

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Пермский федеральный исследовательский центр
Уральского отделения Российской академии наук

На правах рукописи



Ефремов Денис Викторович

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ МЕХАНИЗМОВ ПЕРЕНОСА
ИМПУЛЬСА В СТРУКТУРИРОВАННЫХ СПЛОШНЫХ СРЕДАХ

1.1.8 – Механика деформируемого твердого тела

Диссертация
на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

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

Пермь – 2025

ОГЛАВЛЕНИЕ

ВВЕДЕНИЕ.....	4
ГЛАВА 1. АНАЛИТИЧЕСКИЙ ОБЗОР. МЕХАНИЗМЫ ПЕРЕНОСА ИМПУЛЬСА В СТРУКТУРИРОВАННЫХ СРЕДАХ	12
1.1. Автомодельные закономерности локализованного сдвига в структурированных сплошных средах	12
1.1.1. Механизмы переноса импульса в жидкостях и в сплошных средах .	12
1.1.2. Механизмы локализованного сдвига, обусловленные дефектами	17
1.1.3. Поведение сплошных сред при ударно-волновом нагружении	19
1.1.4. Нелинейные эффекты при локализации сдвиговой деформации	25
1.1.5. Тангенциальные разрывы при течении структурированных сплошных сред.....	29
1.1.6. Статистическая автомодельность, развитие неустойчивостей в условиях развитой турбулентности и пластического течения	30
1.2. Механизмы локализации и неустойчивости пластической деформации ...	32
1.2.1. Локализация пластической деформации	32
1.2.2. Эффект Портевена-Ле Шателье.....	38
1.3. Гидро- и сонолюминесценция при интенсивных течениях сплошных сред	41
1.4. Выводы по главе	54
ГЛАВА 2. Экспериментальное исследование автомодельных закономерностей механизмов неустойчивости пластического течения металлов	57
2.1. Выбор материала, геометрии образцов, режимов нагружения	59
2.2. Экспериментальное исследование закономерностей пластического деформирования образцов	60
2.3. Статистическая обработка данных эксперимента.....	61
2.4. Дифференциальная сканирующая калориметрия пластически деформированных образцов	64
2.5. Выводы по главе	68

ГЛАВА 3. Исследование закономерностей развития неустойчивостей локализованного сдвига в структурированных сплошных средах	70
3.1. Исследование механизмов формирования локализованных сдвигов в структурированных сплошных средах	72
3.2. Исследование реологических свойств структурированных сплошных сред	75
3.2.1. Измерение вязкости структурированной сплошной среды методом Стокса	75
3.2.2. Измерение вязкости структурированной сплошной среды с помощью системы коаксиальных цилиндров	77
3.2.3. Измерение вязкости структурированной сплошной среды с помощью реометра конус-плоскость (динамические испытания)	81
3.2.4. Динамические испытания структурированной сплошной среды методом электрического взрыва проводника	86
3.2.5. Структурно-феноменологическая модель вязкости	87
3.2.6. Реологические исследования среды ГРП на основе вязкоупругого ПАВ с добавлением расклинивающего материала	91
3.3. Выводы по главе	93
ГЛАВА 4. Исследование теплофизических закономерностей развития неустойчивостей в структурированных средах при высоких скоростях сдвига	95
4.1. Экспериментальные исследования закономерностей развития гидро- и сонолюминесценции	96
4.2. Статистический анализ сигналов гидро- и сонолюминесценции	102
4.3. Двухконтурная экспериментальная установка для исследования связи закономерностей развития гидро-, сонолюминесценции и кавитации	107
4.4. Выводы по главе	110
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	112
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	114

ВВЕДЕНИЕ

Актуальность и степень разработанности темы исследования. В работе экспериментально исследуются закономерности механизмов деформации и переноса импульса в структурированных сплошных средах, обусловленные коллективными свойствами ансамблей дефектов.

На роль дефектов и возможность универсальных механизмов переноса импульса в твердых телах и жидкостях впервые было обращено внимание в работах Я.И. Френкеля, в которых отмечалось, что жидкости, являясь конденсированными средами, могут обнаруживать механизмы переноса импульса, более свойственные твердым телам [1]. Экспериментально установленная в работах А.Д. Сахарова с сотрудниками [2] универсальная асимптотика вязкости конденсированных (сплошных) сред при скоростях деформации $\sim 10^5 \text{ с}^{-1}$ связывалась с возможностью «дислокационных механизмов» переноса импульса. Экспериментальными исследованиями Б.В. Дерягина с сотрудниками [3] было показано, что данные механизмы реализуются при проявлениях сдвиговой упругости при частотах $10^5 \div 10^6$ Гц. В развитие указанных работ в лаборатории Физических основ прочности ИМСС УрО РАН проведены экспериментальные исследования по ударно-волновому нагружению жидкостей методом электрического взрыва проводника [4, 5], и установлен псевдопластический механизм переноса импульса в диапазоне скоростей деформации $\sim 10^5 \div 10^7 \text{ с}^{-1}$.

Я.И. Френкелем было введено время $\tau_F \sim 10^{-5}$, характеризующее акты коллективного движения групп молекул (сдвиговые моды) при частотах ω_F :

$$\omega > \omega_F = \frac{1}{\tau_F},$$

Для реализации такого механизма в жидкостях, в отличие от традиционного, определяемого kT , необходимы флуктуации, порождаемые акустическими модами при наличии сдвиговой упругости, что впервые экспериментально установлено в работах Б.В. Дерягина [3].

В работах С.В. Стебновского [6] установлено, что полярные жидкости (вода, глицерин, ацетон, этиловый спирт) в определённом диапазоне температур и при слабых сдвиговых воздействиях имеют упорядоченную структуру и проявляют неньютоновские свойства. С увеличением скорости сдвига упорядоченная структура нарушается и жидкости демонстрируют традиционное ньютоновское поведение. Аналогичное явление наблюдается в структурированных растворах полимеров, проявляющих псевдопластические (неньютоновские) свойства, когда с ростом скорости деформации упорядоченная структура разрушается, что проявляется в виде уменьшения вязкости жидкости с ростом скорости деформации.

Качественные изменения механизма переноса импульса в интенсивных сдвиговых потоках и диссипативных свойств жидкостей наблюдаются в экспериментах по регистрации явления гидролюминесценции в диапазоне скоростей деформации $\sim 10^5 \div 10^6 \text{ с}^{-1}$ [7]. Резкий рост интенсивности гидролюминесценции свидетельствует о качественном изменении механизмов переноса импульса и может быть ассоциирован с коллективными сдвигами в ансамблях молекул, эффектами сдвиговой упругости и формированием мезоскопических носителей, определяющих квазипластические закономерности течения.

Цель и задачи исследования: Целью диссертационной работы является экспериментальное обоснование механизмов переноса импульса в структурированных сплошных средах, обусловленных коллективными свойствами локализованных сдвигов. Экспериментально исследуются твёрдые тела (алюминий-магний-свинец сплав АМгб) и структурированные среды (глицерин; среды, применяемые в технологии гидроразрыва пласта на основе гуара и сурфогеля, гидравлическое масло) в широком диапазоне скоростей деформации для изучения связи механизмов деформации с коллективными явлениями в ансамблях локализованных сдвигов.

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

1. Экспериментальное исследование закономерностей множественной локализации сдвиговой пластической деформации в условиях проявления эффекта Портевена–Ле Шателье при сжатии «наклонных» образцов из сплава АМгб, с последующей статистической обработкой флуктуаций напряжения течения;
2. Экспериментальное исследование образцов из сплава АМгб при различной степени деформации методом дифференциальной сканирующей калориметрии с целью изучения баланса запасенной энергии, связанной с накоплением дефектов сдвига и диссипативными процессами, ассоциируемых с пластическим течением;
3. Разработка, создание экспериментальной установки и методики исследования локализации сдвиговой деформации в полярных сплошных средах для изучения механизмов деформации, обусловленных пластическими сдвигами;
4. Реологические исследования псевдопластических свойств структурированных растворов полимеров в широком диапазоне скоростей сдвига и давлений;
5. Разработка и создание экспериментальной установки, методики для исследования закономерностей гидролюминесценции в диапазоне скоростей деформации $\sim 10^5 \div 10^6 \text{ с}^{-1}$.

Научная новизна исследования заключается в том, что:

1. Исследования кинетических и термодинамических закономерностей развитого пластического течения в условиях проявления эффекта Портевена–Ле Шателье позволили обосновать существование двух критических точек, характеризующих качественно-различную динамику пространственно-временной локализации пластического течения, обусловленные коллективными свойствами дефектов сдвига;
2. Установлена статистическая автомодельность пространственно-временной динамики флуктуаций напряжений пластического течения в сплаве АМгб, позволившая обосновать предположение об

универсальности механизма переноса импульса в структурированных сплошных средах по механизму псевдопластического сдвига.

3. Установлена универсальная степенная зависимость вязкости в структурированных сплошных средах в широком диапазоне интенсивностей нагружения с величиной показателя, характерного для псевдопластического течения, обусловленного множественными дефектами сдвига.
4. Установлено существование порогового значения скорости деформации $10^5 \div 10^6 \text{ с}^{-1}$, соответствующего возникновению эффектов гидро- и сонолюминесценции. По данным статистических распределений сигналов, полученных с фотоумножителя, обосновано предположение, что явление гидролюминесценции вызвано формированием множественных локализованных сдвигов в структурированных сплошных средах.

