горизонтальном сечении

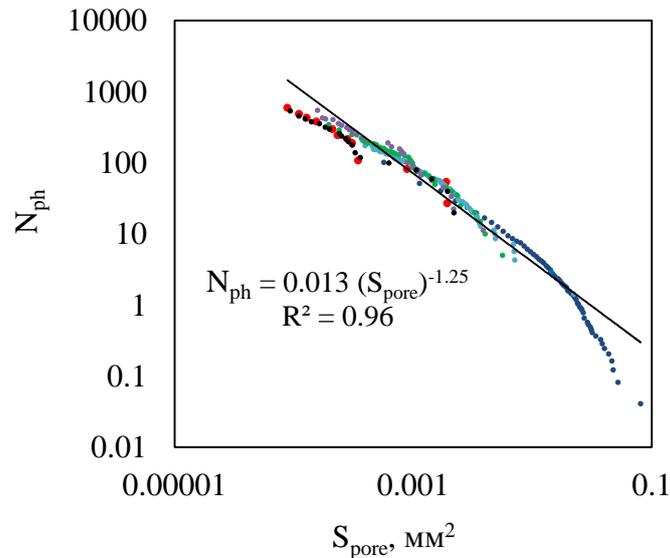
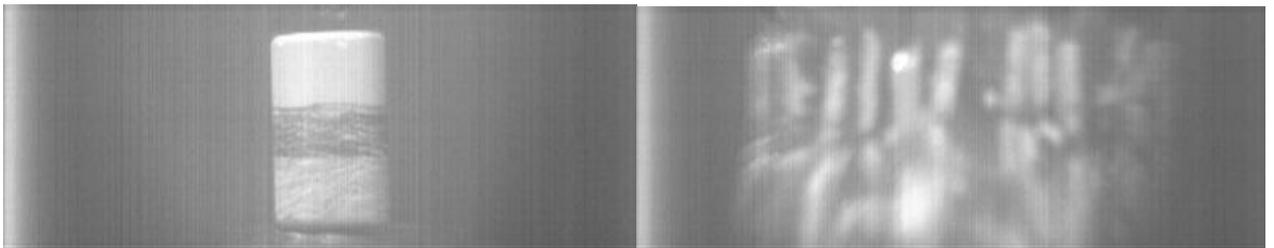


Рисунок 4.1.7 – Распределение пор (в поперечном сечении) по площади на разных увеличениях в нормированных координатах

4.2. Особенности фрагментации керамических образцов из Al_2O_3



(а)

(б)

Рисунок 4.2.1 – Разрыв трубки (а) под действием ЭВП. Кадр (б) через 700 мкс после взрыва проводника. Съемка на «ВидеоСпринт» со скоростью 5000 кадров в секунду

Обломки трубки (Рисунок 4.2.1) тормозились за счет вязкого трения жидкости, что позволило исключить дальнейшую фрагментацию, вызванную взаимодействием фрагментов друг с другом и стенками камеры. На Рисунке 4.2.2, а показано распределение фрагментов (белые объекты) в жидкости после взрыва коаксиального проводника.

Перед установкой образца на дно взрывной камеры фиксировалась полиэтиленовая пленка, на которую оседали почти все фрагменты разрушенной трубки. После изъятия пленки с фрагментами из жидкости и просушки их при комнатной температуре масса фрагментов составляла 98% от массы образца. Геометрия фрагментов, как изображено на фотографии (Рисунок 4.2.2, б) имела как прямоугольную (I), так и неправильную геометрическую форму (II), и как отмечено в Параграфе 2.4 Главы 2, обозначались 2D и 3D фрагментами.

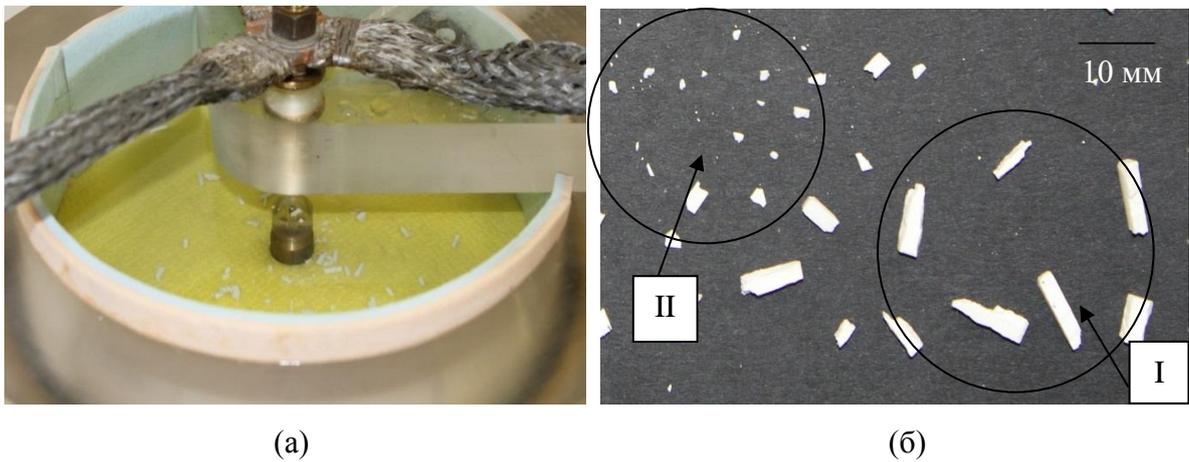


Рисунок 4.2.2 – (а) – распределение фрагментов в жидкости после взрыва коаксиального проводника; (б) – геометрия фрагментов: (I) – прямоугольная форма, 2D объекты; (II) – неправильная геометрическая форма, 3D объекты

4.2.1. Влияние удельной энергии на фрагментацию керамической трубки

Основным инструментом исследования статистических закономерностей фрагментации является определение распределения фрагментов по размеру (массе). Масса фрагментов определялась двумя методами (Параграф 2.4.1 и 2.4.2). Ниже (Рисунок 4.2.3) приведена диаграмма распределения фрагментов по массе (размеру) для образцов №8÷21. Справа от графика приведены основные данные по экспериментам. Похожий вид распределений $N(m)$ наблюдался в работах других исследователей [94,95] при разрушении тонкостенных стеклянных трубок. По «методу взвешивания» минимальная масса фрагмента составила 10^{-6} г (на последних ситах масса сита делилась на количество фрагментов в сите), а по «методу фотографии» минимальная масса – $(10^{-7} \div 10^{-6})$ г. Установлено, что при увеличении удельной энергии (отмечено стрелкой I на Рисунке 4.2.3) точка (красные кружки) излома смещалась в сторону меньших масштабов (стрелка 2). В работе показано, что общее число фрагментов изменялось от 1600 до 4800 в интервале удельной энергии $w \sim 4 \div 23$ Дж/г (Рисунок 4.2.4), несмотря на то, что процентное соотношение крупных (2D) и мелких (3D) ($\sim 4:96\%$) фрагментов оставалось практически неизменным на протяжении всех экспериментов.

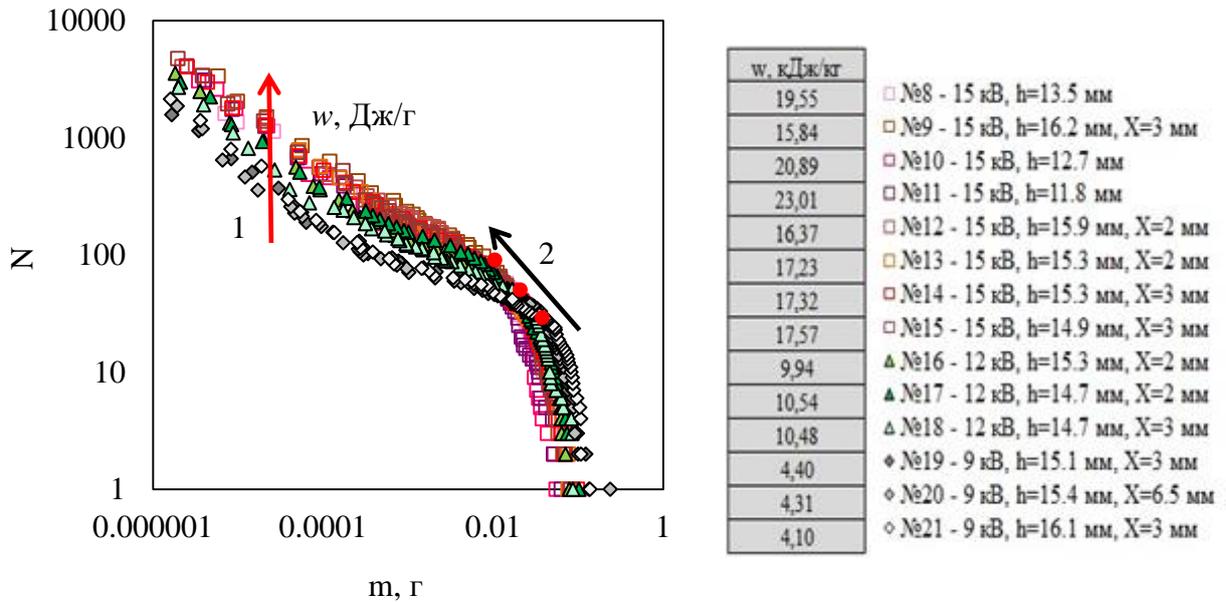


Рисунок 4.2.3 – Распределения фрагментов по массе, полученные при разной удельной энергии w . Оси логарифмические. Справа: электрическое напряжение (кВ) на ИП, h – высота трубки, X – расстояние от трубки до отражателя. Толщина трубок 2.05 мм

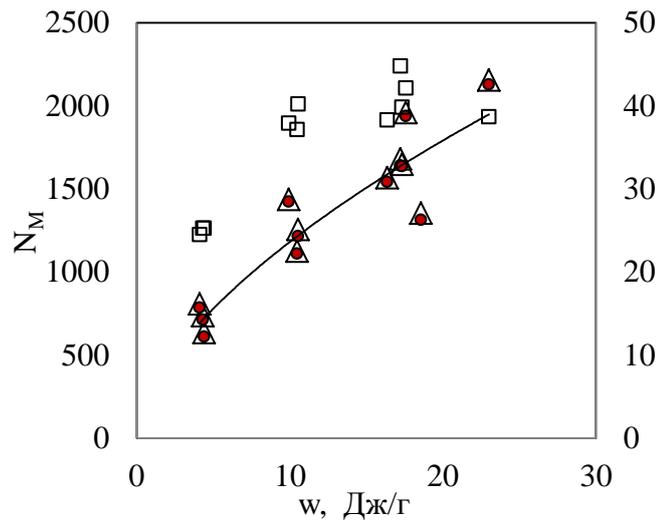


Рисунок 4.2.4 – Влияние удельной энергии w на количество фрагментов $N_M : N_M = N_{3D}/m_{об}$ (кружки), $N_M = N_{all}/m_{об}$ (треугольники), $N_M = N_{2D}/m_{об}$ (квадраты, вспомогательная ось)

Если отнормировать координаты на Рисунке 4.2.3, то в логарифмических осях данные распределений для всех трубок расположатся вдоль одной кривой. Здесь ось x – отношение массы одного фрагмента m к массе всех фрагментов M_f одного образца (безразмерная масса фрагмента), ось y – отношение числа фрагментов данной массы к числу всех фрагментов N_f (удельное количество фрагментов). На Рисунке 4.2.5. в первом облаке, отмеченном (I), сгруппировались 2D фрагменты, во втором облаке (II) – 3D фрагменты. Результаты опубликованы в работе автора [4].

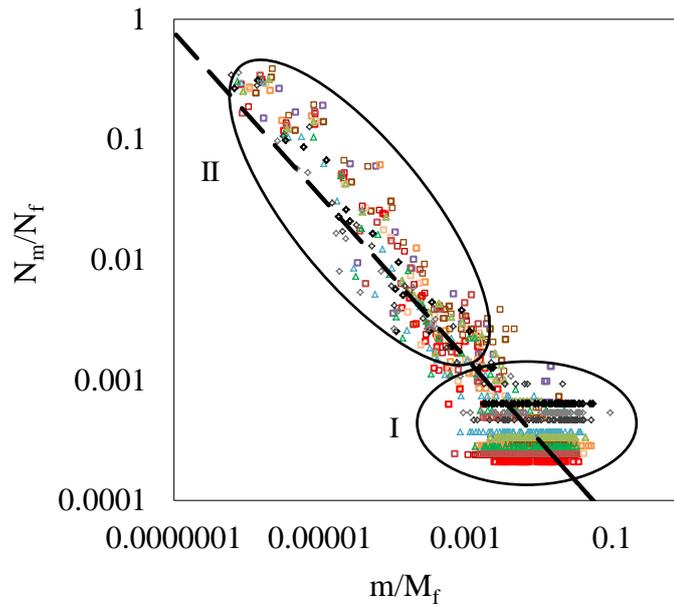


Рисунок 4.2.5 – Распределение фрагментов в нормированных осях, $\frac{N_m}{N_f} \sim \left(\frac{m}{M_f}\right)^{-0.68}$

4.2.2. Анализ статистики фрагментации

Отметим некоторые особенности статистики фрагментации, которые получены для разрушенных образцов, имеющих разный характерный размер k – это отношение толщины d трубки к внутреннему радиусу r_2 . В настоящей работе также проведены эксперименты на разрыв трубок другой геометрии [4, 14] и при более высокой энергии нагружения (см. Таблицу 4.2.1).

Таблица 4.2.1 – Параметры образцов разных групп

Группа	№ образца	w , Дж/г	d , мм	r_2 , мм	$k = d/r_2$
1 (Рис. 4.2.5, а)	8÷21, 22 ($d_w \gg h$)	~ 4÷23	2.05	3.9	~ 0.5 < 1
2 (Рис. 4.2.5, б)	1	~ 200 [14]	0.5	1.0	0.5 < 1
3 (Рис. 4.2.5, б)	3	~ 180 [14]	0.6	0.4	1.5 > 1

Анализ статистики фрагментации оксид алюминиевых трубок с параметром $k < 1$ в широком диапазоне ударно-волнового нагружения показал, что распределение фрагментов по размеру (массе) описывается двумя законами распределения (Рисунок 4.2.6, а). Для распределения 3D объектов ($d^* < d$) установлена степенная зависимость вида

$$N(m) = B \cdot m^A, \quad (4.2.1)$$

где $A = -0.47 \pm 0.02$ – величина, слабо зависящая от изменения удельной энергии w в отличие от величины B , которая растет с увеличением w (Рисунок 4.2.7), коэффициент смешанной корреляции $R^2 = 0.98 \div 0.99$.

Распределение 2D фрагментов подчиняется как экспоненциальному (4.2.2) так и логарифмическому закону (4.2.3) ($R^2 = 0.99$):

$$N(m) = B \cdot \exp(A \cdot m), \quad (4.2.2)$$

где B увеличивается, а A уменьшается с увеличением удельной энергии (Рисунок 4.2.7, а);

$$N(m) = A \cdot \ln(m) + B, \quad (4.2.3)$$

где A и B уменьшается с увеличением удельной энергии (Рисунок 4.2.8, б). Здесь коэффициенты отвечают за смещение кривых вдоль оси x .