Теоретическая и практическая значимость работы заключается в том, что:

1. Разработана новая экспериментальная методика, позволившая выявить качественно новые закономерности локализации пластической деформации и подтвердить существование двух критических точек в условиях проявления эффекта Портевена-Ле Шателье;
2. Предложено объяснение механизма пластической деформации в присутствии двух критических точек с использованием калориметрических измерений, подтвердивших стадийность развития деформации локализованным сдвигом и переход к формированию очагов разрушения;
3. Доказана необходимость учета множественных локализованных сдвигов в структурированных сплошных средах и их роли в механизмах переноса импульса в соответствующих диапазонах скоростей деформирования;
4. Введены на основе оригинальных экспериментальных данных новые трактовки явления гидролюминесценции при интенсивных течениях

структурированных сред в условиях инициирования множественных локализованных сдвигов.

5. Обоснованы методические рекомендации для разработки программно-аппаратных комплексов для оценки условий инициирования кавитационных режимов по данным гидро- и сонолюминесценции.

Методология и методы диссертационного исследования:

1. Деформирование сжатием наклонных цилиндрических образцов из сплава АМгб с регистрацией флуктуаций напряжения пластического течения реализовано на сервогидравлической испытательной машине Shimadzu AG-300 с использованием средств регистрации высокого временного разрешения;
2. Исследование доли запасённой энергии проведено методом дифференциальной сканирующей калориметрии с помощью прибора Netzsch STA "Jupiter" 449;
3. Исследование локализации сдвиговой деформации и измерение вязкости в структурированных сплошных средах проведено на оригинальной экспериментальной установке по типу реометра «коаксиальные цилиндры»; на реометрах промышленного изготовления RheolabQS производства компании Anton Paar, оснащённого измерительной системой «коаксиальные цилиндры», реометра Physica MCR501, оснащённого измерительной системой «конус-плоскость»;
4. Исследование явлений гидро- и сонолюминесценции проведено на оригинальной установке с применением высокоскоростной видеокамеры PHOTRON FASTCAM SA-Z MODEL 2100 K, фотоумножителя Hamamatsu H6779, осциллографа Tektronix DPO 7254.
5. Обработка результатов измерений проведена с использованием оригинальных программных комплексов.

Положения, выносимые на защиту.

1. Обоснование существования двух критических точек при множественной локализации пластической деформации в условиях

проявления эффекта Портевена–Ле Шателье, определяющих различную коллективную динамику пластических сдвигов и переход к локализации разрушения;

2. Статистическая автомодельность пространственно-временной динамики флуктуаций напряжений пластического течения в сплаве АМгб, позволившая обосновать предположение об универсальности механизма переноса импульса в структурированных сплошных средах по механизму псевдопластического сдвига.
3. Обоснование степенной зависимости вязкости от скорости деформации с учётом давления для структурированных сплошных сред, отражающей автомодельные закономерности коллективного поведения локализованных сдвигов.
4. Существование порогового значения скорости деформации $10^4 \div 10^5 \text{ с}^{-1}$ возникновения явлений гидро- и сонолюминесценции, соответствующего смене механизма переноса импульса от диффузионного к псевдопластическому сдвигу;
5. Соответствие степенного закона распределения сигналов гидролюминесценции при достижении скорости деформации $10^4 \div 10^5 \text{ с}^{-1}$ коррелированному поведению локализованных сдвигов при смене механизма переноса импульса от диффузионного к псевдопластическому сдвигу.

Достоверность полученных результатов достигается с помощью применения в экспериментах современной измерительной аппаратуры, апробированных экспериментальных методик, высокой степенью воспроизводимости экспериментальных результатов. Полученные результаты согласуются с литературными данными, теоретическими и экспериментальными результатами других исследователей.

Личный вклад автора: автором были подготовлены и проведены эксперименты по деформированию сжатием наклонных образцов из сплава АМгб с использованием испытательной машины; проведена статистическая обработка

результатов измерений флуктуаций напряжения пластического течения; проведено исследование доли запасённой энергии методом дифференциальной сканирующей калориметрии. Автором разработана и изготовлена экспериментальная установка для регистрации локализации сдвиговой деформации в жидкостях и измерения вязкости жидкостей, в том числе, с добавлением твёрдых наполнителей; проведено измерение реологических свойств структурированных сред с помощью реометров промышленного изготовления. Совместно к.ф.-м.н. Баяндиным Ю.В. разработана физическая модель вязкости. Совместно с к.ф.-м.н. Уваровым С.В. разработана и изготовлена экспериментальная установка по исследованию явлений гидро- и сонолюминесценции, разработана методика исследования кавитации посредством регистрации явления сонолюминесценции. Автором проведены статистическая обработка сигналов гидро- и сонолюминесценции, анализ полученных данных, подготовлен и опубликован ряд статей по теме диссертационной работы.

Апробация работы. Основные положения и результаты работы докладывались на российских и международных конференциях, в том числе: Всероссийская конференция «Зимняя школа по механике сплошных сред» (Пермь, 2017, 2019, 2021, 2023, 2025); Международный симпозиум «Неравновесные процессы в сплошных средах» (Пермь, 2017, 2021, 2024); Петербургские чтения по проблемам прочности (Санкт-Петербург, 2018); Международная конференция «Деформация и разрушение материалов и наноматериалов» (Москва, 2019); Международная конференция «Перспективные материалы конструкционного и функционального назначения» (Томск, 2020); Международная конференция «Актуальные проблемы прочности» (Беларусь, Витебск, 2022); Международная конференция «Физическая мезомеханика материалов» (Томск, 2022, 2023); Международная конференция «Техническая акустика» (Беларусь, Витебск, 2023); Всероссийский съезд по теоретической и прикладной механике (Санкт-Петербург, 2023); Международная конференция «Актуальные проблемы современной механики сплошных сред и небесной механики» (Томск, 2023, 2024); Fortov International Conference (п. Терскол, 2024, 2025); XI теплофизический семинар (Екатеринбург, 2024); Всероссийский симпозиум по горению и взрыву (Суздаль,

2024); Механика деформируемого твердого тела в проектировании материалов и конструкций (Пермь, 2024).

Ключевые результаты получены в рамках государственного задания Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (№ темы АААА-А19-119013090021-5); проектов Российского фонда фундаментальных исследований (№ 19-48-590016; 17-01-00867_а, 19-48-590016_p_а) и Российского научного фонда (№ 21-79-30041); при финансовой поддержке Правительства и Пермского края в рамках научного проекта № С-26/562 от 23 марта 2021 г.

Публикации. По теме диссертации опубликовано 39 работ, из них 12 статей в журналах [8-20], включённых в Перечень рецензируемых научных изданий, в которых должны быть опубликованы основные научные результаты диссертаций на соискание учёной степени кандидата наук (из них 4 статьи в российских научных журналах индексируемых в базе данных Scopus [8, 11, 15, 19], 2 статьи в российских научных журналах индексируемых в базе данных Web of Science [11, 15], 2 статьи в российском журнале, переводная версия которого индексируется в базе данных Web of Science, Scopus [16, 19]), 5 статей в сборнике материалов конференций, индексируемых в базе данных Scopus [9, 10, 13, 14, 18], 1 патент [20], 26 публикаций в сборниках материалов международных и всероссийских конференций.

Структура и объем диссертационной работы. Диссертация состоит из введения, четырёх глав, заключения и списка литературы, содержащего 127 источников. Работа представлена на 126 страницах, содержит 66 рисунков и 6 таблиц.

Благодарности. Автор диссертационной работы выражает благодарность научному руководителю д.ф.-м.н., профессору О.Б. Наймарку, Сотрудникам лаборатории Физических основ прочности ИМСС УрО РАН, Сотрудникам кафедры Нанотехнологий и микросистемной техники ПГНИУ, сотруднику кафедры Физики фазовых переходов ПГНИУ В.Г. Гилёву, за помощь и поддержку.

ГЛАВА 1. АНАЛИТИЧЕСКИЙ ОБЗОР. МЕХАНИЗМЫ ПЕРЕНОСА ИМПУЛЬСА В СТРУКТУРИРОВАННЫХ СРЕДАХ

1.1. Автомоделные закономерности локализованного сдвига в структурированных сплошных средах

1.1.1. Механизмы переноса импульса в жидкостях и в сплошных средах

Традиционно считается, что механизм переноса импульса в жидкостях – диффузионный, жидкости не проявляют упруго-пластичных свойств. Время релаксации неравновесного состояния в жидкостях оценивается в соответствии со скоростью самодиффузии. Это время рассчитывается по формуле Эйнштейна:

$$\tau = \frac{\delta^2}{6D}, \quad (1.1)$$

где δ – среднее расстояние между молекулами жидкости; D – коэффициент самодиффузии. Для случая маловязкой жидкости расчёты, выполненные по формуле (1.1), дают время релаксации $\tau = 10^{-11}$ с. Аналогичный результат может быть получен, если время релаксации неравновесного состояния оценить в соответствии с реологической моделью Максвелла, где время релаксации определяется:

$$\tau = \frac{\eta}{G_x} \quad (1.2)$$

где η – кинематическая вязкость; G_x – модуль сдвига при бесконечно высокой частоте или при мгновенных деформациях. Считается, что величина G_x имеет тот же порядок величины, что и величина сдвиговой упругости соответствующего твердого тела. Время релаксации по формуле (1.2) $\tau = 10^{-12}$ с. Поэтому предполагается, что упруго-пластические свойства у жидкостей могут проявляться при частотах сдвиговых колебаний около $10^{11} \div 10^{12}$ Гц, то есть на частотах, равных или превышающих частоты перескока отдельных молекул жидкости.

В [2] и последующих работах [21] исследованы механизмы релаксации при распространении ударных волн в твёрдых телах и жидкостях. Схема постановки

опытов показана на рисунке 1.1, а. Ударная волна, инициированная взрывчатым веществом 1, проходила через диск 2, имеющий синусоидальный профиль поверхности, в клиновидный испытуемый образец 3. В ударной волне возникают возмущения той же длины волны, что и периода профиля. При дальнейшем распространении по клину, волна попадает в зазор между поверхностью клина и пластинкой из оргстекла 4, где возмущения фиксируются в различные моменты времени с использованием системы СФР (скоростного фоторегистратора) (Рисунок 1.1, б).

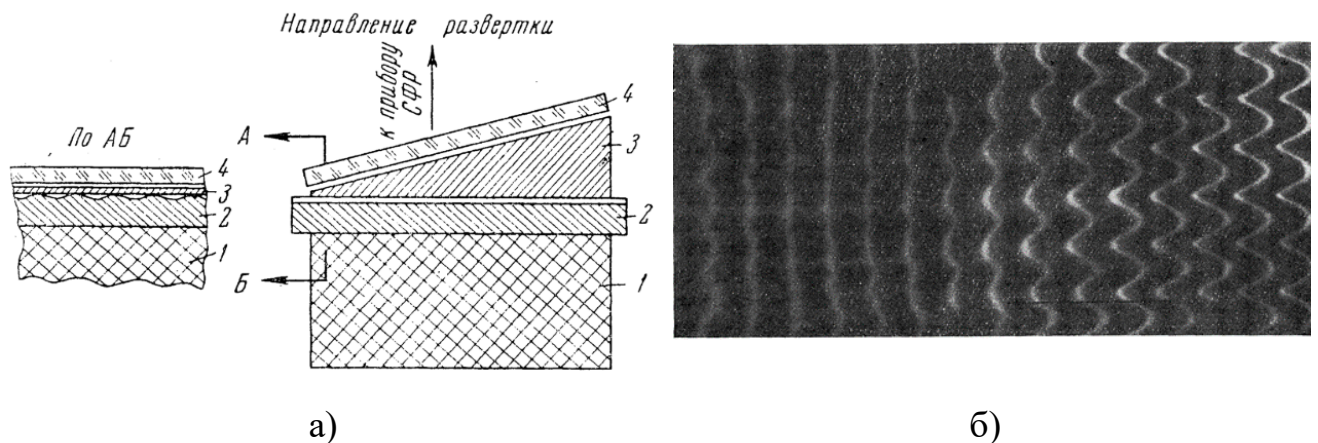


Рисунок 1.1 – (а) – Схема постановки опытов: 1 – заряд ВВ; 2 – диск с выточками; 3 – клиновидный образец; 4 – пластина из оргстекла; (б) – Фотограмма развития возмущения 1 мм = 0,33 мксек [2, 21].

Авторами впервые экспериментально была зарегистрирована эволюция и затухание возмущений на фронте ударных волн в конденсированных средах. Установленная асимптотика вязкости, примерно равная $2 \cdot 10^4$ пуаз (10^3 Па·с), для различных исследованных материалов (свинец, медь, алюминий, оргстекло, сталь, вода) при скоростях деформации $\sim 10^5$ с⁻¹ (Таблица 1.1) позволила обосновать предположение, что при данных скоростях деформации реализуется единый для твердых тел и жидкостей «квазипластический» механизм переноса импульса.

Таблица 1.1 – Результаты экспериментов [2, 21]

Вещество	Диапазон давления, ГПа	Вязкость, Па·с	Модуль упругости, МПа
Алюминий	3,1-20,2	$\sim 10^3$	74
Свинец	3,5-25,0	$\sim 10^3$	47
Медь, Сталь		$\sim 10^3$	
Вода	0,8	$2 \cdot 10^3$	2
Ртуть	1,5	$2 \cdot 10^2$	2.9

В работах [3, 22] проведены исследования по измерению сдвиговой упругости жидкостей резонансным методом, схема которого показана на рисунке 1.2а. Пьезокристалл 1 в форме прямоугольного стержня совершает резонансные колебания вдоль в направлении своей оси. Боковая горизонтальная поверхность кристалла контактирует с слоем жидкости 2, покрытой кварцевой призмой 3. В отсутствие сдвиговой упругости жидкости резонансная частота пьезокристалла должна уменьшаться согласно теореме Рели в теории колебаний. Выражение для комплексного сдвига резонансной частоты пьезокристалла имеет вид:

$$\Delta f = \Delta f' + i\Delta f'' = \frac{SkG}{4\pi^2 M f_0} \frac{1 + \cos(2kH - \varphi)}{\sin(2kH - \varphi)}, \quad (1.3)$$

где $G = G' + iG''$ – комплексный модуль сдвига жидкости, $k = \beta i a$ – комплексное волновое число жидкости, S – площадь основания кварцевой призмы, H – толщина слоя жидкости, φ – комплексный сдвиг фазы при отражении поперечной волны от границы раздела «жидкость — кварцевая призма», M – масса пьезокристалла, f_0 – резонансная частота пьезокристалла.

Для случая, когда толщина жидкой прослойки $H \ll \lambda$, где λ – длина поперечной волны, а кварцевая призма считается практически покоящейся, в случае $\varphi = 0$ выражение (1.3) дает следующую формулу для расчета сдвиговой упругости:

$$G = \frac{4\pi^2 M f_0 \Delta f H}{S}, \quad (1.4)$$

Из этой формулы видно, что при наличии сдвиговой упругости жидкости как действительные, так и мнимые сдвиги резонансной частоты должны быть обратно пропорциональны толщине жидкой прослойки.

На рисунке 1.2, б представлены экспериментальные результаты, полученные для четырёх жидкостей. Резонансная частота пьезокристалла линейно увеличивается обратно пропорционально толщине слоя жидкости, и в соответствии с предложенной теорией, все исследуемые жидкости обладают сдвиговой упругостью частотах $10^5 \div 10^6$ Гц, то есть на 6÷7 порядков ниже, чем это предполагалось ранее.

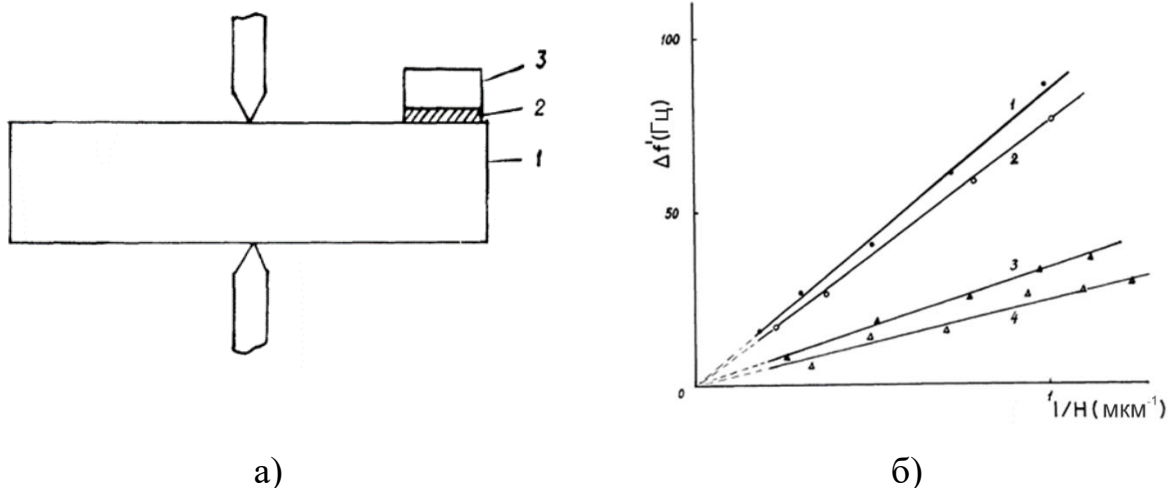


Рисунок 1.2 – (а) – схема резонансного метода измерения сдвиговой упругости жидкостей: 1 – пьезоизлучатель; 2 – исследуемая жидкость; 3 – кварцевая призма; (б) – зависимость сдвига резонансной частоты пьезоизлучателя для дибутилфталата (1), гексадекана (2), воды (3) и циклогексана (4) в зависимости от обратной толщины слоя жидкости [22].

Результаты, полученные А.Д. Сахаровым и Б.В. Дерягиным с сотрудниками находятся в соответствии с замечанием Я.И. Френкеля [1]: «..Жидкости, являясь конденсированными средами, должны обнаруживать механизмы течения более свойственные твердым телам, но не газам..»; «..Широко распространенная точка

зрения, что текучесть жидкостей реализуется при отсутствии сдвиговой упругости, является ошибочной, за исключением, может быть, жидкого гелия II..».