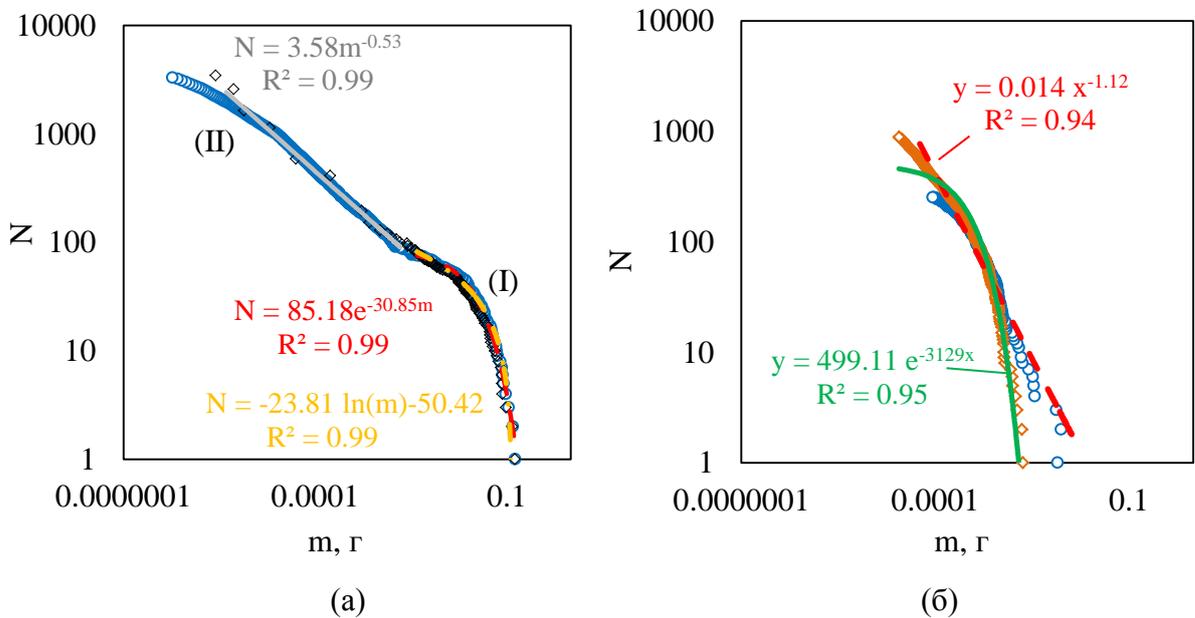


Рисунок 4.2.6 – Распределение фрагментов по массе в log-log осях:

(а) – из группы 1 – №22, $w = 18.6$ Дж/г (Таблица 4.2.1);

(б) – из группы 2 (кружки) и 3 (ромбы) (Таблица 4.2.1)

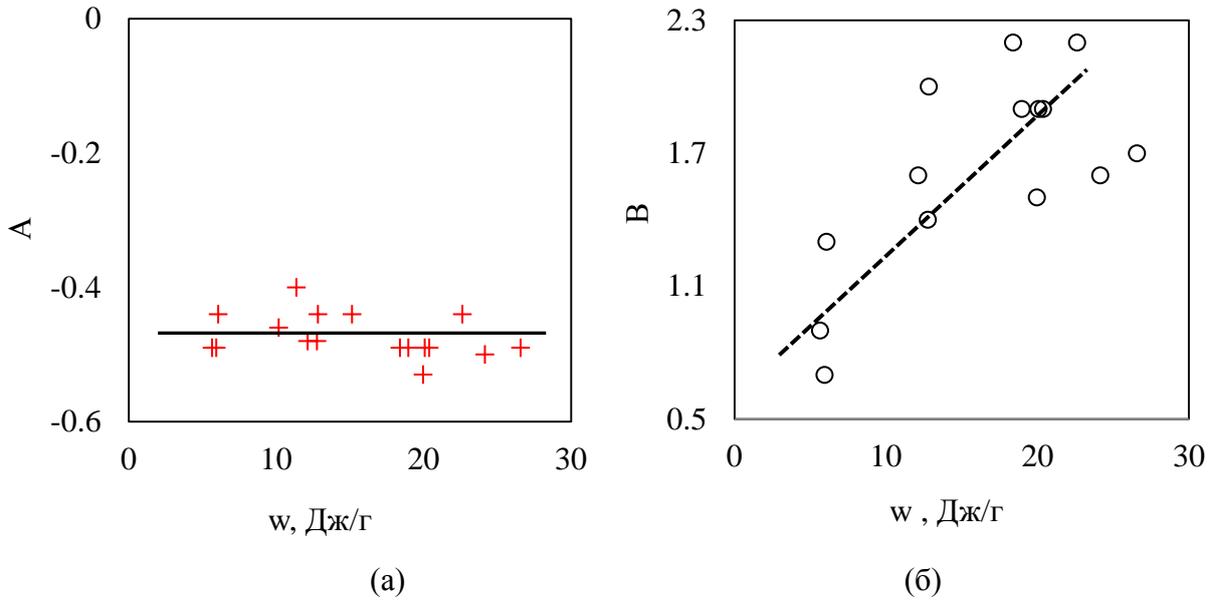


Рисунок 4.2.7 – Изменение коэффициентов в функции распределения, описывающей статистику 3D фрагментов, в зависимости от удельной энергии

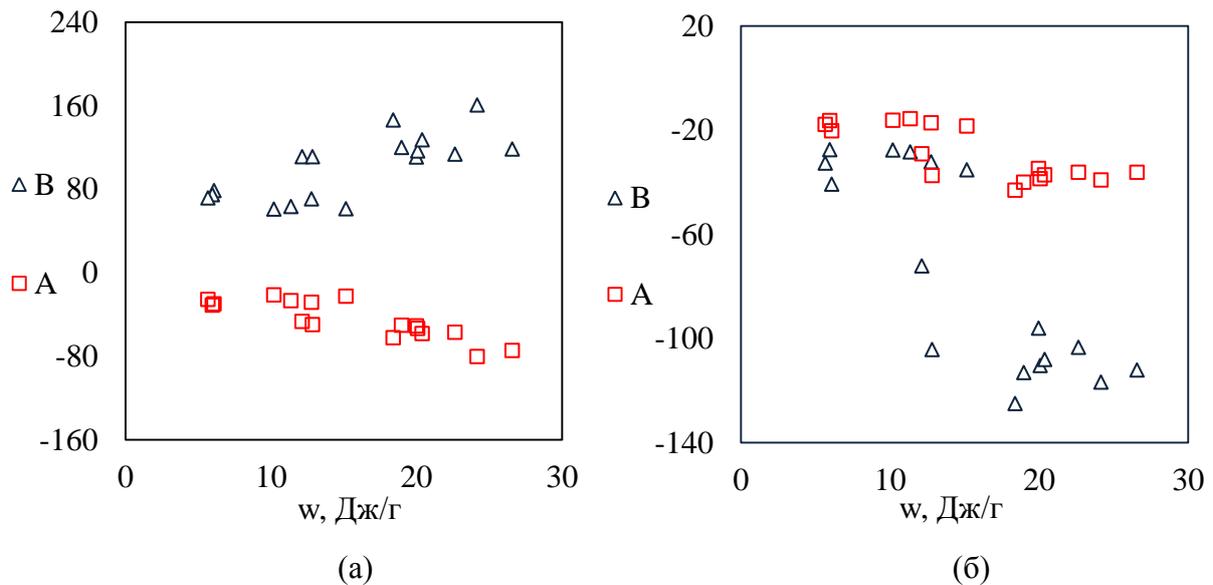


Рисунок 4.2.8 – Изменение коэффициентов в функции распределения, описывающей статистику 2D фрагментов, в зависимости от удельной энергии:

(а) – в экспоненциальной функции $N = B \exp(Am)$;

(б) – в логарифмической функции $N = A \ln(m) + B$

В работе рассматривался случай, когда все распределения можно было бы описать одной функцией. Вид функции соответствовал выражению вида функции Вейбулла $N(m) = ABm^{B-1} \cdot e^{-A \cdot m^B}$. В нее входит как степенной, так и экспоненциальный множитель. Показано, что 3D фрагменты (II) хорошо описываются этой функцией ($R^2 = 0.99$), но функция не совсем подходит для описания 2D фрагментов (I), как показано на Рисунке 4.2.9.

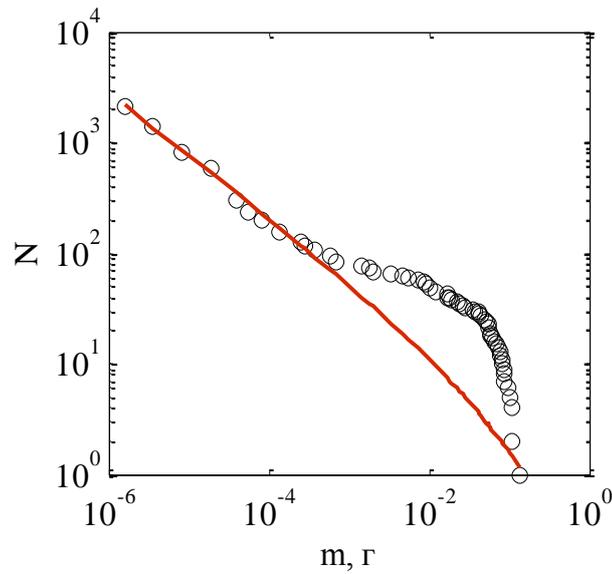


Рисунок 4.2.9 – Аппроксимация данных распределения фрагментов по массе функцией вида функции Вейбулла

Кроме этого автором анализировались статистические закономерности распределений фрагментов массой $N_m(m)$ (см. Рисунок 4.2.10, а). Линия аппроксимации распределения фрагментов соответствует функции $N_m(m) = ABm^{B-1} \cdot e^{-A \cdot m^B}$, аналогичная виду функции Вейбулла, когда наблюдается доминирование степенного множителя над экспоненциальным множителем. Изменение коэффициентов А и В функции распределения в зависимости от удельной энергии показано на Рисунке 4.2.10, б.

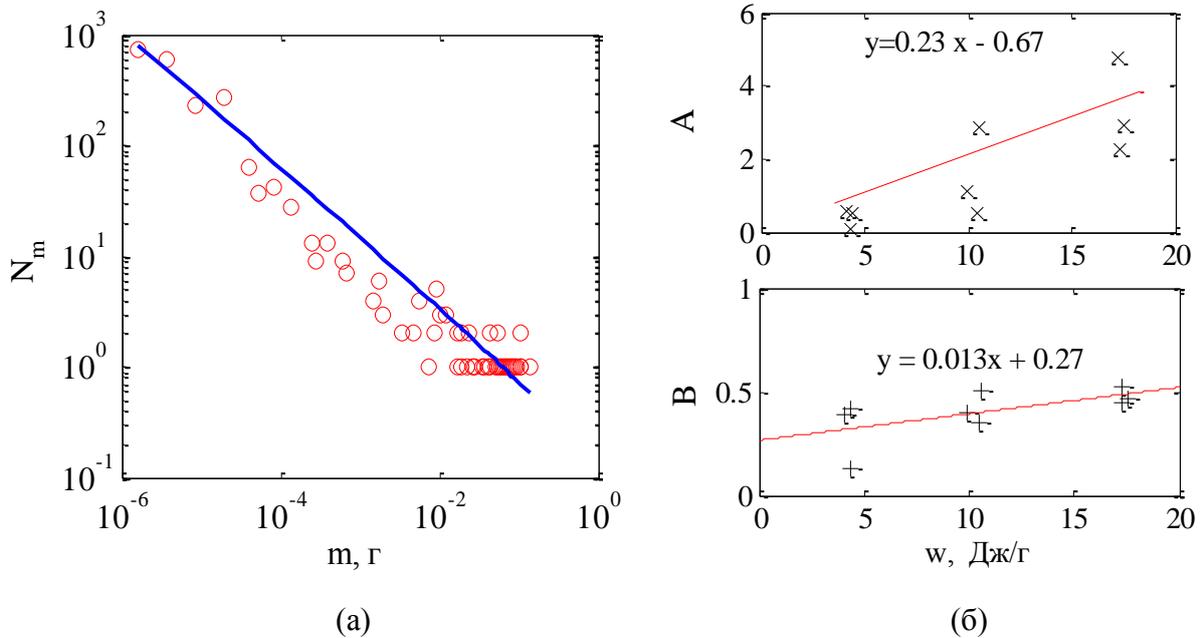
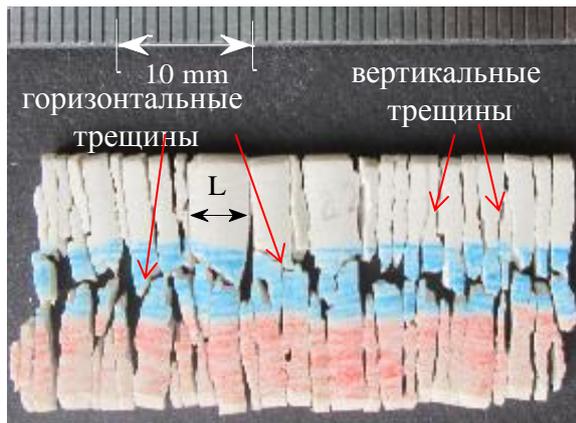


Рисунок 4.2.10 – Распределение фрагментов массой m по массе (а). Изменение коэффициентов (б) в функции $N_m(m)$, описывающей 2D и 3D фрагменты в интервале нагружения

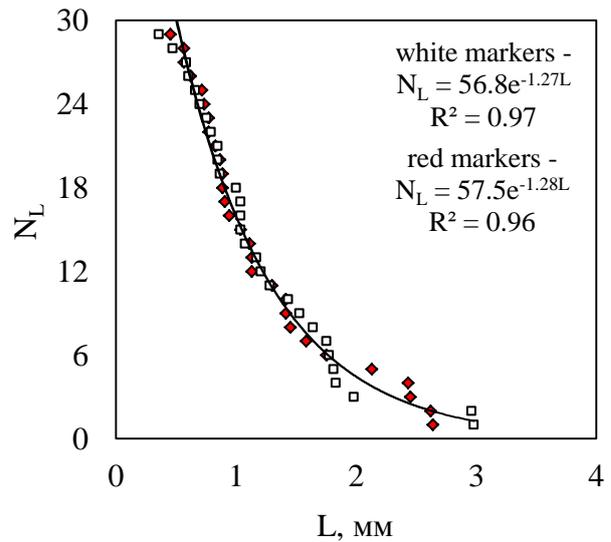
Поэтому, в настоящей работе, для того чтобы описать полученные результаты, рассматривались группы 2 и 3 керамических образцов (Al_2O_3) (см. Таблицу 4.2.1 и Рисунок 4.2.6, б), когда характерный параметр $k < 1$, но при удельной энергии, отличающейся на порядок по значению от предыдущей группы 1, и с параметром $k > 1$ при таких же больших удельных энергиях. Наблюдался переход распределения фрагментов $N(m)$ к единому степенному распределению при увеличении энергии разрушения в случае тонкостенных оболочек с $k < 1$. В случае ударно-волнового нагружения толстостенных оболочек с $k > 1$ распределение фрагментов по массе описывается единой экспоненциальной функцией (Рисунок 4.2.6, б).