Я.И. Френкелем было введено время τ_F , характеризующее акты коллективного движения групп молекул (сдвиговые моды) при частотах Френкеля ω_F :

$$\omega > \omega_F = \frac{1}{\tau_F}$$

где $\tau_F \sim 10^{-5}$ время Френкеля.

Для реализации такого механизма в жидкостях, в отличие от традиционного, определяемого kT (Рисунок 1.3, а), необходимы флуктуации, порождаемые акустическими модами при наличии сдвиговой упругости (Рисунок 1.3, б), что впервые экспериментально установлено в работах Б.В. Дерягина [3, 22].

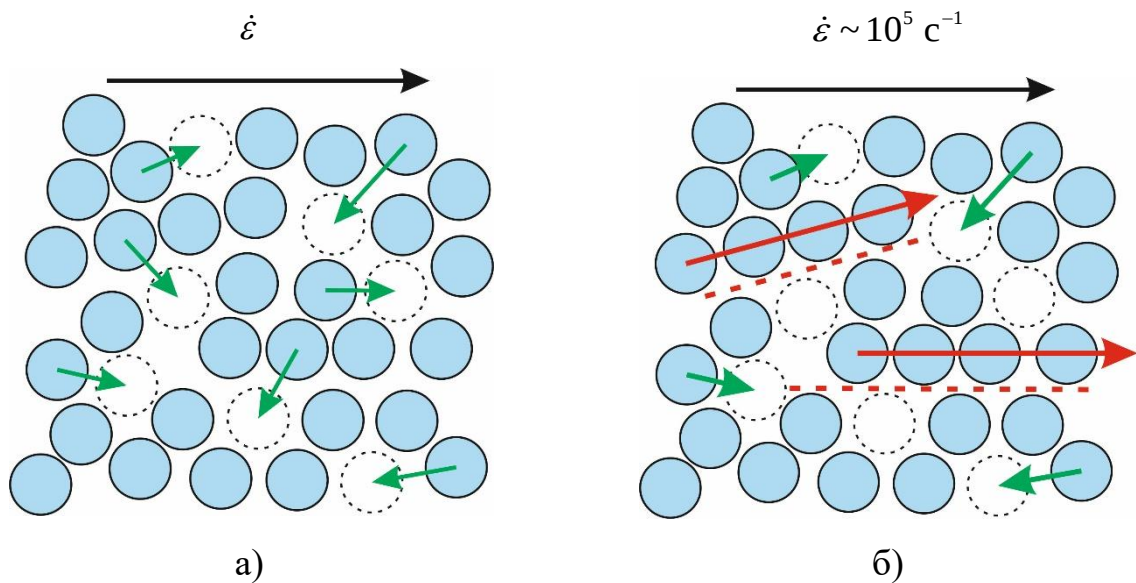


Рисунок 1.3 – (а) – иллюстрация диффузионного механизма переноса импульса в жидкостях; (б) – иллюстрация механизма переноса импульса с образованием локализованных сдвигов в жидкостях при скоростях деформации $\dot{\epsilon} \sim 10^5 \text{ с}^{-1}$.

Эти эксперименты подтверждают вывод Я.И. Френкеля, что разница между «жидким» и «твёрдым» состоянием конденсированной среды количественная, но

не качественная: плотность, силы взаимодействия, характер теплового движения являются близкими [1]. Наличие близких времен релаксации указывает на возможную роль мезоскопических дефектов (микросдвигов) в реализации квазипластического механизма переноса импульса [23-25].

1.1.2. Механизмы локализованного сдвига, обусловленные дефектами

В работе О.Б. Наймарка [24] обсуждается механизм развития неустойчивости в жидкостях на основе анализа коллективного поведения неравновесных флуктуаций, рассматриваемых как реальные дефекты структуры (сдвиги) в жидкостях. Приближение сплошной среды, принятое в гидродинамике, используется для описания механизмов переноса импульса в жидкостях в присутствии дефектов (микросдвигов), рассматриваемых как флуктуации тензора дисторсии. Введены структурные переменные, ассоциированные с типичными мезоскопическими дефектами, микротрещинами и микросдвигами. Эти дефекты описываются симметричным тензором вида

$$s_{ik} = s v_i v_k$$

для случая микротрещин и

$$s_{ik} = \frac{1}{2} s (v_i l_k + l_i v_k)$$

для микросдвигов. Здесь s – интенсивность сдвига, v и l – соответственно единичные векторы нормали к площадке сдвига и направлении сдвига. Усреднение макроскопического тензора s_{ik} даёт макроскопический тензор плотности микротрещин и микросдвигов

$$p_{ik} = n \langle s_{ik} \rangle,$$

который совпадает по смыслу с деформацией, обусловленной дефектами, n – концентрация дефектов.

Макроскопическое значение флуктуаций сдвига p_{ik} вычисляется как среднее

$$p_{ik} = n \int s_{ik} W(s, \vec{v}, \vec{l}) ds d^3 \vec{v} d^3 \vec{l}.$$

Значения $p_{xz}=p$ для случая чистого сдвига бесконечного слоя напряжением $\sigma_{xz}=\sigma$ представлено на рисунке 1.4, а в виде зависимостей для различных значений параметра $\delta=2a/\lambda n$. Величина δ характеризует как взаимодействие в ансамбле (λ – константа взаимодействия), так и влияние на размер дефектов исходного «свободного объёма» V_0 , играющего роль зародыша дефекта (с учётом представления $a \approx G/V_0$, где G – модуль сдвига). Переходы между топологически эквивалентными классами кривых определяются параметрами δ_* и δ_c , являющимися точками бифуркаций.

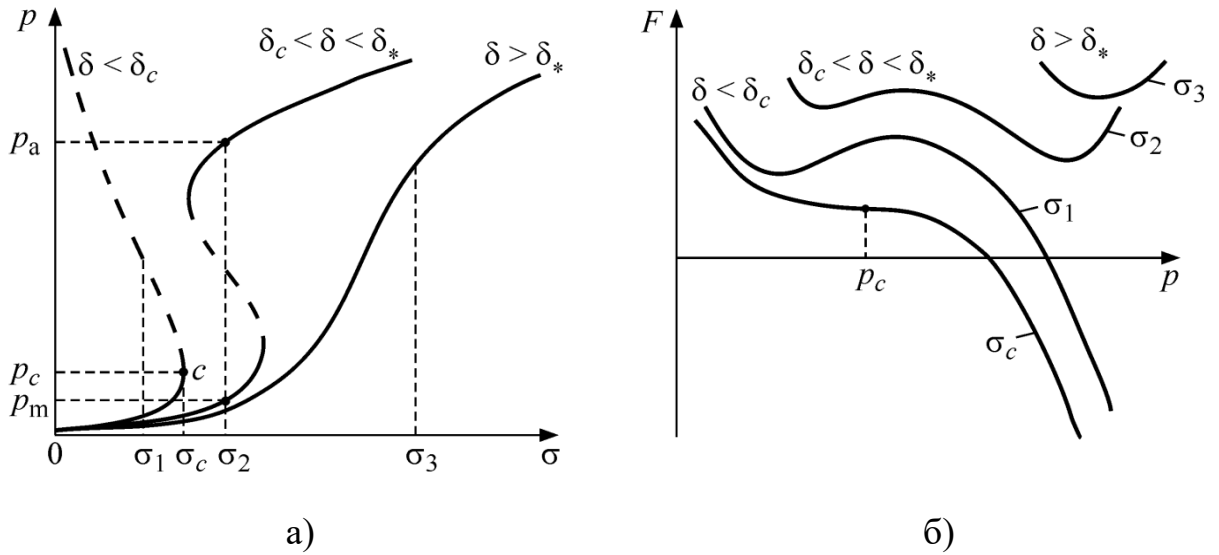


Рисунок 1.4 – Реакция материалов на рост дефектов для различных значений параметра структурного скейлинга δ . (а) – зависимость макроскопических флуктуаций сдвига p от напряжения σ ; (б) – неравновесная свободная энергия F [25].

Неравновесная свободная энергия F , отражающая спектр реакций на рисунке 1.4, б, может быть представлена в виде разложения

$$F = \frac{1}{2} A \left(1 - \frac{\delta}{\delta_*} \right) p_{ik}^2 + \frac{1}{3} B p_{ik}^4 + \frac{1}{4} C \left(1 - \frac{\delta}{\delta_c} \right) p_{ik}^6 + D \sigma_{ik} p_{ik} + \frac{1}{2} \mu (\nabla p_{ik})^2,$$

где A , B , C и D – параметры разложения; градиентный член описывает эффекты нелокальности при взаимодействии дефектов; μ – параметр нелокальности.

«Термодинамическим» ветвям соответствуют минимумы F , обеспечивающие стационарные режимы.

Развитие неустойчивостей локализованного сдвига определяется переходами через критические значения параметра структурного скейлинга δ , характеризующего взаимодействие между дефектами сдвига: критическое значение δ_* соответствует переходу из области «ламинарности» $\delta > \delta_*$ в область «ориентационного перехода» $\delta_c < \delta < \delta_*$ в ансамбле микросдвигов, сопровождающегося формированием автомодельных коллективных мод сдвига с автоволновой динамикой, характерной для локализации пластической деформации; критическое значение δ_c определяет переход в область динамики автомодельных коллективных мод сдвига с «обостряющейся кинетикой» на спектре пространственных масштабов (диссипативные структуры обострения) [24].

Эти особенности коллективного поведения дефектов сдвига позволили ввести в рассмотрение специальный тип критического поведения сплошных сред с дефектами – структурно-скейлинговые переходы [25-27].

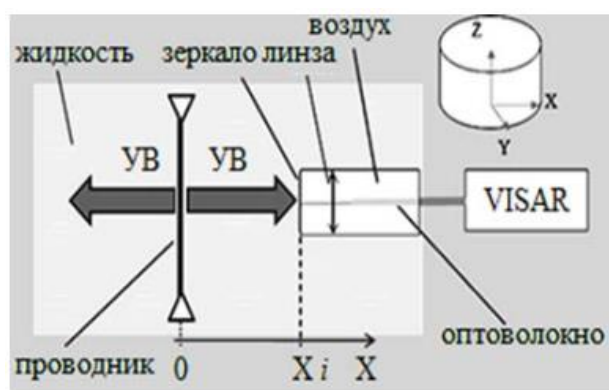
1.1.3. Поведение сплошных сред при ударно-волновом нагружении

В развитие экспериментов А.Д. Сахарова с целью изучения автомодельных закономерностей переноса импульса по механизму пластического сдвига в лаборатории Физических основ прочности Института механики сплошных сред УрО РАН были проведены эксперименты по исследованию ударно-волновых фронтов в жидкостях методом электрического взрыва проводника и методом взрывного генератора (ВГ) совместно с лабораторией Детонации ИПХФ РАН. В ходе экспериментов исследовались закономерности нарастания волновых фронтов в жидкости и возможных проявлений автомодельности, аналогичной степенной зависимости нарастания пластического фронта в при ударно-волновом нагружении твёрдых тел [4, 5, 28].

Экспериментальная установка электрического взрыва проводника состоит из цилиндрической кюветы высотой 8,5 см, диаметром 24 см, объёмом ~ 5 литров, с

вертикально установленным в центре проводником длиной 20 мм и диаметром 0,1 мкм), системы конденсаторов ёмкостью $C_0 = 0,022 \pm 0,44$ мкФ, источника высокого напряжения $U_0 = 1 \div 30$ кВ, системы разряда на проволоку, заземляющего устройства, шунта (пояса Роговского) (Рисунок 1.5, а) [28].

Комплекс для измерения скорости свободной поверхности жидкости состоит из интерференционной системы VISAR Martin Froeschner & Associates Optoelectronics FDVI Mark IV-3000 (США) и цифрового осциллографа Tektronix DPO 7254 Digital Phosphor Oscilloscope (США) [29]. Скорость свободной поверхности регистрировалась с использованием установленного на некотором расстоянии от проводника оптического отражателя (датчика измерения скорости), состоящего из трубки и мембраны (фольга с титановым напылением диаметром 1 см). В центре цилиндрической кюветы вертикально устанавливался проводник; датчик измерения скорости – на некотором расстоянии X от места инициирования ЭВП. В результате разряда на проводник с системы конденсаторов, заряженной от источника высокого напряжения, в жидкости от места ЭВП в радиальном направлении распространялась волна сжатия.



а)

б)

Рисунок 1.5 – (а) – Схема экспериментальной установки электрического взрыва проводника ЭВП; (б) – профили скорости, зарегистрированный системой VISAR [4].

С помощью интерференционной доплеровской измерительной системы VISAR регистрировались зависимости скорости свободной поверхности на различных расстояниях X (Рисунок 1.5, б). На полученном профиле скорости наблюдались 2 импульса. Первый импульс (I) частично повторял изменение тока, протекающего через проводник, второй импульс (II) был подобен профилям скорости, полученным в [30] для плоского ударно-волнового нагружения жидкости. С использованием ранее разработанной программы [31] сигналы с осциллографа обрабатывались и строились профили скорости свободной поверхности жидкости (скорость движения мембраны).

На рисунке 1.6 представлена схема экспериментальной установки по исследованию жидкостей методом взрывного генератора (ВГ). Исследуемая жидкость заливается в кювету 1 высотой $H=2\div 20$ мм и диаметром 50 мм. С одной стороны кювета ограничена пластиной 2 толщиной 2 мм из ПММА пластика с 7-микронной алюминиевой фольгой 3 диаметром 16 мм в центре, с другой стороны ограничена экраном 4 из ПММА пластика или алюминия толщиной 2 мм. Плоская ударная волна в ослабителе 6 (толщина 200 мм и диаметр 120 мм) генерировалась конической взрывной линзой 7, 8 и разгоняла тонкий алюминиевый ударник 5 (толщина 0,4 мм, диаметр 50 мм). База полёта 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) использовался интерферометр VISAR [5, 28].

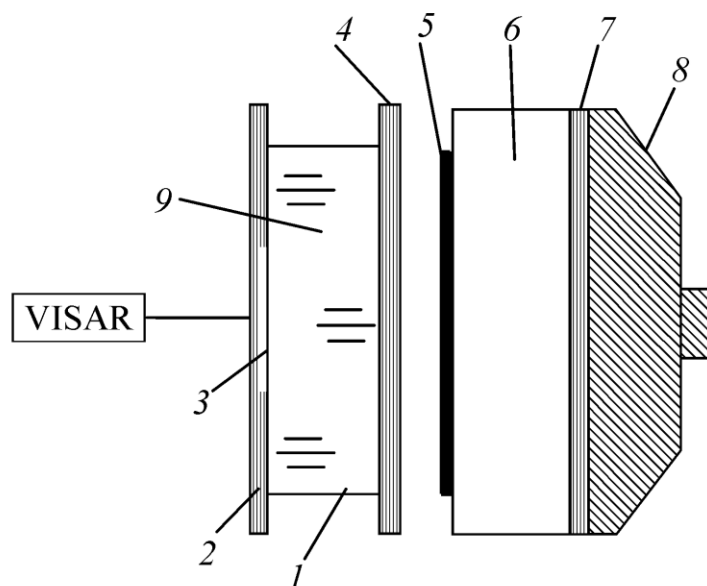


Рисунок 1.6 – Схема экспериментальной установки по исследованию ударно-волновых и прочностных свойств жидкостей методов взрывного генератора (ВГ) [28]

Методом ЭВП были получены профили скорости свободной поверхности для воды (Рисунок 1.7, а) на разных расстояниях от места инициирования взрыва проводника. На Рисунок 1.7, б-г представлены профили скорости для глицерина, силиконового и трансформаторного масла. По разнице давлений в точках II и III находились значения откольной прочности P_s ; по значениям амплитуды импульса сжатия P_0 (в точке II), вычислялись значения скоростей деформации $\dot{\epsilon}^*$ и $\dot{\epsilon}$ соответственно на фронте (I-II) и в разгрузочной области (II-III) [28].

На рисунке 1.8 в логарифмических осях представлены зависимости скорости деформации на фронте волны сжатия $\dot{\epsilon}^*$ от амплитуды импульса сжатия P_0 . Установлено, что зависимость $\dot{\epsilon}^*(P_0)$ имеет степенной вид с показателем равным 3,2 (для воды), что оказалось близким к значениям, установленным для металлов, и указывает на автомодельный характер профиля фронта волны [28].