4.3. Механизмы формирования 2D и 3D фрагментов

При малой удельной энергии w , преобладали (в объеме) 2D фрагменты, что позволило реконструировать картину фрагментации. После восстановления одного из образцов (Рисунок 4.3.1, а) показано, что максимум разрушающего давления ударной волны приходится на центральную часть образца. Первыми зародились вертикальные трещины (Рисунок 4.3.2, а) в результате радиального растяжения трубчатого образца. За ними образовались горизонтальные трещины (Рисунок 4.3.2, а). В ряде случаев наблюдались трещины, параллельные поверхности, в стенке образца (Рисунок 4.3.2, б), которые связаны, по-видимому, с формированием откола внутри стенки образца. Подобное явление, в частности, наблюдалось в работе У.Ф. Грязнова [227] при исследовании морфологии разрушения металлических оболочек на волновой стадии. Тем не менее, даже в этом случае видно, что поверхность трещин имеет развитый характер и предположение Мотта о том, что детализация механизма разрушения не важна для описания статистики фрагментации, нуждается в уточнении, так как механизм формирования и распространения трещин [228] оказывает существенное влияние на статистические особенности процесса фрагментации. Так, распределение фрагментов (сегментов) по ширине L сегментов хорошо описывается экспоненциальной функцией (Рисунок 4.3.1, б), как и распределение 2D фрагментов по массе (и площади).



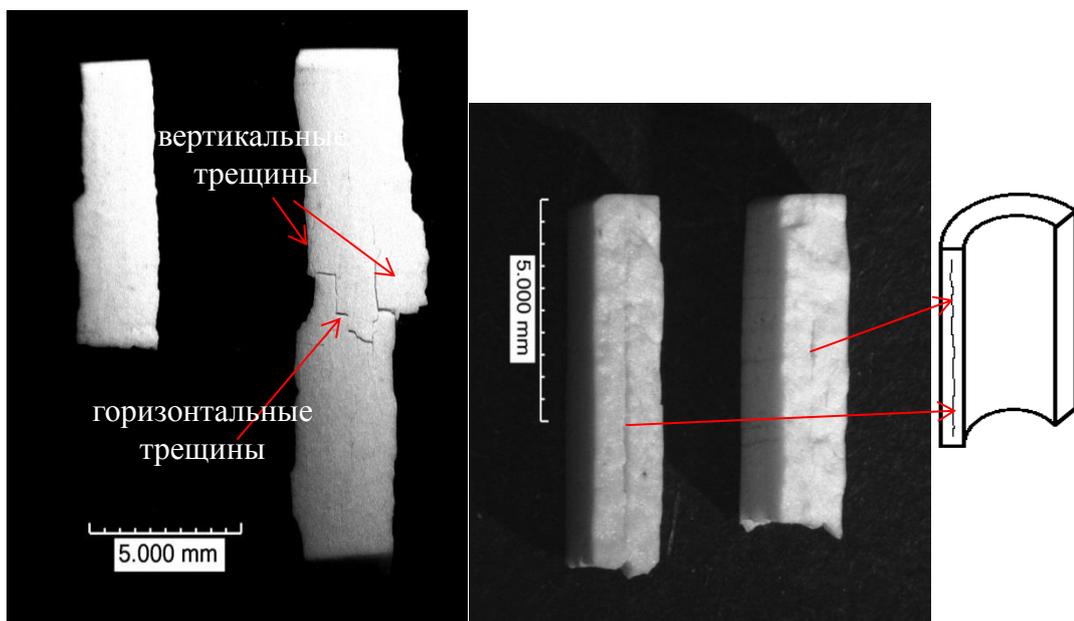
(a)



(б)

Рисунок 4.3.1 – (а) – изображение трубки в развернутом виде после реконструкции 2D фрагментов (образец №22 высотой $h = 15.8$ мм, массой $m_{об} = 2.5908$ г; масса фрагментов $M_f = 2.5853$ г, $w = 18.6$ Дж/г, $W_c = 56.32$ Дж, $h_w = 20$ мм);

(б) – распределение фрагментов по ширине L : белые маркеры – верхняя часть трубки, красные маркеры – нижняя часть трубки



(a)

(б)

Рисунок 4.3.2 – Иллюстрации поверхности фрагментов, полученных на электронном оптическом микроскопе HIROXKH – 7700:

(а) – фрагменты №20 образца высотой $h = 15.4$ мм, массой образца $m_{об} = 2.5326$ г, массой фрагментов $m_f = 2.5309$ г, энергия на конденсаторной батарее $W_c = 18$ Дж;

(б) – откол в толщине трубки №21 высотой $h = 16.1$ мм, массой образца $m_{об} = 2.6638$ г, массой фрагментов $m_f = 2.6605$ г, энергия на конденсаторной батарее $W_c = 18$ Дж

Для описания механизма формирования 3D фрагментов проводился анализ поверхности разрушения 2D фрагментов [8, 9]. С помощью интерферометра профилометра New-View 2000 сканировалась поверхность 2D фрагмента (Рисунок 4.3.3, а). Получали объемную картину поверхности разрушения (Рисунок 4.3.3, б). Затем исследовались сечения по высоте (Рисунок 4.3.4, а) и строились, используя «метод фотографии» (см. Параграф 2.4), распределения белых (или черных) областей по площади (Рисунок 4.3.4, б). Распределение $N_{ph}(S_c)$ описывается степенной функцией. В результате анализа полученных данных показано, что площади белых (черных) областей в распределении $N_{ph}(S_c)$ коррелируют с данными распределения мелких фрагментов (Рисунок 4.3.5, а) и начального распределения пор (Рисунок 4.3.5, б), описанных выше. Область данных, обведенных овальной формой, указывает на области с одними и тех же масштабами. Начальный размер пор значительно меньше характерного размера 3D фрагментов. Это позволяет предположить, что распределение 3D фрагментов определяется не только начальной пористостью образца.

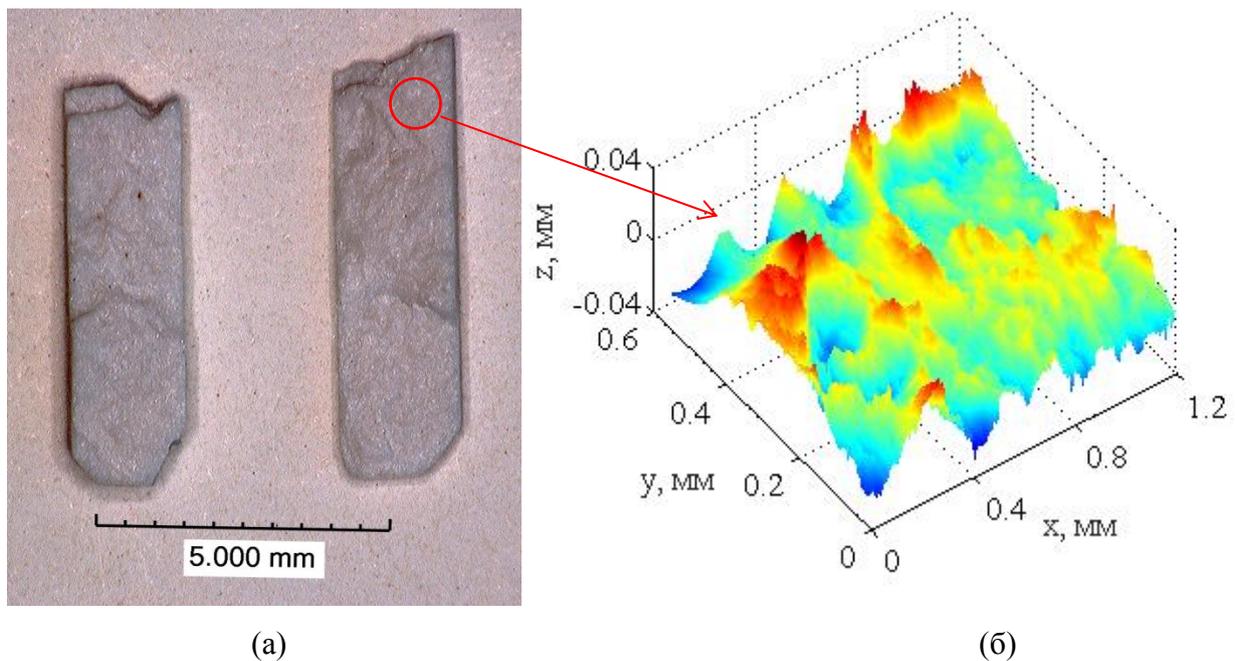


Рисунок 4.3.3 – Исследование поверхности разрушения:

- (а) – поверхность разрушения 2D фрагмента и
 (б) – объемное изображение поверхности 2D фрагмента, полученное с помощью интерферометра профилометра New-View 2000

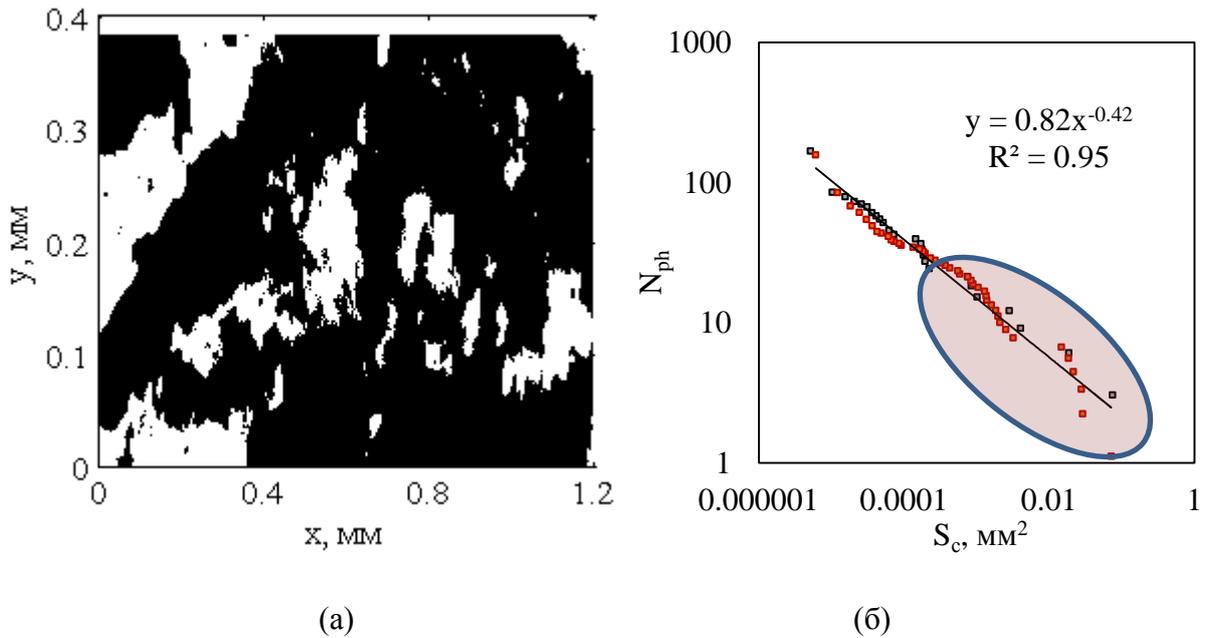


Рисунок 4.3.4 – Исследование поверхности разрушения:
 (а) – горизонтальный срез поверхности разрушения 2D фрагмента;
 (б) – распределение белых областей (см, а) по площади

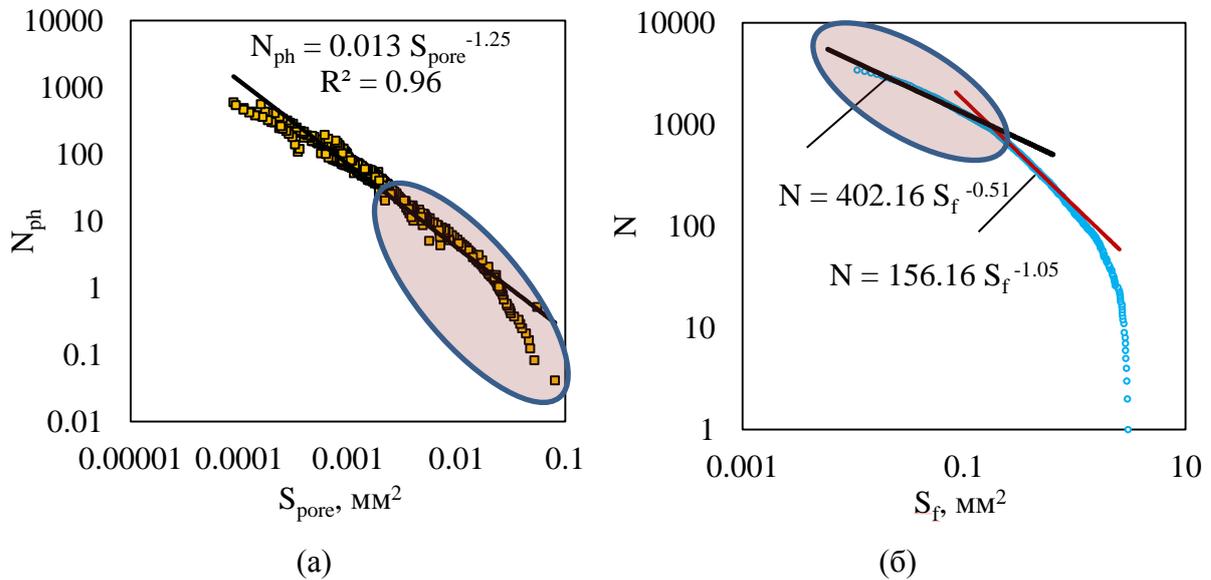


Рисунок 4.3.5 – (а) – распределение пор по площади на разных увеличениях в нормированных координатах; (б) – распределение 3D фрагментов по размеру

При исследовании поверхности 2D фрагментов с помощью оптического цифрового микроскопа HIROX KH-7700 выявлено, что края фрагментов с внутренней и внешней стороны трубки (Рисунок 4.3.6) испещрены микротрещинами (вдоль высоты трубки), образовавшимися в момент разрушения трубки. Похожий процесс динамического распространения трещины наблюдался в образцах из ПММА в работах [229], которые ранее исследовались в Лаборатории

физических основ прочности. Увеличение нагрузки обеспечивает переход от распространения одиночной трещины к ветвлению трещин (Рисунок 4.3.7) и, соответственно, к фрагментации, что и наблюдалось в настоящих экспериментах. Развитие последовательного разрушения приводит к разделению материала на фрагменты от поверхностей разрушения 2D фрагментов (при формировании самих 2D фрагментов) и формирование 3D фрагментов.