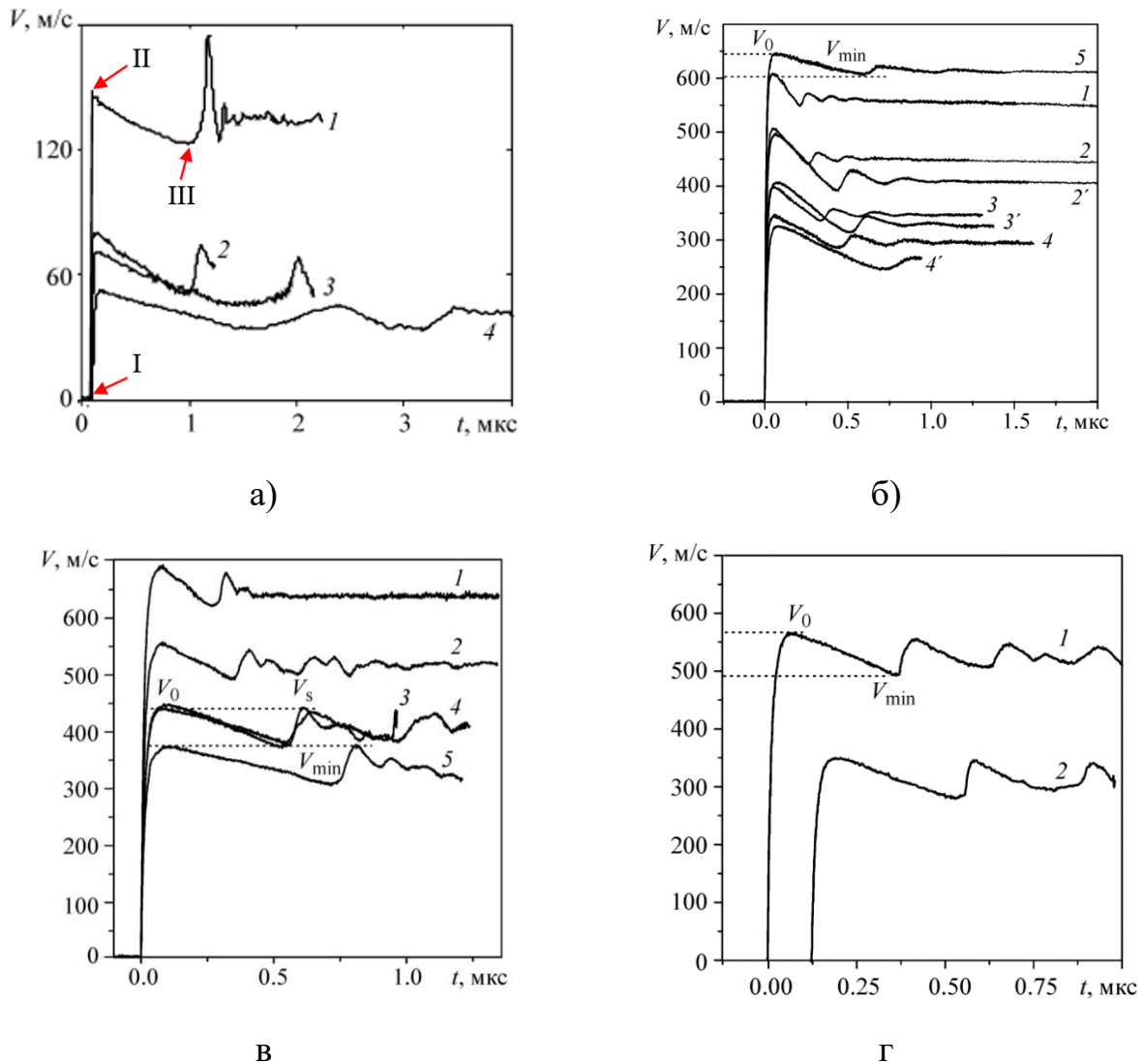


Рисунок 1.7 – Профили скорости свободной поверхности, полученные на разных расстояниях X от места инициирования взрыва (ЭВП) и толщины слоя исследуемой жидкости (ВГ): (а) – дистиллированная вода (ЭВП): 1 – 8 мм; 2 – 11 мм; 3 – 18 мм; 4 – 25 мм; (б) – технический глицерин (ВГ): 1 – $X = 2$ мм; 2 и 2' – $X = 4$ 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 $18,5^\circ\text{C}$, профили (2',3',4') – в глицерине при температуре $6,5^\circ\text{C}$; (в) – силиконовое масло марки «ВМ-1С», толщина слоя X менялась от 2 до 12 мм, (ВГ); (г) – трансформаторное масло марки «ТМ-1»: 1 – $X = 4$ мм; 2 – $X = 5$ мм (ВГ) [28].

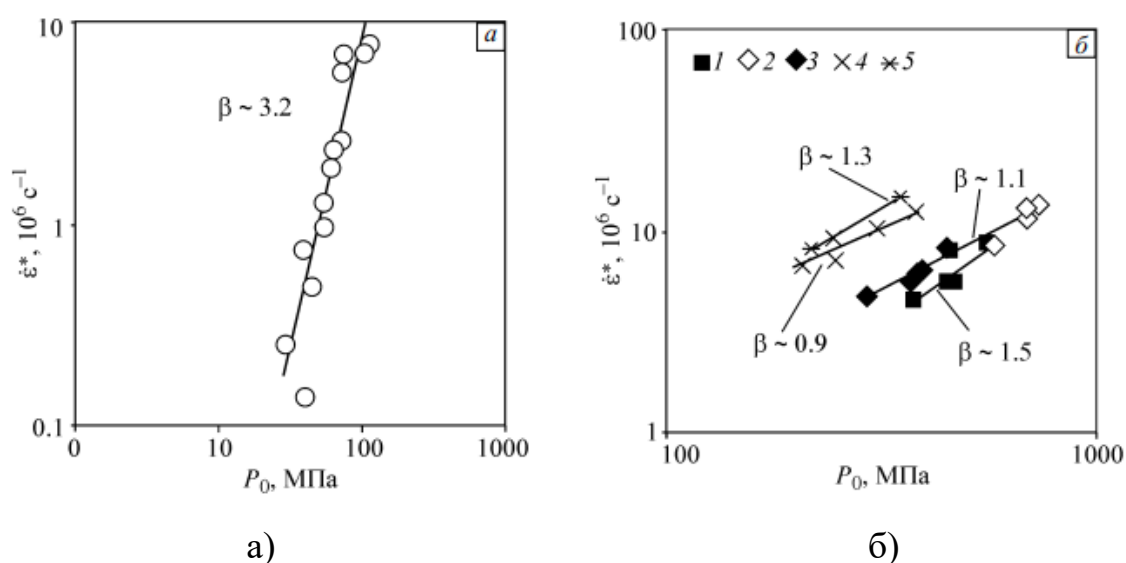


Рисунок 1.8 – Скорость деформации в зависимости от амплитуды импульса ударного сжатия: (а) – дистиллированная вода (20 °С), метод ЭВП; (б) – 1 – глицерин технический (6.5 °С), экран из ПММА; 2 – глицерин технический (18.5 °С), экран из ПММА; 3 – глицерин технический (18.5 °С), экран из алюминия; 4 – силиконовое масло ВМ-1С (18°С), экран из ПММА; 5 – трансформаторное масло ТМ-1, метод ВГ [28].

Наличие степенных зависимостей для жидкостей указывает на автомодельный характер профиля фронта волны сжатия (разрежения) и импульса откольного разрушения в условиях ударно-волнового нагружения. Значения $\beta < 2$ соответствуют степенному закону, отражающему увеличение вязкости жидкостей с ростом скорости сдвиговой деформации, как это было показано 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 [32] (0,5), но близко к значению, установленному для твёрдых тел (-0,5) [33]. 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 ($\dot{\epsilon} \sim 10^5 \div 10^7 \text{ с}^{-1}$) неньютоновское поведение может быть ассоциировано с механизмами переноса импульса,

характерными для пластического течения. Степенные закономерности в условиях ударно-волнового нагружения для воды и глицерина аналогичны пластическим волновым фронтам в твердых телах [33-35] и отражают автомодельный характер механизма переноса импульса в этом диапазоне интенсивностей нагружения. Это подтверждает предположение, что в жидкостях возможны механизмы, приводящие к «согласованному движению групп молекул», кинематически эквивалентные локализованным сдвигам. Коллективное поведение таких дефектов соответствует качественно-новому типу неравновесных критических явлений – структурно-скейлинговым переходам, приводящим к формированию коллективных мод сдвига, которым и соответствует длинно-временная часть релаксационного спектра [34]. В работах [4, 5, 28] 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 вязкости и откольной прочности от скорости деформации как следствие релаксационных механизмов с характерными временами, сопоставимыми с характерным временем $\sim 10^{-5}$ с, реализующимся в ударно-волновых экспериментах.

1.1.4. Нелинейные эффекты при локализации сдвиговой деформации

Ньютоновскими называются среды, для которых выполняется условие пропорциональности между напряжениями сдвига и градиентом скорости при ламинарном течении:

$$\tau = \mu \dot{\gamma},$$

где коэффициент пропорциональности μ называется кинематической вязкостью и характеризует механизм диффузии импульса. Кинематическая вязкость зависит от температуры и давления и не зависит от скорости сдвига. Зависимость между напряжением и скоростью сдвига (кривая течения) представляет собой прямую линию с тангенсом угла наклона μ . Кинематическая вязкость μ единственная

постоянная, полностью характеризующая ньютоновскую жидкость (Рисунок 1.9) [36].

Неньютоновскими называются среды, кривые течения которых не подчиняются линейному закону. Неньютоновские среды с реологическими характеристиками, не зависящими от времени, могут быть описаны уравнением:

$$\dot{\gamma} = f(\tau)$$

В зависимости от вида функции $f(\tau)$ в уравнении жидкости подразделяются на три группы:

- Бингамовские жидкости – жидкости кривая течения которых представляет прямую линию, пересекающую ось напряжения сдвига на расстоянии τ_y от её начала (предел текучести), превышение которого приводит к возникновению вязкого течения (Рисунок 1.9). Реологическое уравнение для бингамовских жидкостей можно записать в виде:

$$\tau - \tau_y = \mu \dot{\gamma}$$

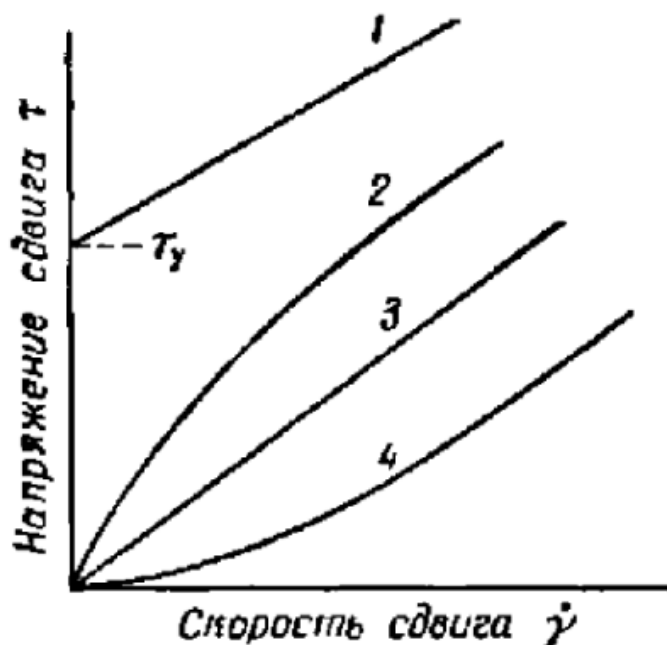


Рисунок 1.9 – Кривые течения жидкостей: 1 – бингамовская; 2 – псевдопластичная ; 3 – ньютоновская; 4 – дилатантная [36].