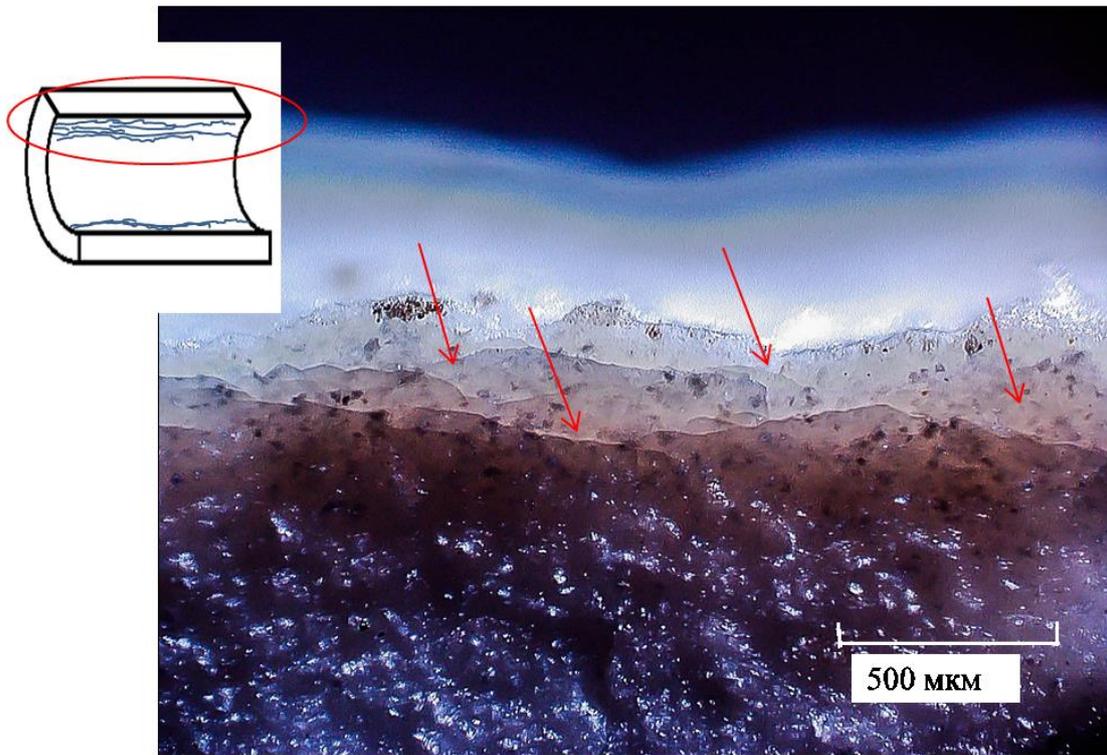


Рисунок 4.3.6 – Изображение микроветвлений около поверхности разрушения 2D фрагмента, снятое микроскопом HIROX KH-7700

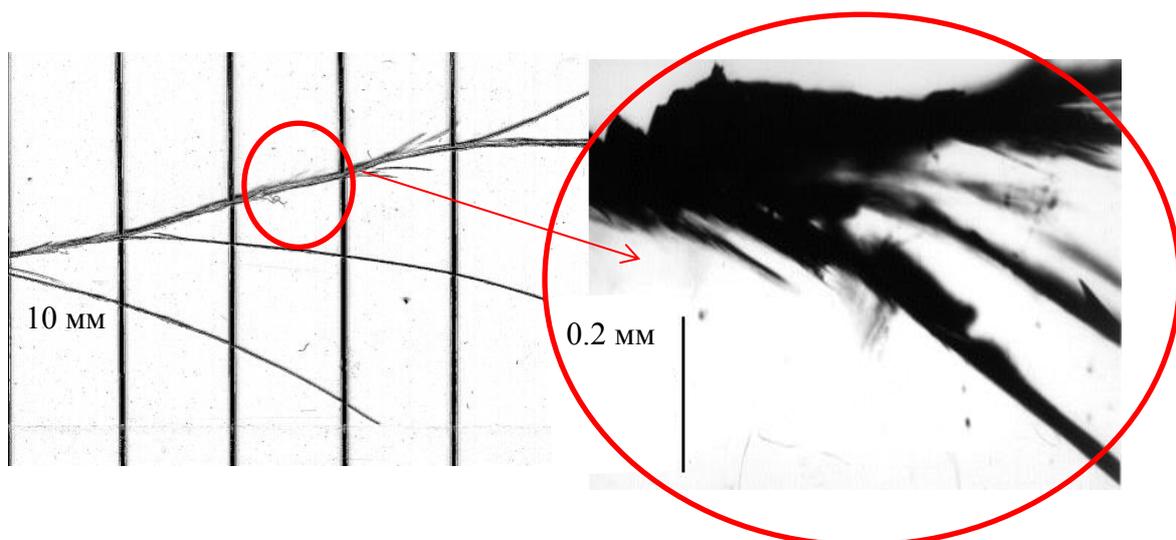


Рисунок 4.3.7 – Динамика распространения трещин в ПММА при 650 м/с [229]

4.4. Выводы

Разрушение керамических трубчатых образцов на 2D и 3D фрагменты происходило, в результате электровзрыва проводника в воде, в две основные стадии. На первой стадии, вертикальные трещины формировались вдоль высоты образца, в результате растяжения трубки в радиальном направлении. Механизм формирования 2D фрагментов соответствует модели разрушения тонких оболочек, когда на распределение фрагментов влияет только интенсивность нагружения (удельная энергия). На краях сформировавшихся 2D фрагментов наблюдались микротрещины и их ветвления. На второй стадии, предполагается формирование горизонтальных трещин. Анализ структуры образца показал, что начальная пористость керамики оказывает непосредственное влияние на формирование 3D фрагментов. Изначальная дефектная (пористая) структура создает многоочаговые напряженные состояния в керамике под действием высокоскоростного нагружения, что приводит к дисперсному разрушению образца. Иначе, чем больше это напряжение при растяжении, тем большее количество пор станут центрами инициации разрушения. Полученные результаты можно сопоставить с данными по жидкостям, когда на разрушение и откольную прочность также влияет кавитационная (пористая) структура жидкостей. Установлены автомодельные закономерности статистики фрагментации в интервале удельной энергии нагружения ($4 \div 22$ Дж/г). Показано, что распределение фрагментов по размеру описывается двумя функциями: распределение 2D фрагментов – экспоненциальной функцией; распределение 3D фрагментов – степенной функцией. В ходе исследования также выявлено, что на распределение и механизм разрушения и формирования 2D и 3D фрагментов оказывает не только пористость, но и энергия нагружения и геометрия цилиндрического образца. В работе показан переход распределения фрагментов $N(m)$ к единому степенному распределению при увеличении энергии разрушения тонкостенных оболочек с характерным параметром $k < 1$ при электровзрывном растяжении в жидкости. В случае ударно-волнового нагружения толстостенных оболочек с $k > 1$ распределение фрагментов по массе описывается одной экспоненциальной функцией.

Заключение

В работе проведено экспериментальное исследование релаксационных свойств и разрушения конденсированных сред. Сжатую и растяжению методами ЭВП и ВГ с использованием современных методов регистрации, подвергались керамические образцы (Al_2O_3), дистиллированная вода, технический глицерин, силиконовое и трансформаторное масла.

Основные выводы по работе заключаются в следующем:

1. Установлены автомодельные закономерности формирования волновых фронтов в жидкостях (вода, глицерин, силиконовое и трансформаторное масла), соответствующие степенному закону зависимости скорости деформации от амплитуды импульса сжатия $\dot{\epsilon}^* \sim P_0^\beta$ в диапазоне скоростей деформации $\dot{\epsilon}^* \sim 10^5 \div 10^7$ 1/с.

2. Обнаружен неньютоновский (псевдопластический) механизм переноса импульса в жидкостях в диапазоне скоростей деформации $\dot{\epsilon}^* \sim 10^5 \div 10^7$ 1/с по результатам сравнительного анализа экспериментальных данных, отражающих автомодельные закономерности формирования волновых фронтов в твердых телах и жидкостях (данные оригинальных экспериментов).

3. Установлено, что откольная прочность полярных жидкостей (вода, глицерин), в отличие от неполярных (силиконовое, трансформаторное масло), обнаруживает в диапазоне $\dot{\epsilon} \sim 10^4 \div 10^5$ 1/с степенную зависимость разрушающего напряжения от скорости деформации $P_S \sim \dot{\epsilon}^\alpha$.

4. Установлено увеличение откольной прочности P_S глицерина с понижением температуры T (в окрестности точки фазового перехода) в интервале скоростей деформации $\dot{\epsilon} \sim 10^4 \div 10^5$ 1/с.

5. Проведен сравнительный анализ экспериментальных данных по автомодельным закономерностям формирования откольного разрушения в жидкостях и твердых телах, позволивший обосновать вывод о многомасштабном механизме зарождения и роста дефектов (пор), предшествующему формированию зоны откола в диапазоне скоростей деформации $\dot{\epsilon} \sim 10^4 \div 10^5$ 1/с.

6. Показано, что увеличение скорости деформации $\dot{\epsilon}^*$ влияет на изменение сдвиговой вязкости η^* жидкостей: в случае глицерина и силиконового масла вязкость η^* увеличивается, в случае воды наблюдается уменьшение сдвиговой вязкости η^* .

7. Установлены статистические закономерности фрагментации керамических материалов (на примере Al_2O_3) в интервале скоростей деформации $\dot{\epsilon}^* \sim 10^5 \div 10^7$ 1/с (энергия

нагружающего импульса $4 \div 22$ Дж/г), соответствующие различным видам распределения фрагментов по массе (размерам): экспоненциальное для 2D фрагментов и степенное для 3D фрагментов.

8. В соответствии с видом статистических распределений обоснованы механизмы разрушения керамик при интенсивных нагрузках: переход от комбинированного экспоненциально-степенного к степенному распределению при увеличении энергии разрушения тонкостенных оболочек.

Результаты диссертационной работы опубликованы в [1–16, 218, 221, 230–249] и служат экспериментальной основой верификации широкодиапазонных определяющих соотношений и могут быть использованы для описания поведения конденсированных сред, стадийности разрушения, включая статистические закономерности фрагментации. Разработанные методики исследования механизмов релаксации и разрушения могут быть распространены на различные типы перспективных материалов и использоваться при подготовке высококвалифицированных специалистов в области физики конденсированных сред.

Список литературы

1. Банникова, И. А. Экспериментальное исследование неньютоновских свойств воды в условиях электровзрывного нагружения / И. А. Банникова, С. В. Уваров, Ю. В. Баяндин, О. Б. Наймарк // Письма в Журнал Технической Физики. – 2014. – Т. 40. – №17. – С. 87–93.
2. Банникова, И. А. Метастабильные состояния, релаксационные механизмы и разрушения жидкостей при интенсивных воздействиях / И. А. Банникова, А. Н. Зубарева, А. В. Уткин, С. В. Уваров, О. Б. Наймарк // Физическая мезомеханика. – 2016. – Т. 19. – №3. – С. 69–77.
3. Наймарк, О. Б. Многомасштабные статистические закономерности динамической фрагментации / О. Б. Наймарк, С. В. Уваров, М. М. Давыдова, И. А. Банникова // Физическая мезомеханика. – 2017. – Т. 20. – №1. – С. 94–105.
4. Банникова, И. А. Экспериментальное исследование автомодельных закономерностей разрушения керамик при ударно-волновом нагружении / И. А. Банникова, С. В. Уваров, О. Б. Наймарк // Вестник Пермского Национального Исследовательского Политехнического Университета. Механика. – 2015. – №3. – С. 25–37.
5. Bannikova, I. A. Analysis of fragmentation statistics of alumina tubular specimens [Electronic resource] / I. A. Bannikova, S. V. Uvarov, O. B. Naimark // AIP Conference Proceedings. – 2014. – Vol. 1623. – P. 59–62. – URL: <http://aip.scitation.org/doi/abs/10.1063/1.4898882> (access date: 28.02.2017).
6. Uvarov, S. V. Pulse loading of glycerol by electric explosion of wire [Electronic resource] / S. V. Uvarov, I. A. Bannikova, O. B. Naimark // IOP Conference Series, Journal of Physics: Conference Series. – 2015. – Vol. 653. – P. 012034(1–5). – URL: <http://iopscience.iop.org/article/10.1088/1742-6596/653/1/012034/pdf> (access date: 28.02.2017).
7. Bannikova, I. A. Experimental study of mechanical properties of liquids under shock wave loading [Electronic resource] / I. A. Bannikova, S. V. Uvarov, A. N. Zubareva, A. V. Utkin, O. B. Naimark // IOP Conference Series, Journal of Physics: Conference Series. – 2016. – Vol. 774. – No.1. – P. 012051(1–7). – URL: <http://iopscience.iop.org/article/10.1088/1742-6596/774/1/012051> (access date: 28.02.2017).
8. Bannikova, I. A. Transition from multi-center fracture to fragmentation statistics under intensive loading [Electronic resource] / I. A. Bannikova, O. B. Naimark, S. V. Uvarov // Procedia Structural Integrity. – 2016. – Vol. 2. – P. 1944–1950. – URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S2452321616302554> (access date: 28.02.2017).
9. Bannikova, I. The effect of initial porosity of a sample under electric explosion loading [Electronic resource] / I. Bannikova, S. Uvarov, O. Naimark // AIP Conference Proceedings. – 2016. –

Vol. 1785. – P. 040003(1–4). – URL: <http://aip.scitation.org/doi/abs/10.1063/1.4967060> (access date: 28.02.2017).

10. Банникова, И. А. Автомодельность ударно-волновых фронтов конденсированных сред в диапазоне скоростей деформаций $10^5 \div 10^7$ 1/с / И. А. Банникова // XI Всероссийский съезд по фундаментальным проблемам теоретической и прикладной механики: сборник докладов. Казань, 20–24 августа 2015 г. – Казань, 2015. – С. 322–325.

11. Банникова, И. А. Экспериментальное исследование многомасштабных закономерностей зарождения и развития трещин в процессе фрагментации / И. А. Банникова, С. В. Уваров, О. Б. Наймарк // Математическое моделирование в естественных науках: материалы XXIV Всероссийской школы-конференции молодых ученых и студентов. Пермь, 07–10 октября 2015 г. – Пермь, 2015. – С. 39–43.

12. Банникова, И. А. Поведение глицерина в условиях электровзрывного нагружения / И. А. Банникова, С. В. Уваров, О. Б. Наймарк // XIX Зимняя школа по механике сплошных сред: сборник статей. Пермь, 24–27 февраля 2015 г. – Екатеринбург: РИО УрО РАН, 2015. – С. 27–31.