Поведение бингамовских жидкостей объясняется наличием пространственной структуры, которая сопротивляется напряжению сдвига, не превышающего τ_y ; если напряжение превышает τ_y , то структура разрушается и жидкость ведёт себя как обычная ньютоновская. При снятии напряжения структура жидкости восстанавливается.

- Псевдопластические жидкости не обнаруживают предела текучести, кривые течения таких жидкостей описываются зависимостью в виде степенного закона, впервые предложенной Освальдом-Рейнером:

$$\tau = k\dot{\gamma}^n,$$

где k и n – постоянные ($n < 1$) для данной жидкости, k – мера консистенции жидкости, n – характеризует степень неньютоновского поведения жидкости (Рисунок 1.9) [36].

- Дилатантные жидкости сходны по свойствам с псевдопластическими жидкостями, отличаются только тем, что вязкость таких жидкостей повышается с возрастанием скорости сдвига. Степенной закон пригоден для описания таких жидкостей, показатель степени n превышает единицу (Рисунок 1.9) [36].

Изучение механизма формирования полос локализованного сдвига является предметом устойчивого интереса в физике и механике пластичности. Однако, полосы сдвига и локализация деформации наблюдаются и в жидких средах. В работе [37] экспериментально установлено, что гомогенные полярные жидкости (вода, глицерин, спирт и др.) в зоне сдвигового деформирования приобретают оптическую анизотропию и анизотропию диэлектрической проницаемости. Полученные результаты указывают на наличие у полярных жидкостей в состоянии покоя упорядоченной структуры, которая разрушается при сдвиговых нагрузках, что свидетельствует об образовании зон локализации деформации.

В работе [38] исследована зависимость структурных характеристик воды в диапазоне температур от 0 до 20 °С под воздействием сдвиговых нагрузок. Установлено, что вода имеет сдвиговую прочность, максимальное значение которой достигается при температуре 8 °С и, следовательно, с понижением

температуры растёт упорядоченность структуры воды, на разрушение которой необходимо более интенсивное напряжение.

В [39] исследовано образование полос сдвига в металлических стёклах из сплава Vitreloy-1 ($Zr_{41.21}Ti_{13.75}Cu_{12.5}Ni_{10}Be_{22.5}$). Авторами было установлено, что в металлических стёклах обнаруживаются три моды, соответствующие механизмам переноса импульса: ньютоновский, неньютоновский и сдвиговая локализация. Ньютоновский поток реализуется при высоких температурах и низких скоростях сдвига и поддерживается независимо от скорости сдвига. Неньютоновское течение реализуется при умеренных температурах и скоростях сдвига. Неньютоновское течение зависит от скорости сдвига, однако зависимость возникает как следствие структурной стабилизации в жидкости, которая способствует поддержанию стабильного потока. Локализация сдвига осуществляется при низких температурах и высоких скоростях сдвига. В этих условиях течение становится чувствительным к скорости сдвига и проявляет неустойчивость.

Установлено, что локализация сдвига в переохлаждённых жидкостях и стёклах физически вызвана локальным уменьшением вязкости вблизи концентрации напряжений и развивается, резко увеличивая и ограничивая деформацию, пока она не достигнет локальной неустойчивостью, которая называется полосой сдвига. Уменьшение вязкости во время деформации является следствием увеличения свободного объёма и, следовательно, уменьшения плотности, что значительно снижает сопротивление материала деформации.

В работе [6] на примере глицерина исследованы зоны разрыва скорости деформации. Установлено, что глицерин в состоянии покоя имеет упорядоченную структуру, которая разрушается при слабых сдвиговых нагрузках с образованием зон разрыва по вязкости. После снятия нагрузки структура среды восстанавливается. Зоны разрыва названы тангенциальными разрывами параметров конденсированной среды и классифицированы на две группы: тангенциальные разрывы первой и второй степени.

1.1.5. Тангенциальные разрывы при течении структурированных сплошных сред

Классификация тангенциальных разрывов параметров конденсированной среды дана в [6], которые подразделяются на два типа:

- Тангенциальные разрывы первой степени (ТР1) – представляют собой образование в среде зон, вытянутых в направлении сдвиговой деформации и в которых выполняется условие $\mu_z \ll \mu$, где μ_z , μ значение структурной вязкости среды [40] вне зоны и в зоне соответственно; плотность среды в зоне тангенциального разрыва первой степени и вне неё практически одинакова.

Структурная вязкость – термин введенным Освальдом для конденсированных сред, обладающим «аномальной вязкостью», т.е. переменной вязкостью в зависимости от скорости сдвига. Позднее Рейнер ввел термин неньютоновские жидкости применительно к средам, обладающим структурной вязкостью [40].

- Тангенциальный разрыв второй степени (ТР2) – представляет собой образование вытянутой в направлении сдвигового деформирования зоны, в которой выполняется условия $\rho_z/\rho_0 \rightarrow 0$, $\mu_z/\mu \rightarrow 0$, где ρ_z , ρ_0 – плотность в зоне тангенциального разрыва второй степени и в невозмущённой среде соответственно.

Образование ТР1 в среде происходит под воздействием сдвиговой деформации $\dot{\epsilon}_\tau$ с градиентом скорости сдвига в направлении, перпендикулярному сдвигу. Формирование ТР1 реализуется при условии, что сдвиговая деформация $\dot{\epsilon}_\tau$ имеет максимум, локализованный в зоне ТР1 так, что $\dot{\epsilon}_{\tau \max} \geq \dot{\epsilon}_\tau^*$ ($\dot{\epsilon}_\tau^*$ – пороговое значение скорости деформации, при котором падение уровня структурной вязкости достигает значения μ_0 , соответствующее вязкости ньютоновского течения среды) [6].

Наблюдение ТР2 представляет из себя сложно реализуемый эксперимент, так как в зоне ТР2 плотность среды должна снизиться до нулевого уровня, т.е. должен возрасти общий объём образца среды. Очевидно, что деформация должна быть

трехмерной: состоять из сдвигового деформирования среды и растяжения в направлении, перпендикулярном сдвигу. С учетом того, что конденсированная среда всегда содержит поры, микропузырьки, в поле растягивающих напряжения может развиваться кавитация: рост полостей и слияние их с формированием ТР2 [6].

1.1.6. Статистическая автомодельность, развитие неустойчивостей в условиях развитой турбулентности и пластического течения

В работах [41, 42] исследовано развитие неустойчивостей в жидкостях при больших числах Рейнольдса в замкнутом объёме между двумя вращающимися дисками с радиусом $R = 10$ см на расстоянии $H = 27,5$ см. Диски оснащены набором из 8 лопастей высотой 2 см и толщиной 0,5 см, перпендикулярных поверхностям дисков. Диски приводились в движение двумя независимыми электродвигателями мощностью 450 Вт, частота вращения электродвигателей регулируется контуром обратной связи. Диски были изготовлены из алюминия или дерева для снижения инерции. Значения чисел Рейнольдса в экспериментах достигали $Re = 10^5$. В экспериментах скорость вращения дисков поддерживалась постоянной через цепь обратной связи, осуществлялась запись мощности, затрачиваемой на поддержание заданной скорости вращения дисков.

Вычисленные функции плотности вероятности флуктуации мощности для режима развитой турбулентности для различных чисел Рейнольдса проявляют универсальность и подчиняется негауссовой статистике (Рисунок 1.10). Появление «степенных хвостов» свидетельствует о наличии когерентных структур на макроскопическом масштабе системы (на расстоянии области между дисками H).