13. Банникова, И. А. Разработка методики по исследованию релаксационных свойств жидкостей с использованием электровзрывной установки / И. А. Банникова, О. Б. Наймарк, С. В. Уваров // Экстремальные состояния вещества. Детонация. Ударные волны: труды международной конференции XV Харитоновские тематические научные чтения. Саров, 18–22 Марта, 2013 г. – Саров: ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ». – С. 745–755.

14. Банникова, И. А. Исследование фрагментации трубчатых керамических образцов с использованием электровзрывной установки [Электронный ресурс] / И. А. Банникова, О. Б. Наймарк, С. В. Уваров // Иерархически организованные системы живой и неживой природы: материалы международной конференции. Томск, 9–13 сентября 2013 г. – Томск: ИФПМ СО РАН, 2013. – С. 206–209. (CD-Disk).

15. Банникова, И. А. Взаимосвязь реологических параметров и откольной прочности жидкостей / И. А. Банникова, А. Н. Зубарева, С. В. Уваров, О. Б. Наймарк, А. В. Уткин // Успехи химической физики: сборник тезисов докладов III всероссийской молодежной конференции. Черноголовка, 03–07 июля 2016 г. – М.: Издательство «Граница», 2016. – С. 24.

16. Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ № 2014615995. Построение профиля скорости тыльной (свободной) поверхности испытуемых образцов при динамическом и ударно-волновом нагружениях по данным VISAR / И. А. Банникова, Ю. В. Баяндин, С. В. Уваров, Р. И. Изюмов, правообладатель: Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт механики сплошных сред Уральского отделения Российской академии наук (RU). Заявка № 2014613541, заявл. 18.04.2014, дата государственной регистрации в Реестре программ для ЭВМ 09.06.2014.

17. Экспериментальные профили ударных волн в конденсированных веществах / Г. И. Канель, С. В. Разоренов, А. В. Уткин, В. Е. Фортов. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2008. – 248 с.
18. Сахаров, А. Д. Экспериментальное исследование устойчивости ударных волн и механических свойств вещества при высоких давлениях и температурах / А. Д. Сахаров, Р. М. Зайдель, В. Н. Минеев, А. Г. Олейник // Доклады Академии Наук СССР ЮМ. – 1964. – Т. 159. – №5. – С. 1019–1022.
19. Минеев, В. Н. Вязкость воды и ртути при ударном нагружении / В. Н. Минеев, Р. М. Зайдель // Журнал Экспериментальной и Теоретической Физики. – 1968. – Т. 54. – №6. – С. 1634–1639.
20. Минеев, В. Н. Вязкость и температура плавления алюминия, свинца и хлористого натрия при ударном сжатии / В. Н. Минеев, Е. В. Савинов // Журнал Экспериментальной и Теоретической Физики. – 1967. – Т. 52. – №3. – С. 629–636.
21. Минеев, В. Н. Измерения вязкости воды при ударно-волновом сжатии / В. Н. Минеев, А. И. Фунтиков // Теплофизика Высоких Температур. – 2005. – Т. 43. – Вып. 1. – С. 136–145.
22. Динамика удара. / Дж. А. Зукас и др.; пер. с англ. под ред. С. С. Григоряна. – М.: «МИР», 1985. – 296 с.
23. Swegle, J. W. Shock viscosity and the prediction of shock wave rise times / J. W. Swegle, D. E. Grady // Journal Applied Physics. – 1985. – Vol. 58. – No.2. – P. 692–701.
24. Ударно-волновые явления в конденсированных средах / Г. И. Канель, С. В. Разоренов, А. В. Уткин, В. Е. Фортов. – М.: «Янус-К». – 1996. – 405 с.
25. Теоретическая физика Т.6. Гидродинамика. / Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. – М.: Наука, 1986. – 736 с.
26. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений / Я. Б. Зельдович, Ю. П. Райзер – М.: Наука. – 1966. – 686 с.
27. Альтшулер, Л. В. Применение ударных волн в физике высоких давлений / Л. В. Альтшулер // Успехи Физических Наук. – 1965. – Т. 85. – №2. – С. 197–255.
28. Физика высоких плотностей энергии / Под ред. П. Кальдиरोлы и Г. Кнопфеля, перевод с англ. под ред. д.ф.-м.н. О.Н. Крохина. – М.: «Мир», 1974. – 485 с.
29. Испытание взрывом / С. А. Новиков. – Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2004. – 178 с.
30. Исследование прочности материалов при динамической нагрузках / Б. Л. Глушак, В. Ф. Куропатенко, С. А. Новиков. – Новосибирск: Наука, 1992. – 295 с.
31. Разрушение деформируемых сред при импульсных нагрузках / Б. Л. Глушак, С. А. Новиков, А. И. Рузанов, А. Н. Садырин. – Н. Новгород: Изд. ННГУ, 1992.

32. Богач, А. А. Прочность воды при импульсном растяжении / А. А. Богач, А. В. Уткин // Прикладная Механика и Техническая Физика. – 2000. – Т. 41. – №4. – С. 198–205.
33. Игнатова, О. Н. Модель откольного разрушения в жидкости / О. Н. Игнатова, В. А. Раевский, И. С. Целиков // Экстремальные состояния вещества. Детонация. Ударные волны. Труды международной конференции XVII Харитоновские тематические научные чтения. – 2015. – Саров: ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ». – С. 386–390.
34. Уткин, А. В. Импульсное растяжение гексана и глицерина при ударно-волновом воздействии / А. В. Уткин, В. А. Сосиков, А. А. Богач // Прикладная Механика и Техническая Физика. – 2003. – Т. 44. – №2. – С. 27–33.
35. Упругость и прочность жидкостей / М. Корнфельд. – Под ред. Е. Д. Щукина, С. Н. Алхамова, Л. О. Сечейко. – ГОСИЗДАТТЕХТЕОРЛИТ, М.: Ленинград, 1951. – 107 с.
36. Gaines, N. A magnetostriction oscillator producing intense audible sound and some effects obtained / N. A. Gaines // Physics. – 1932. – Vol. 3. – P. 209–229.
37. Эрозия лопаток в паровых турбинах / Б. С. Догоров. – Гл. 3. Механизм эрозийных разрушений. 11. Механизм эрозийных разрушений при кавитации по М. Корнфельду и Л. Я. Суворову и развитие их идей в работах других исследователей. 12. Механизм эрозийного разрушения от ударов капель по твердому телу. – Изд. “ЭНЕРГИЯ”, М.: Ленинград, 1965. – 96 с.: с. 61–66.
38. Кедринский, В. К. Динамика зоны кавитации при подводном взрыве вблизи свободной поверхности / В. К. Кедринский // Прикладная Механика и Техническая Физика. – 1975. – №5. – С. 68–78.
39. Канель, Г. И. Динамика области кавитации при отражении импульса сжатия от границы раздела двух сред / Г. И. Канель, А. В. Уткин // Прикладная Механика и Техническая Физика. – 1991. – №4. – С. 23–26.
40. Erlich, D. C. Dynamic tensile failure of glycerol / D. C. Erlich, D. C. Woolen, R. S. Crewdson // Journal Applied Physics. – 1971. – Vol. 42. – No.13. – P. 5495–5502.
41. Калмыков, Ю. Б. Свойства резины при ударно-волновом нагружении / Ю. Б. Калмыков, Г. И. Канель, И. Н. Пархоменко, А. В. Уткин, В. Е. Фортов // Прикладная Механика и Техническая Физика. – 1990. – №1. – С. 126–130.
42. Уткин, А. В. Импульсное растяжение этилового спирта при ударно-волновом воздействии / А. В. Уткин, В. А. Сосиков // Прикладная Механика и Техническая Физика. – 2005. – Т. 46. – №4. – С. 29–38.
43. Сосиков, В. А. Особенности разрушения воды вблизи температуры замерзания при импульсном растяжении / В. А. Сосиков, А. В. Уткин, В. Е. Фортов // Журнал Экспериментальной и Теоретической Физики. – 2008. – Т. 133. – №5. – С. 1036–1041.

44. Уткин, А. В. Влияние кинетики разрушения материалов на амплитуду откольного импульса / А. В. Уткин // Прикладная Механика и Техническая Физика. – 2011. – Т. 52. – №1. – С. 185–193.
45. Utkin, A. V. Tension of liquids by shock waves / A. V. Utkin, V. A. Sosikov // Shock Compression of Condensed Matter. – N.Y.: Amer. Inst. of Phys. – 2009. – Vol. 978. – P. 568–573.
46. Зельдович, Я. Б. К теории образования новой фазы. Кавитация / Я. Б. Зельдович // Журнал Экспериментальной и Теоретической Физики. – 1942. – Т. 12. – №11/12. – С. 525–538.
47. Fisher, J. C. The fracture of liquids / J. C. Fisher // Journal Applied Physics. – 1948. – Vol. 19. – P. 1062–1067.
48. Уткин, А. В. Влияние начальной скорости разрушения на формирование откольного импульса / А. В. Уткин // Прикладная Механика и Техническая Физика. – 1993. – Т. 38. – №6. – С. 157–166.
49. Уткин, А. В. Определение констант кинетики откольного разрушения материалов на основе экспериментальных данных / А. В. Уткин // Прикладная Механика и Техническая Физика. – 1997. – Т. 34. – №4. – С. 140–146.
50. Rayleigh, J. W. On the pressure developed in liquid during the collapse of a spherical cavity / J. W. Rayleigh // Philos. Mag. – 1917. – Vol. 34. – P. 94–98.
51. Гидродинамика взрыва: эксперимент и модели / В. К. Кедринский. – Новосибирск: Изд. СО РАН. – 2000. – 435 с.
52. Utkin, A. V. Tension of liquids by shock wave / A. V. Utkin, V. A. Sosikov, A. A. Bogach, V. E. Fortov // Proc. of the conf. of the Amer. Phys. Soc. On shock compression of condensed matter, Portland (USA), July 20–25, 2003 // Ed. By M. D. Furnish, Y. M. Gupta, J. W. Forbes. Melville; N.Y.: Amer. Inst. of Phys. – 2004. – Vol. 706. – Iss.1. – P. 765–770.
53. Бронин, Ф. А. Исследование кавитационного разрушения и диспергирования твердых тел в ультразвуковом поле высокой интенсивности / Ф. А. Бронин // Автореферат диссертации на соискание ученой степени кандидата технических наук. – Москва, 1967. – 16 с.
54. Игнатова, О. Н. Единая динамическая модель роста и схлопывания пор в средах с прочностью / О. Н. Игнатова, В. А. Раевский, И. С. Целиков // Труды международной конференции XVII Харитоновские тематические научные чтения. – 2015. – Саров: ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ». – С. 465–469.
55. Curran, D. Dynamic failure of solids / D. Curran, L. Seaman, D. Shockey // Physics Reports. – 1987. – Vol. 47. – No.5–6. – P. 253–388.
56. Трунин, И. Р. Некоторые вопросы теории, эксперимента и численного моделирования откольного разрушения металлов: Препринт* № 113-2013 / И. Р. Трунин, И. А. Терешкина – Саров: ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», 2013. – 38 с.: ил.

57. Carroll, M. M. Static and dynamic pore-collapse relations for ductile porous materials / M. M. Carroll, A. C. Holt // *Journal Applied Physics*. – 1972. – Vol. 43. – P. 1626–1635.
58. Огородников, В. А. Кинетическая модель пластического разрушения с учетом диссипативных процессов / В. А. Огородников, А. А. Садовой, В. Н. Софронов и др. // *Химическая физика*. – 2002. – Т. 21. – №9. – С. 104–109.
59. Johnson, J. Dynamic fracture and spallation in ductile solids / J. Johnson // *Journal Applied Physics*. – 1981. – Vol. 52. – No.4. – P. 2812–2825.
60. Игнатова, О. Н. Механические свойства меди М1 после предварительного ударного нагружения в широком диапазоне скоростей деформирования / О. Н. Игнатова, И. И. Каганова, А. Н. Малышев и др. // *Труды международной конференции XI Харитоновские научные чтения*. Саров. – 2009. – С. 287–293.
61. Behavior of dense media under high dynamic pressures / L. M. Barker. – New York: Gordon and Breach, 1968. – 482 p.
62. Hamann, S. D. The viscosity of water under shock compression / S. D. Hamann, M. Linton // *Journal Applied Physics*. – 1969. – Vol. 40. – P. 913–914.
63. Al'tshuler, L. V. New measurements of the viscosity of water behind a shock wave front / L. V. Al'tshuler, G. I. Kanel, B. S. Chekin // *Soviet Physics – Journal of Experimental and Theoretical Physics*. – 1977. – Vol. 45(2). – P. 348–350.
64. Bett K. E. Effect of pressure on the viscosity of water / K. E. Bett, J. V. Cappi // *Nature*. – 1965. – Vol. 207. – P. 620–621.
65. Кинетическая теория жидкостей / Я. И. Френкель. – Изд-во «Наука», Ленингр. отд., Л., 1975. – 592 с.
66. Базарон, У. Б. О низкочастотной сдвиговой упругости жидкостей / У. Б. Базарон, О. Р. Будаев, Б. В. Дерягин, Х. Д. Ламажапова // *Доклады Академии Наук СССР*. – 1990. – Т. 315. – №3. – С. 595–599.
67. Derjaguin, B. V. Shear elasticity of low-viscosity liquids at low frequencies / B. V. Derjaguin, U. B. Bazaron, Kh. D. Lamazhapova, B. D. Tsidypov // *Progress in Surface Science*. – 1992. – Vol. 40. – Iss.1–4. – P. 462–465.
68. Наймарк, О. Б. Неравновесные структурные переходы как механизм турбулентности / О. Б. Наймарк // *Письма в Журнал Технической Физики*. – 1997. – Т. 23. – №13. – С. 81–87.
69. Наймарк, О. Б. Неустойчивости в конденсированных средах, обусловленные дефектами / О. Б. Наймарк // *Письма в Журнал Экспериментальной и Теоретической Физики*. – 1998. – Т. 67. – №9. – С. 714–721.
70. Evans, D. J. Non-Newtonian phenomena in simple fluids / D. J. Evans, H. J. M. Hanley, S. Hess // *Physics Today*. – 1984. – Vol. 37. – No.1. – P. 26–33. DOI: 10.1063/1.2916042.

71. Yamada, T. Nonlinear effects in the shear viscosity of a critical mixture / T. Yamada, K. Kawasaki // *Progress Theoretical Physics*. – 1967. – Vol. 38. – No.8. – P. 1031–1051.
72. Kawasaki, K. Theory of nonlinear transport processes: Nonlinear shear viscosity and normal stress effects / K. Kawasaki, J. D. Gunton // *Physical Review A*. – 1973. – Vol. 8. – No.4. – P. 2048–2064.
73. Dynamical fracture. Experimental studying and some remarks / A. P. Rybakov // *Daugavpils – University Press*. – 1994. – 116 p.
74. Канель, Г. И. Ударные волны в физике конденсированного состояния / Г. И. Канель, В. Е. Фортов, С. В. Разоренов // *Успехи физических наук. Обзор актуальных проблем*. – 2007. – Т. 177. – №8. – С. 709–830.
75. Cui, S. T. Molecular dynamics simulations of the rheology of normal decan, hexadecane, and tetracosane / S. T. Cui, S. A. Gupta, P. T. Cummings, H. D. Cochran // *Journal Chemical Physics*. – 1996. – Vol. 105. – No.3. – P. 1214–1220.
76. McCabe, C. Predicting the Newtonian viscosity of complex fluids from high strain rate molecular simulations / C. McCabe, C. W. Manke, P. T. Cummings // *Journal Chemical Physics*. – 2002. – Vol. 116. – No.8. – P. 3339–3342.
77. Баяндин, Ю. В. Экспериментальное и теоретическое исследование автомодельной структуры пластического фронта ударных волн в конденсированных средах / Ю. В. Баяндин, О. Б. Наймарк // *Физическая мезомеханика*. – 2004. – Т. 7. - Спец. вып., Ч. I. – С. 305–308.
78. Баяндин, Ю. В. Экспериментальное исследование волновых фронтов и структурного скейлинга в меди после ударно-волнового нагружения / Ю. В. Баяндин, В. А. Леонтьев, Е. В. Михайлов, А. С. Савиных, С. Н. Скакун // *Физическая мезомеханика*. – 2004. – Т. 7. – №2. – С. 59–63.
79. Naimark, O. B. Defect induced transitions as mechanisms of plasticity and failure in multifield continua / O. B. Naimark // In: *Advances in Multifield Theories of Continua with Substructure* / Ed. G. Capriz and P. Mariano, Birkhäuser, Boston. – 2004. – P. 75–114.
80. Малинин, В. Г. Структурно-аналитическая мезомеханика деформируемого твердого тела / В. Г. Малинин, Н. А. Малинина // *Физическая мезомеханика*. – 2005. – Т. 8. – №5. – С. 31–45.
81. Наймарк, О. Б. Структурно-скейлинговые переходы в твердых телах с дефектами и некоторые симметричные аспекты теории поля / О. Б. Наймарк // *Физическая мезомеханика*. – 2010. – Т. 13. – №5. – С. 113–126.
82. Трапезников, А. А. О пределах текучести, критической упругой деформации и критической скорости деформации релаксирующих коллоидных систем / А. А. Трапезников // *Доклады Академии Наук СССР*. – 1955. – Т. 102. – №6. – С. 1177–1180.

83. Реология / М. Рейнер. – М.: Наука, 1965. – 224 с.
84. Студнеобразное состояние полимеров / С. П. Папков. – М.: Химия, 1974. – 256 с.
85. Pal, R. Viscosity/concentration relationship for emulsions / R. Pal, E. Rhodes // *Journal of Rheology*. – 1989. – Vol. 33. – No.7. – P. 1021–1047.
86. Апакашев, Р. А. Определение предела прочности и модуля сдвига воды при малых скоростях течения / Р. А. Апакашев, В. В. Павлов // *Известия Российской Академии Наук Механики Жидкости и Газа*. – 1997. – №1. – С. 3–7.
87. Стебновский, С. В. Динамооптический эффект в гомогенных ньютоновских жидкостях / С. В. Стебновский // *Журнал Технической Физики*. – 2002. – Т. 72. – Вып.11. – С. 24–27.
88. Стебновский, С. В. О сдвиговой прочности структурированной воды / С. В. Стебновский // *Журнал Технической Физики*. – 2004. – Т. 74. – Вып.1. – С. 21–23.
89. Стебновский, С. В. Тангенциальные разрывы параметров полярной жидкости при сдвиговом деформировании / С. В. Стебновский // *Прикладная Механика и Техническая Физика*. – 2005. – Т. 46. – №3. – С. 41–49.
90. Годунов, С. К. О влиянии материала на процесс образования струй при соударении металлических пластин / С. К. Годунов, А. А. Дерibas, В. И. Мали // *Физика Горения и Взрыва*. – 1975. – Т. 11. – №1. – С. 3–18.
91. Структурные уровни деформации твердых тел / В. Е. Панин, В. А. Лихачев, Ю. В. Гриняев. – Новосибирск: Наука, Сиб. отд-ние, 1985. – 229 с.
92. Ребиндер, П. А. Новые методы характеристики упруго-пластично-вязких свойств структурированных дисперсных систем и растворов высокополимеров / П. А. Ребиндер // *Новые методы физико-химических исследований поверхностных явлений: Труды Института Физической Химии АН СССР*. М. – 1950. – Вып.1. – С. 5–12.
93. Основы гидромеханики неньютоновских жидкостей / Дж. Астарита, Дж. Маруччи: пер. с англ. Д. А. Казенина; под ред. Ю. А. Буевича. – М.: Мир, 1978. – 309 с.
94. Katsuragi, H. Scaling of impact fragmentation near the critical point / H. Katsuragi, D. Sugino, H. Honjo // *Physical Review E*. – 2003. – Vol. 68. – No.4. – P. 046105(1–6).
95. Katsuragi, H. Crossover of weighted mean fragment mass scaling in two-dimensional brittle fragmentation / H. Katsuragi, D. Sugino, H. Honjo // *Physical Review E*. – 2004. – Vol. 70. – No.62. – P. 065103(1–4). DOI: 10.1103/PhysRevE.70.065103.
96. Astrom, J. A. Exponential and power-law mass distributions in brittle fragmentation / J. A. Astrom, R. P. Linna, J. Timonen // *Physical Review E*. – 2004. – Vol. 70. – P. 026104(1–7).
97. Meibom, A. Composite power laws in shock fragmentation / A. Meibom, I. Balslev // *Physical Review Letters*. – 1996. – Vol. 76. – No.14. – P. 2492–2494.

98. Kadono, T. Fragment mass distribution of Platelike objects / T. Kadono // *Physical Review Letters*. – 1996. – Vol. 78. – No.8. – P. 1444–1447.
99. Ching Emily, S. C. Energy dependence of impact fragmentation of long. Glass rods / S. C. Ching Emily, S. L. Lui, Ke-Qing Xia // *Physical A*. – 2000. – Vol. 287 – P. 83–90.
100. Wittel, F. K. Fragmentation of shells / F. K. Wittel, F. Kun, H. J. Herrmann, B. H. Kröplin // *Physical Review Letters*. – 2004. – Vol. 93. – No.3. – P. 035504(1–4).
101. Grady, D. E. Length scales and size distributions in dynamic fragmentation / D. E. Grady // *International Journal of Fracture*. – 2010. – Vol. 163. – P. 85–99.
102. Grady, D. E. Impact breach and fragmentation of glass plate / D. E. Grady // *International Journal of Impact Engineering*. – 2011. – Vol. 38. – P. 446–450.
103. Davydova, M. Fractal statistics of brittle fragmentation / M. Davydova, S. Uvarov // *Fracture and Structural Integrity*. – 2013. – Vol. 24. – P. 60–68. DOI: 10.3221/IGF-ESIS.24.05.
104. Chen, W. Dynamic compressive failure of glass ceramic under lateral confinement / W. Chen, G. Ravichandran // *Journal of the Mechanics and Physics of Solids*. – 1997. – Vol. 45. – No.8. – P. 1303–1328.
105. Katsuragi, H. Explosive fragmentation of a thin ceramic tube using pulsed power / H. Katsuragi, S. Ihara, H. Honjo // *Physical Review Letters*. – 2005. – Vol. 95. – No.9. – P. 095503(1–4).
106. Fragmentation of rings and shells / Grady D. – Springer – Verlag Berlin Heidelberg, 2006. Printed in Germany. – 374 pp.
107. Давыдова, М. М. Пространственно-временная масштабная инвариантность при динамической фрагментации квазихрупких материалов / М. М. Давыдова, С. В. Уваров, О. Б. Наймарк // *Физическая мезомеханика*. – 2015. – Т. 18. – №1. – С. 100–107.
108. Mott, N. F. A theory of the fragmentation of shells and Bombs / N. F. Mott // *Ministry of Supply*. Part 3. – 1943. – No. A.C.4035. – P. 1–51.
109. Кошелев, Э. А. Статистика осколков, образующихся при разрушении твердых тел взрывом / Э. А. Кошелев, В. М. Кузнецов, С. Т. Софронов, А. Г. Черников // *Прикладная Механика и Техническая Физика*. – 1971. – №2. – С. 87–100.
110. Степанов, Г. В. Экспериментальное изучение дробления металлических колец / Г. В. Степанов, А. И. Бабуцкий // *Проблемы Прочности*. – 1984. – №8. – С. 108–110.
111. Wittel, F. K. Study on the fragmentation of shells / F. K. Wittel, F. Kun, B. H. Kröplin, H. J. Herrmann // *International Journal of Fracture*. – 2006. – Vol. 140. – P. 243–254.
112. Tsukasa, I. Fragmentation of long thin glass rods / I. Tsukasa, M. Mitsugu // *Journal of the Physical Society of Japan*. – 1992. – Vol. 61. – No.10. – P. 3474–3477.

113. Gladden, J. R. Dynamic buckling and fragmentation in brittle rods / J. R. Gladden, N. Z. Handzy, A. Belmonte, E. Villermaux // *Physical Review Letters*. – 2005. – Vol. 94. – P. 035503(1–4).
114. Greiner, W. Hot nuclear matter / W. Greiner, H. Stöcker // *Scientific American*. – 1984. – Vol. 252. – P. 76–87.
115. Kadono, T. Crack propagation in thin glass plates caused by high velocity impact / T. Kadono, M. Arakawa // *Physical Review E*. – 2002. – Vol. 65(3). – P. 035107(1–4).
116. Сильвестров, В. В. Применение распределения Гилварри для описания статистики фрагментации твердых тел при динамическом нагружении / В. В. Сильвестров // *Физика Горения и Взрыва*. – 2004. – Т. 40. – №2. – С. 111–124.
117. Dos Santos, F. P. M. Experimental analysis of lateral impact on planar brittle material / F. P. M. Dos Santos, V. C. Barbosa, R. Donangelo, S. R. Souza // *Physical Review E*. – 2010. – Vol. 81. – No.4. – P. 046108(1–9). DOI: 10.1103/PhysRevE.81.046108.
118. Grady, D. E. Geometric statistics and dynamic fragmentation / D. E. Grady, M. E. Kipp // *Journal Applied Physics*. – 1985. – Vol. 58. – No.3. – P. 1210–1222. DOI: 10.1063/1.336139.
119. Oddershede, L. Self-organized criticality in fragmenting / L. Oddershede, P. Dimon, J. Bohr // *Physical Review Letters*. – 1993. – Vol. 71. – No.19. – P. 3107–3110.
120. Gilvarry, J. J. Fracture of brittle solids. I. Distribution function for fragmentation for fragment size in single fracture (theoretical) / J. J. Gilvarry // *Journal Applied Physics*. – 1961. – Vol. 32. – P. 391–399.
121. Grady, D. E. Local inertial effects in dynamic fragmentation / D. E. Grady // *Journal Applied Physics*. – 1982. – Vol. 53. – No.1. – P. 322–325.
122. Grady, D. E. The spall strength of condensed matter / D. E. Grady // *Journal of the Mechanics and Physics of Solids*. – 1988. – Vol. 36. – No.3. – P. 353–384.
123. Mott, N. F. Fragmentation of Shell Cases / N. F. Mott // *Proceedings of the Royal Society*. – 1947. – Vol. 189. – No.1018. – P. 300–308. DOI: 10.1098/rspa.1947.0042.
124. Астанин, В. В. Пневмопороховой копер для экспериментальных исследований материалов в плоской волне нагрузки / В. В. Астанин, Г. В. Степанов // *Проблемы Прочности*. – 1973. – №12. – С. 107–108.
125. Степанов, Г. В. Разрушение металлического кольца при импульсном нагружении / Г. В. Степанов // *Проблемы Прочности*. – 1982. – №6. – С. 85–88.
126. Упруго-пластическое деформирование материалов под действием импульсных нагрузок / Г. В. Степанов – Киев: Наук.думка, 1979. – 126 с.
127. Turcotte, D. L. Fractal and fragmentation / D. L. Turcotte // *Journal Geophysics Research*. – 1986. – Vol. 91. – P. 1921–1926. DOI: 10.1029/JB091iB02p01921.

128. Schuhmann, R. Principles of comminution, I-size distribution and surface calculations / R. Schuhmann // AIME Tech. Publ., Mining Technology. – 1940. – No.1189. – P. 1–11.
129. Bergstrom, H. C. Energy aspects of single particle crushing / H. C. Bergstrom, C. L. Sollenberger, W. Jr. Mitchel // Transactions of the American Institute of Mining Engineers. – 1962. – Vol. 220. – P. 367–373.
130. Shock wave science and technology reference library // Ed.: Horie Y. – Springer. – 2009. – Vol. 3, Solids II. – 294p.
131. Gaudin, A. M. An investigation of crushing phenomena / A. M. Gaudin // Transactions of the American Institute of Mining Engineers. – 1926. – Vol. 73. – P. 253–316.
132. Bennett, J. G. Broken coal / J. G. Bennett // Journal of the Institute of Fuel. – 1936. – Vol. 10. – P. 22–39.
133. Lienau, C. C. Random fracture of a brittle solid // Journal of the Franklin Institute. – 1936. – Vol. 221. – P. 485–494, 674–686, 769–787.
134. Griffith, L. A. theory of the size distribution of particles in a comminuted system / L. A. Griffith // Canadian Journal of Research. – 1943. – Vol. 21A. – No.6. – P. 57–64.
135. Златин, Н. А. Определение прочности ПММА при одноосном растяжении длительностью 10^5 с. Диссертации по физике, математике и химии / Н. А. Златин, Г. С. Пугачев, Э. Н. Беллендир, Е. Л. Зильбербранд // Журнал Технической Физики. – 1984. – Т. 54. – №4. – С. 792–802.
136. Беллендир, Э. Н. Кинетика многоочагового разрушения в условиях откола / Э. Н. Беллендир, В. В. Беляев, О. Б. Наймарк // Письма в Журнал Технической Физики. – 1989. – Т. 15. – №3. – С. 90–93.
137. Беллендир, Э. Н. Экспериментальное исследование хрупкого разрушения твердых тел в волне растягивающих напряжений: дис. ... канд. физ.-мат. наук.: 01.04.07 / Беллендир Эдуард Николаевич. – СПб., 1990 – 160 с.
138. Беляев, В. В. Кинетика многоочагового разрушения при ударно-волновом разрушении / В. В. Беляев, О. Б. Наймарк // Доклады Академии Наук СССР. – 1990. – Т. 312. – №2. – С. 289–293.
139. Наймарк, О. Б. Кинетика накопления микротрещин и природа стадийности процесса разрушения при ударном нагружении / О. Б. Наймарк, В. В. Беляев // Физика Горения и Взрыва. – 1989. – Т. 25. – №4. – С. 115–123.
140. Kurdyumov, S. P. Evolution and self-organization laws of complex systems / S. P. Kurdyumov // International Journal of Modern Physics. – 1988. – Vol. 1. – No.4. – P. 299–327.
141. Razorenov, S. V. Response of high-purity titanium to high-pressure impulsive loading / S. V. Razorenov and et al. // High Pressure Research. – 1995. – Vol. 13. – P. 367–376.

142. Канель, Г. И. Динамическая прочность расплавов олова и свинца / Г. И. Канель, А. С. Савиных, Г. В. Гаркушин, С. В. Разоренов // Письма в Журнал Экспериментальной и Теоретической Физики. – Т. 102.– Вып.8. – С. 615–619.
143. Уткин, А. В. Экспериментальное исследование ударно-волновых процессов в твердых и жидких парафинах / А. В. Уткин, В. А. Сосиков, А. Н. Зубарева // Журнал Технической Физики. – 2014. – Т. 84. – №12. – С. 67–72.
144. Динамика Удара // Пер. с англ. / Дж. А. Зукас, Т. Николас, Х. Ф. Свифт, Л. Б. Грещук, Д. Р. Куран. – М.: Мир, 1982. – Гл. 4., Гл. 6. – 296 с.
145. Златин, Н. А. Баллистические установки и их применение в экспериментальных исследованиях / Н. А. Златин, А. П. Красильщиков, Г. И. Мишин, Н. Н. Попов // Под ред. Н. А. Златина и Г. И. Мишина. – ФИЗМАЛИТ: «Наука», 1974. – 344 с.
146. Русских, А. Г. Исследование электрического взрыва проводников в зоне высокого давления сходящейся ударной волны / А. Г. Русских и др. // Журнал Технической Физики. – 2007. – Т. 77. – Вып.5. – С. 35–40.
147. Грабовский, Е. В. Рассеяние лазерного излучения на проволоках и волокнах при сжатии лайнеров на установке АНГАРА-5-1 / Е. В. Грабовский и др. // Физика Плазмы. – 2011. – Т. 37. – №11. – С. 1023–1033.
148. Суркаев, А. Л. Методика исследования электрического взрыва цилиндрического проводника и кольцевой фольги / А. Л. Суркаев, М. М. Кумыш, В. И. Усачев // Известия Волгоградского Государственного Технического Университета. – 2012. – Т. 6. – №6. – С. 74–78.
149. Электрический взрыв проводников. Сборник статей / У. Чейс, Г. Мур; пер. с англ. Е. Т. Антропова, В. Н. Колесникова, Е. Е. Ловецкого; под ред. А. А. Рухаладзе, И. С. Шпигеля. – М.: Мир. – 1965. – Т. 2. – 360 с.: с. 299–316.
150. Формирование профиля нестационарной ударной волны, образованной при электровзрыве плоской металлической фольги [Электронный ресурс] / И. В. Глазырин, С. В. Демьяновский, А. Д. Зубов и др. – Снежинск, 1998. – 10 с. : ил.; 20 см. – (Препринт / Российский федеральный ядерный центр. – Всероссийский НИИ технической физики; № 74). – Режим доступа: <http://search.rsl.ru/en/record/01000573715> (дата обращения: 28.02.2017).
151. Афанасьев, В. Н. Электровзрывной генератор ударных волн / В. Н. Афанасьев, М. В. Галицкий, Ю. А. Кучеренко и др. // Экспериментальные процессы и состояния: Труды V Забабахинских научных чтений. Снежинск, 1999. – С. 207–209.
152. Кортхонджия, В. П. О создании импульсного давления в жидкости с помощью металлической плазмы и измерении его некоторых характеристик / В. П. Кортхонджия, М. О. Мдивнишвили, М. И. Тактакишвили // Журнал Технической Физики. – 1999. – Т. 69. – Вып.4. – С. 41–43.

153. Иваненков, Г. В. Обзор литературы по моделированию процессов электрического взрыва тонких металлических проволочек / Г. В. Иваненков, С. А. Пикуз, Т. А. Шелковенко и др. // Препринт 9. Часть 1. Основные процессы электрического взрыва проводников в вакууме. ФИАН. – 2004. – 26 с.
154. Иваненков, Г. В. Обзор литературы по моделированию процессов электрического взрыва тонких металлических проволочек / Г. В. Иваненков, С. А. Пикуз, Т. А. Шелковенко и др. // Препринт 10, Часть 2. Физические свойства вещества с высокой плотностью энергии в разрядах через металлические проволочки. ФИАН. – 2004. – 30 с.
155. Чейс, У. Краткий обзор исследований по взрывающимся проволочкам / У. Чейс // Взрывающиеся проволочки. – М.: Иностранная литература, 1963. – С. 9–17
156. Chace, W. C. Exploding wires / W. C. Chace // *Physics Today*. – 1964. – Vol. 17. – No.8. – P. 19–24.
157. Чейс, У. Введение / У. Чейс // Электрический взрыв проводников: сб.н.тр. – М.: Мир, 1965. – С. 7–11.
158. Санников, Д. Г. Взрывающиеся проволочки / Д. Г. Санников // *Успехи Физических Наук. Совещания и конференции*. – 1965. – Т. 85. – Вып. 2. – С. 381–386.
159. Хайнацкий, С. А. Условия реализации оптимального режима электрического взрыва проводников в жидкости / С. А. Хайнацкий // *Письма в Журнал Технической Физики*. – 2009. – Т. 35. – Вып.7. – С. 15–20.
160. Khishchenko, K. V. Metastable state of liquid tungsten under subsecond wire explosion / K. V. Khishchenko and et al. // *International Journal of Thermophysics*. – 2002. – Vol. 23. – No.5. – P. 1359–1367.
161. Oreshkin, V. I. Simulation of electric explosion of metal wires / V. I. Oreshkin and et al. // *AIP Conference Proceedings*. – 2002. – Vol. 651. – P. 384–387.
162. Орешкин, В. И. Исследование проводимости металлов вблизи критической точки с помощью электрического взрыва микропроводников в воде / В. И. Орешкин и др. // *Журнал Технической Физики*. – 2004. – Т. 74. – Вып. 7. – С. 38–43.
163. Grinenko, A. Strongly coupled copper plasma generated by underwater electrical wire explosion / A. Grinenko and et al. // *Physical Review*. – 2005. – Vol. 72. – P. 066401(1–7).
164. Grinenko, A. Nanosecond time scale, high power electrical wire explosion in water / A. Grinenko, Ya. E. Krasik, V. Tz. Gurovich, V. I. Oreshkin // *Physics of Plasmas*. – 2006. – Vol. 13. – P. 042701. DOI: 10.1063/1.2188085.
165. Grinenko, A. Addressing the problem of plasma shell formation around an exploding wire in water / A. Grinenko and et al. // *Physics of Plasmas*. – 2006. – Vol. 13. – P. 052703(1–6).

166. Павленко, А. В. Волна давления при наносекундном электрическом взрыве вольфрамового проводника в воде / А. В. Павленко и др. // Письма в Журнал Технической Физики. – 2008. – Т. 34. – №3. – С. 81–89.
167. Sasaki, T. Evaluation of cooper conductivity in warm dense state using exploding wire in water / T. Sasaki, Y. Yano, M. Nakajima, K. Horioka // Progress in Nuclear Energy. – 2008. – Vol. 50. – Iss.2–6. – P. 611–615. DOI: 10.1016/j.pnucene.2007.11.048.
168. Kolacek, K. Exploding wire in water – a source of long, dense, hot, and quasi – stable plasma suitable for amplification of EUV/soft X-ray emission / K. Kolacek and et al. // 29th ICPIG, July 12–17 2009. Cancun, Mexico. – 2009. – P. 10–15.
169. Орешкин, В. И. Численные исследования интеграла удельного действия тока при электрическом взрыве проводников / В. И. Орешкин, С. А. Баренгольц, С. А. Чайковский // Журнал Технической Физики. – 2007. – Т. 77. – Вып.5. – С. 108–116.
170. Ананьев, С. С. Моделирование сильноточечных линий с магнитной самоизолирующей в рамках концептуального проекта импульсного термоядерного реактора на Z-пинчах / С. С. Ананьев и др. // ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез. – 2008. – Вып.4. – С. 3–24.
171. Tkachenko, S. I. Numerical simulation of electrical explosion of thin aluminum wires / S. I. Tkachenko, V. A. Gasilov, O. G. Ol'khovskaya // Mathematical Models and Computers in Simulations. – 2011. – Vol. 3. – No.5. – P. 60–74.
172. Krasik, Ya. E. Underwater electrical wire explosion and Its applications / Ya. E. Krasik, A. Grinenko, Ar. Sayapin, S. Efimov, A. Fedotov, V.Z. Gurovich, V.I. Oreshkin // IEEE Transactions on Plasma Science. – 2008. – Vol. 36. – No.2. – P. 423–434.
173. Grinenko, A. Underwater electrical explosion of a Cu wire / A. Grinenko and et al. // Journal Applied Physics. – 2005. – Vol. 97. – P. 023303(1–6).
174. Бурцев, В. А. Электрический взрыв проводников и его применение в электрофизических установках / В. А. Бурцев, Н. В. Калинин, А. В. Лучинский. – М.: Энергоатомиздат, 1990. – 288 с.
175. Осколкова, Т. Н. Упрочнение поверхности карбидовольфрамового твердого сплава электровзрывной обработкой / Т. Н. Осколкова, Е. А. Будовских // Вести Высших Учебных Заведений Черноземья. – 2011. – №1(23). – С. 1–5.
176. Будовских, Е. А. Упрочнение поверхности карбидовольфрамового твердого сплава электровзрывной обработкой / Е. А. Будовских, Т. Н. Осколкова // Вести Высших Учебных Заведений Черноземья. – 2011. – №1. – С. 88–92.
177. Чепелуев, А. А. Исследование генерации импульсных гидродинамических давлений в воде / А. А. Чепелуев, А. А. Головочев, А. Л. Суркарев // Материалы конференции III

Региональная научно-практическая студенческая конференция. Камыш., 23–24 апреля 2009 г. – 2009. – Т. 3. – С. 113–115.

178. Sedoi, V. S. The current density and the specific energy input in fast electrical explosion / V. S. Sedoi and et al. // *IEEE Transactions on Plasma Science*. – 1999. – Vol. 27. – No.4. – P. 845–850.

179. Alqudami, A. Fluorescence from metallic silver and iron nanoparticles prepared by exploding wire technique / A. Alqudami, S. Annapoorni // *Plasmonics*. – 2007. – Vol. 2. – P. 5–13.

180. Gromov, A. A. Aluminum nanopowders produced by electrical explosion of wires and passivated by non-inert coatings: Characterisation and reactivity with air and water / A. A. Gromov, Ulf. Förster-Barth, Ulf. Teipel // *Powder Technology*. – 2006. – Vol. 164. – P. 111–115.

181. Ильин, А. П. Получение нанопорошков молибдена в условиях электрического взрыва проводников / А. П. Ильин, О. Б. Назаренко, Д. В. Тихонов, Л. О. Толбанова // *Известия Томского Политехнического Университета*. – 2009. – Т. 314. – №3. – С. 31–35.

182. Antony, J. K. Understanding the mechanism of nano-aluminum particle formation by wire explosion process using optical emission technique / J. K. Antony, N. J. Vasa, S. R. Chakravarthy, R. Sarathi // *Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer*. – 2010. – Vol. 111. – P. 2509–2516.

183. Суркаев, А. Л. Разрушение абразивных материалов под действием электрического взрыва проводников / А. Л. Суркаев и др. // *Технические Науки*. – 2015. – №9–10, 43–44 – С. 16–22.

184. Молчанов, А. А. Плазменно-импульсное воздействие на продуктивные пласты / А. А. Молчанов, П. Г. Агеев // *Oil&Gas Journal*. – 2008. – №9(22). – С. 42–45.

185. Пащенко, А. Ф. Плазменно-импульсная технология повышения нефтеотдачи: оценка параметров механического воздействия [Электронный ресурс] / А. Ф. Пащенко, П. Г. Агеев // *Наука и Техника в Газовой Промышленности*. – 2015. – №3(63). – Режим доступа: http://novas-energy.ru/ru/about/articles.php?ELEMENT_ID=15619 (дата обращения: 28.02.2017).

186. Жерноклетов, М. В. Методы исследования свойств материалов при интенсивных динамических нагрузках / М. В. Жерноклетов: Монография. Федеральное государственное унитарное предприятие РФЯЦ-ВНИИЭФ. – 2005. – 428 с.

187. Иванов, А. Г. Метод емкостного датчика для регистрации мгновенной скорости движущейся поверхности / А. Г. Иванов, С. А. Новиков // *Приборы и Техника Эксперимента*. – 1963. – Т. 7. – №1. – С. 135–138.

188. Johnson, J. R. Coupling experiment and simulation in electromagnetic forming using photon Doppler velocimetry / J. R. Johnson and et al. // *Metal Forming*. – 2009. – No.80. – P. 359–365.

189. Barker, L. M. Laser interferometer for measuring high velocities of any reflecting surface / L. M. Barker, R. E. Hollenbach // *Journal Applied Physics*. – 1972. – Vol. 43. – No.11. – P. 4667–4675.
190. Dolan, D. H. Foundations of VISAR analysis / Daniel H. Dolan. – Sandia National Laboratories, USA. – 2006. – 90 p.
191. Банников, М. В. Использование системы высокого разрешения VISAR для регистрации быстротекущих процессов на ударно-волновых фронтах / М. В. Банников и др. // *Вестник Тамбовского Университета*. – 2010. – Т. 15. – Вып.3. – С. 1014–1015.
192. Graham, R. A. Measurements of wave profiles in shock-loaded solids / R. A. Graham, J. R. Asay // *High Temperatures–High Pressures*. – 1978. – Vol. 10. – P. 355–390.
193. Graham, R. A. Measurements of wave profiles in shock-loaded solids / R. A. Graham // K. D. Timmerhaus et al. (eds.), *High-Pressure Science and Technology*. – 1979. – С. 854–869.
194. Fuller, J. A. Electrical conductivity of manganin and iron at high pressure / J. A. Fuller, J. H. Price // *Nature*. – 1962. – Vol. 193. – No.4812. – P. 262–268.
195. Bernstein, D. Piezoresistivity of Manganin / D. Bernstein, D. D. Keough // *Journal Applied Physics*. – 1964. – Vol. 35. – No.5. – P. 1471–1474. DOI: [dx.doi.org/10.1063/1.1713651](https://doi.org/10.1063/1.1713651).
196. Христофоров, Б. Д. Манганиновый датчик для измерения давления ударных волн в твердом теле / Б. Д. Христофоров и др. // *Физика Горения и Взрыва*. – 1971. – №4. – С. 613–615.
197. Канель, Г. И. Применение манганиновых датчиков для измерения давления ударного сжатия конденсированных сред // ВИНТИ, отдел научных фондов, №477-74 Деп. от 28.02.74.
198. Термодинамика и транспорт в неидеальной плазме / И. Л. Иосилевский, Ю. Г. Красников, Э. Е. Сон, В. Е. Фортон. – М.: Изд-во МФТИ, 2000. – 476 с.
199. Bridgman, P. W. // *Proceedings of the American Academy of Arts and Sciences*. – 1911 (1912). – Vol. 46-47. – P. 323–341.
200. Bridgman, P. W. High pressures and five kinds of ice / P. W. Bridgman // *Meeting of the Section of Physics and Chemistry, November 13, 1913. – 1914. – P. 7–16.*
201. Ананьин, А. В. Полиморфное превращение железа в ударной волне / А. В. Ананьин, А. Н. Дремин, Г. И. Канель // *Физика Горения и Взрыва*. – 1981. – №3. – С. 93–102.
202. Urtiew, P. A. Multiple gauges for in situ measurements of pressure and particle velocity in condensed materials / P. A. Urtiew, L. M. Ericson // In: *Dynamics of Detonations and Explosion: Detonations*. Ed.: A. L. Kuhl, J. C. Leyer, A. A. Borisov, W. A. Sirignano / *American Institute of Aeronautics and Astronautics*. – 1991. – Vol. 133. – P. 371–382.
203. Дремин, А. Н. Экспериментальное исследование профилей давления при нерегулярном отражении конусообразной ударной волны в плексигласовых цилиндрах /

А. Н. Дремин, Г. И. Канель, В. Д. Глузман // Физика Горения и Взрыва. – 1972. – №1. – С. 104–109.

204. Ададунов, Г. А. Преломление фронта кривой ударной волны на границе в теле ударных волн, вызванных взрывом / Г. А. Ададунов, А. Н. Дремин, Г. И. Канель // Прикладная Механика и Техническая Физика. – 1969. – №2. – С. 126–128.

205. Graham, R. A. Piezoelectric current from shunted and shorted guardring quartz gauges / R. A. Graham // Journal Applied Physics. – 1975. – Vol. 46. – P. 1901–1909.

206. Поляков, В. Перспективные кварцевые пьезорезонансные датчики давления / В. Поляков, А. Поляков, М. Одинцов // Компоненты и Технологии. – 2011. – №1. – С. 18–20.

207. Grady, D. E. Structured shock waves and the fourth-power law / D. E. Grady // Journal Applied Physics. – 2010. – Vol. 107. – P. 013506(1–13).

208. Exploding wires / Ed.: W. G. Chace, H. K. Moor – N.Y.: Plenum press. – Vol. 1, 1959; Vol. 2, 1964; Vol. 3, 1965; Vol. 4, 1968.

209. Орешкин, В. И. Образование страт при быстром электрическом взрыве цилиндрических проводников / В. И. Орешкин и др. // Теплофизика Высоких Температур. – 2012. – Т. 50. – №5. – С. 625–637.

210. Свойства меди: плотность, теплоемкость, теплопроводность [Электронный ресурс]. – Режим доступа: <http://thermalinfo.ru/svoystva-materialov/metally-i-splavy/svoystva-medi-plotnost-terloemkost-teploprovodnost> (дата обращения: 28.02.2017).

211. Температура кипения и удельная теплота парообразования разных материалов [Электронный ресурс]. – Режим доступа: <http://www.homedistiller.ru/temperatura-kipenija.htm> (дата обращения: 28.02.2017).

212. Теплофизические свойства металлов при высоких температурах / В. Е. Зиновьев – Справочник, изд. – М.: Металлургия, 1989. – 384 с.

213. Marsh, S. P. LASL Shock Hugoniot Data / Ed.: S.P. Marsh // Univ. California Press, Berkeley, 1980: База данных ударно-волновых экспериментов. [Электронный ресурс]. – Режим доступа: <http://www.ihed.ras.ru/rusbank/substsearch.php> (дата обращения: 28.02.2017).

214. Dick, R. D. Shock compression data for liquids. 3. Substituted methane compounds, ethylene, glycol, glycerol, and ammonia / R. D. Dick // Journal Chemical Physics. – 1981. – Vol. 74. – No.7. – P. 4053–4061.

215. Nagayama, K. Shock Hugoniot compression curve for water up to 1 GPa by using a compressed gas gun / K. Nagayama, Y. Mori, K. Shimada, M. Nakahara // Journal Applied Physics. – 2002. – Vol. 91. – No.1. – P. 476–482.

216. Computer and Robot Vision / R. M. Haralick, and L. G. Shapiro – Vol.1. Addison-Wesley. 1992. – P. 28–48.

217. Brodskii, R. Ye. Size distribution of sapphire fragments in shock fragmentation / R. Ye. Brodskii, P. V. Konevskiy, R. I. Safronov // *Functional Materials*. – 2011. – Vol. 18. – No.2. – P. 200–205.
218. Bannikova, I. Study of ceramic tube fragmentation under shock wave loading [Electronic resource] / I. Bannikova, S. Uvarov, M. Davydova, O. Naimark // *Procedia Materials Science*. – 2014. – Vol. 3. – P. 592–597. – URL: <https://doi.org/10.1016/j.mspro.2014.06.098> (access date: 28.02.2017).
219. Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей / Н. Б. Варгафтик. – М.: Наука, 1972. – 721 с.
220. Цветаев, С. К. Изоляция электрооборудования. Акустическая регистрация разрядных процессов / С. К. Цветаев // *Новости Электротехники*. – 2008. – № 1(49). – С. 50–52.
221. Банникова, И. А. Экспериментальное исследование зависимости скорости деформации на фронте волны сжатия в воде от ее амплитуды / И. А. Банникова, С. В. Уваров, О. Б. Наймарк // *Сборник материалов XIX Петербургских чтений по проблемам прочности*. – СПб.: Соло, 2014. – С. 106–109.
222. Carlson, G. A. Dynamic tensile strength of glycerol / G. A. Carlson, H. S. Levine // *Journal Applied Physics*. – 1975. – Vol. 46. – No.4. – С. 1594–1601.
223. Исследование откола в воде, этиловом спирте и плексиглазе / А. Н. Дремин, Г. И. Канель, С. А. Колдунов // *Горение и взрыв. Материалы 3-го Всемирного симпозиума по горению и взрыву*. – М.: Наука, 1972. – 569 с.
224. Физика взрыва // Под ред. Л. П. Орленко. – Изд. 3-е, переработанное. – В 2х т. Т. 2. – М.: ФИЗМАЛИТ, 2002. – 656 с.
225. Grady, D. E. Strait-rate dependence of the effective viscosity under steady-wave shock compression / D.E. Grady // *Applied Physics Letters*. – 1981. – Vol. 38. – No.10. – P. 825–826.
226. Долгобородов, А. Ю. Скорость звука в ударно сжатых корунде, карбиде бора и карбиде кремния / А. Ю. Долгобородов, И. М. Воскобойников // *Журнал Технической Физики*. – 1993. – Т. 63. – Вып.2. – С. 203–208.
227. Грязнов, Е. Ф. Морфология разрушения цилиндрических оболочек на волновой стадии / Е. Ф. Грязнов, Е. В. Карманов, В. В. Селиванов, С. В. Хахалин // *Проблемы Прочности*. – 1984. – №8. – С. 89–92.
228. Наймарк, О. Б. Динамическая стохастичность и скейлинг при распространении трещины / О. Б. Наймарк и др. // *Письма в Журнал Технической Физики*. – 2000. – Т. 26. – №6. – С. 67–77. DOI: 10.1134/1.1262809.
229. Naimark, O. Nonlinear crack dynamic and scaling aspect of fracture (experimental and theoretical study) / O. Naimark, S. Uvarov // *International Journal of Fracture*. – 2004. – Vol. 128. – P. 285–292.

230. Банникова, И. А. Экспериментальное исследование глицерина и воды под действием импульсного нагружения / И. А. Банникова, С. В. Уваров, О. Б. Наймарк // Экстремальные состояния вещества. Детонация. Ударные волны: труды международной конференции XVII Харитоновские научные чтения. Саров, 24–27 марта 2015 г. – Саров, 2015. – С. 177–187.

231. Bannikova, I. Self-similar behavior of water under electroexplosive loading / I. Bannikova, S. Uvarov, O. Naimark // Failure of Heterogeneous Materials under Intensive Loading: Experiment and Multi-scale Modeling : Proceedings of the International Workshop. Perm, Russia, February 10–14, 2014. – Perm, Russia, 2014. – P. 7–8.

232. Банникова, И. А. Экспериментальное исследование релаксационных свойств конденсированных сред с использованием электровзрывной установки / И. А. Банникова, О. Б. Наймарк, С. В. Уваров // XVIII Зимняя школа по механике сплошных сред: тезисы докладов. Пермь, 18–22 февраля 2013 г. – Пермь–Екатеринбург, 2013. – С. 39.

233. Банникова, И. А. Поведение глицерина в условиях электровзрывного нагружения / И. А. Банникова, С. В. Уваров, О. Б. Наймарк // XIX Зимняя школа по механике сплошных сред: тезисы докладов. Пермь, 24–27 февраля 2015 г. – Екатеринбург, 2015. – С. 32.

234. Банникова, И. А. Влияние скорости деформирования на сдвиговую вязкость жидкостей в условиях импульсного воздействия / И. А. Банникова, С. В. Уваров, О. Б. Наймарк, А. Н. Зубарева, А. В. Уткин // XX Зимняя школа по механике сплошных сред: тезисы докладов. Пермь, 13–16 февраля 2017 г. – Екатеринбург, 2017. – С. 36.

235. Банникова, И. А. Разработка методики по исследованию релаксационных свойств жидкостей с использованием электровзрывной установки / И. А. Банникова, О. Б. Наймарк, С. В. Уваров // Экстремальные состояния вещества. Детонация. Ударные волны: сборник тезисов докладов международной конференции XV Харитоновские тематические научные чтения. Саров, 18–22 марта 2013 г. – Саров, 2013. – С. 348–349.

236. Банникова, И. А. Экспериментальное исследование глицерина и воды под действием импульсного нагружения / И. А. Банникова, С. В. Уваров, О. Б. Наймарк // Экстремальные состояния вещества. Детонация. Ударные волны: сборник тезисов докладов международной конференции XVII Харитоновские тематические научные чтения. Саров, 24–27 марта 2015 г. – Саров, 2015. – С. 138–139.

237. Банникова, И. А. Экспериментальное исследование механических свойств дистиллированной воды при электровзрывном нагружении / И. А. Банникова, О. Б. Наймарк, С. В. Уваров // Взрыв в физическом эксперименте: тезисы докладов всероссийской конференции. Новосибирск, 16–20 сентября 2013 г. – Новосибирск, 2013. – С. 118–119.

238. Банникова, И. А. Исследование фрагментации трубчатых керамических образцов с использованием электровзрывной установки / И. А. Банникова, О. Б. Наймарк, С. В. Уваров //

Иерархически организованные системы живой и неживой природы: тезисы докладов международной конференции. Томск, 09–13 сентября 2013 г. – Томск, 2013. – С. 211–212.

239. Банникова, И. А. Анализ статистических закономерностей распределений фрагментов трубчатых образцов из оксида алюминия / И. А. Банникова, С. В. Уваров, О. Б. Наймарк // Физическая мезомеханика многоуровневых систем. Моделирование, эксперимент, приложения: сборник тезисов докладов международной конференции. Томск, 03–05 сентября 2014 г. – Томск, 2014. – С. 365–366.

240. Банникова, И. А. Многомасштабные закономерности динамического разрушения керамик / И. А. Банникова, С. В. Уваров, О. Б. Наймарк // Перспективные материалы с иерархической структурой для новых технологий и надежных конструкций: сборник докладов международной конференции. Томск, 21–25 сентября 2015 г. – Томск, 2015. – С. 247–248.

241. Bannikova, I. Study of ceramic tube fragmentation under shock wave loading [Electronic resource] / I. Bannikova, S. Uvarov, M. Davydova, O. Naimark // Fracture at all scales: abstract collection online 20th European Conference on Fracture. Trondheim, Norway, 30 June – 04 July, 2014. – Trondheim, Norway, 2014. – 1 p. – URL: http://ntnuv.no/wp-content/uploads/conference_abstracts/5/118Abstract00191.pdf (access date: 28.02.2017).

242. Bannikova, I. Self-similarity of the wave profiles in water under dynamic loading / I. Bannikova, S. Uvarov, O. Naimark // Equations of state for matter: book of abstracts XXIX international conference. Elbrus, Russia, March 01–06, 2014. – Moscow–Chernogolovka–Nalchik, 2014. – P. 62–63.

243. Uvarov, S. V. Pulse loading of glycerol by electric explosion of wire / S. V. Uvarov, O. B. Naimark, I. A. Bannikova // Interaction of intense energy fluxes with matter: book of abstracts XXX International conference. Elbrus, Russia, March 01–06, 2015. – Elbrus, Russia, 2015. – P. 79–80.

244. Bannikova, I. A. Experimental study of mechanical properties of liquids under shock wave loading / I. A. Bannikova, S. V. Uvarov, A. N. Zubareva, A. V. Utkin, O. B. Naimark // Equations of State for Matter: book of abstracts XXXI International Conference. Elbrus, Russia, March 01–06, 2016. – Elbrus, Russia, 2016. – P. 128.

245. Банникова, И. А. Статистические закономерности фрагментации керамических трубчатых образцов / И. А. Банникова, С. В. Уваров, О. Б. Наймарк // Забабахинские научные чтения: сборник материалов XII международной конференции. Снежинск, 02–06 июня 2014 г. – Снежинск, 2014. – С. 183–184.

246. Наймарк, О. Б. Турбулентность, индуцированная дефектами, в конденсированных средах при интенсивных воздействиях / О. Б. Наймарк, С. В. Уваров, И. А. Банникова,

И. А. Пантелеев // Забабахинские научные чтения: сборник тезисов докладов XII международной конференции. Снежинск, 02–06 июня 2014 г. – Снежинск, 2014. – С. 38–39.

247. Банникова, И. А. Экспериментальное исследование жидкостей в условиях ударно-волнового сжатия и растяжения / И. А. Банникова, А. Н. Зубарева, С. В. Уваров, А. В. Уткин, О. Б. Наймарк // Забабахинские научные чтения: сборник материалов XIII международной конференции. Снежинск, 20–24 марта 2017 г. – Снежинск, 2017. – С. 162–163.

248. Банникова, И. А. Автомодельность ударно-волновых фронтов конденсированных сред в диапазоне скоростей деформаций 105-107 1/с / И. А. Банникова // IX Всероссийский съезд по фундаментальным проблемам теоретической и прикладной механики: аннотации докладов. Казань, 20–24 августа 2015 г. – Казань, 2015. – С. 30.

249. Банникова, И. А. Влияние пористости керамики на статистику фрагментации в условиях электровзрывного нагружения / И. А. Банникова, С. В. Уваров, О. Б. Наймарк // Механика, ресурс и диагностика материалов и конструкций: сборник материалов X международной конференции. Екатеринбург, 16–20 мая 2016 г. – Екатеринбург, 2016. – С. 310–311.