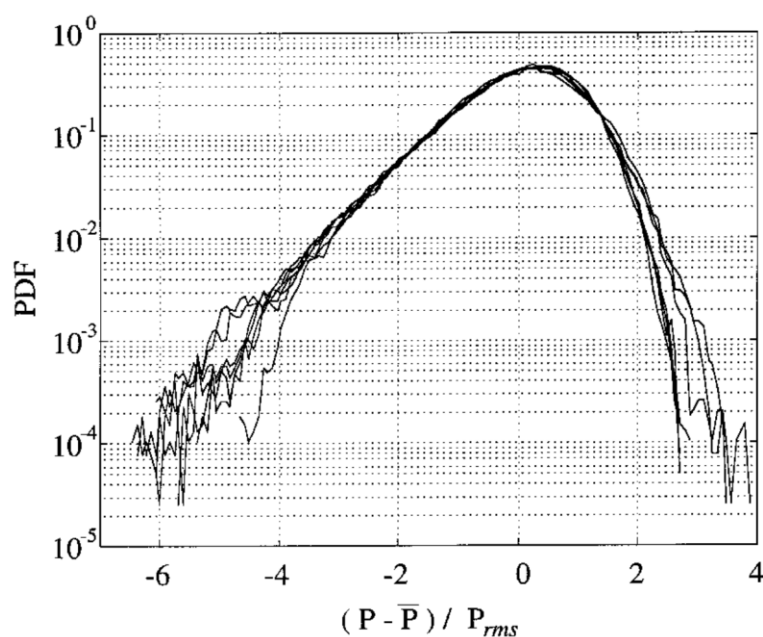


Рисунок 1.10 – Функция плотности вероятности флуктуаций мощности $\sigma_P Q(P)$, затрачиваемой на поддержание оборотов дисков в эксперименте с замкнутым турбулентным потоком между дисками [41].

Многомасштабную неустойчивость можно рассматривать как суперпозицию движущихся вихрей в широком диапазоне масштабов. Наименьший из них ассоциируется с диссипативным масштабом, наибольший – с масштабом системы [41].

Качественно аналогичный механизм наблюдается при пластической деформации твёрдых тел в условиях проявления скачкообразной деформации – эффект Портевена Ле-Шателье. В эксперименте по квазистатическому нагружению алюминиевого сплава, армко-железа и стали наблюдались выраженные пульсации напряжения течения [43]. Статистический анализ флуктуации напряжения течения в терминах функции плотности вероятности показал аналогичный вид функции распределения со степенными хвостами (Рисунок 1.11). Качественное изменение функции распределения свидетельствует о корреляции зон локализации пластического течения на масштабе образца. Возможность реализации в жидкости механизмов переноса импульса по квазипластическому сценарию (при зарождении и взаимодействии множественных сдвигов) позволяет высказать предположение о

едином механизме развития неустойчивостей в жидкостях при больших числах Рейнольдса и при пластическом течении металлов и сплавов.

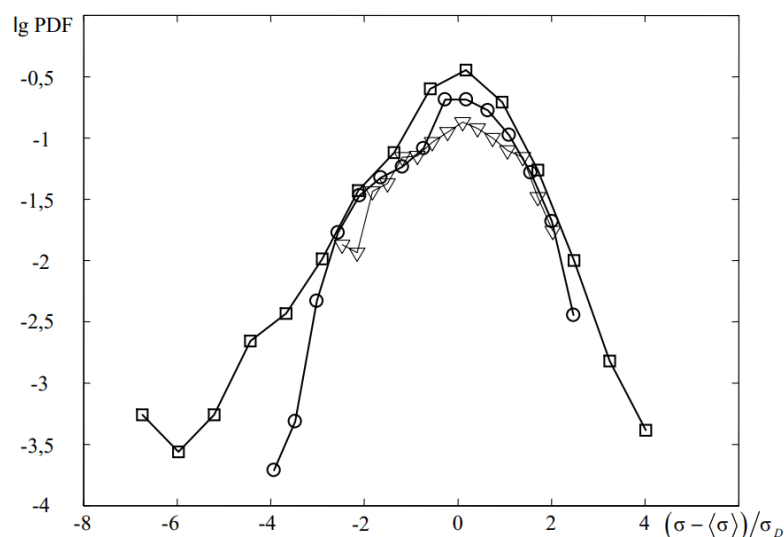


Рисунок 1.11 – Плотность распределения флуктуаций напряжения на стадии пластического течения для различных материалов: $\square$ – сплав Al 5454; $\circ$ – сталь 03X18H10; ∇ – армко-железо [43].

1.2. Механизмы локализации и неустойчивости пластической деформации

1.2.1. Локализация пластической деформации

Известно, что изначально однородный кристаллический материал деформируется неоднородно, а обнаруживает локализацию пластической деформации. При пластическом течении материал разделяется на зоны локализованной пластической деформации и зоны упругого поведения материала [44].

В [45] было установлено, что развитие пластической деформации обусловлено коллективным поведением дефектов, относящимся к различным структурным уровням. По характерному масштабу l_i принято выделять микроскопический уровень ($a \ll l_1 \ll d$; a – межатомное расстояние, d – размер

однородно ориентированной области типа ячейки или фрагмента), мезоскопический ($d \ll l_2 \ll D$; D – размер слабаразориентированной области, например зерна) и макроскопический ($D \ll l_3 \leq L$; L – характерный размер образца). На каждом из представленных уровней пластическая деформация осуществляется при взаимодействии дефектов – точечных, дислокаций, дисклинаций, планарных и т.д. При этом микроскопический уровень отвечает распределению точечных дефектов, дислокаций и дисклинаций; мезоскопический — ячеек и фрагментов, и наконец, макроскопический — неоднородно ориентированными зернами, текстурными компонентами и т.д. [3346]. С ростом степени пластической деформации каждый последующий структурный уровень «зарождается в недрах предыдущего», когда при повышении плотности дефектов исчерпается «ресурс пластичности» данного уровня [47].

В работах [48-50] показано, что локализация пластической деформации протекает неоднородно, существует большое число промежуточных стадий между пределами текучести и прочности. Классификация стадий традиционно сопоставляется с действующим на данной стадии течения законом упрочнения $\theta(\varepsilon)$, который характеризуется показателем n в уравнении Людвига для многостадийной кривой пластического течения [51]:

$$\sigma(\varepsilon) = \sigma_0 + \theta \varepsilon^n,$$

где σ – напряжение; ε – деформация; $\theta = G^{-1} d\sigma/d\varepsilon$ – коэффициент деформационного упрочнения; G – модуль сдвига; σ_0 – предел текучести. При этом

$n = 0$ на стадии площадки текучести ($\sigma = \text{const}$, $\theta = 0$),

$n = 1$ на стадии линейного деформационного упрочнения ($\sigma \sim \varepsilon$, $\theta = \text{const}$),

$n = 1/2$ на стадии параболического (тейлоровского) упрочнения ($\sigma \sim \varepsilon^{1/2}$),

$0 \leq n < 1/2$ на стадии предразрушения ($\sigma \sim \varepsilon^n$).

Автором работ [48-50] выделены стадии процесса деформации при сопоставлении последних с данными о распределении зон локализации пластического течения, что позволило установить универсальный сценарий коррелированного поведения многомасштабных зон локализации пластической

деформации, практически не зависящий от конкретных деталей механизма деформации и структуры деформируемого материала.

К основным закономерностям могут быть отнесены следующие:

- локализация возникает самопроизвольно при постоянной скорости растяжения образцов и не требует для своего появления специального воздействия;
- картины локализации последовательно меняются по мере развития пластического течения закономерным образом, а их эволюция тесно связана со стадийностью течения;
- на некоторых стадиях картины локализации обладают отчётливо выраженной пространственной и временной периодичностью;
- каждая из картин локализации, как и явления на соответствующей стадии процесса течения, связаны с определённым микроскопическим механизмом деформационного упрочнения, действующим на этой стадии;
- дефектная структура материала и деформационное упрочнение необратимо изменяются при пластической деформации, инициируя нелинейный характер развития макроскопического пластического деформирования.

Закономерности явлений микролокализации пластического течения показывают, что сценарии локализации соответствуют автоволновым процессам в активных средах. Отождествляя картины локализации пластического течения с соответствующими типами макроскопических автоволновых процессов, можно полагать, что

- на стадии площадки текучести реализуется автоволна переключения;
- на стадии линейного деформационного упрочнения возникает фазовая автоволна;
- на стадии упрочнения по Тейлору формируется стационарная диссипативная структура;
- на стадии предразрушения наблюдается коллапс автоволнового процесса.

Эти закономерности представлены на рисунке 1.12 и выполняются для всех материалов независимо от их состава и структуры, а также от механизма пластического течения [52]. Главным оказывается то обстоятельство, что

пластическая деформация протекает коррелированно по всему объёму образца, причём характерный пространственный период локализации (радиус корреляции) составляет $\sim 10^{-2}$ м и соизмерим с размером образцов.

Таким образом, в ходе пластической деформации материалов закономерным образом последовательно меняется тип генерируемых средой автоволновых процессов. Схематически такой сценарий показан на рисунке 1.13, что позволяет рассматривать деформируемый образец как пример универсального генератора автоволновых процессов [48-50].

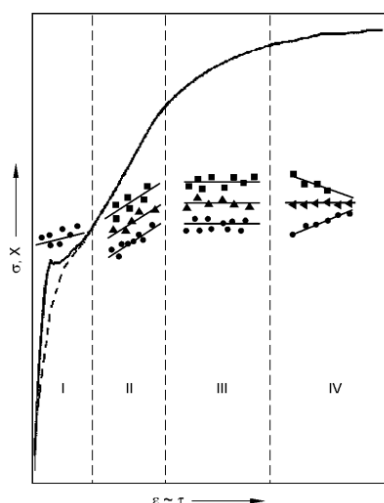


Рисунок 1.12 – Многостадийная кривая пластического течения $\sigma(\epsilon)$: I – площадка текучести, II – линейное упрочнение, III – тейлоровское упрочнение, IV – предразрушение [48].

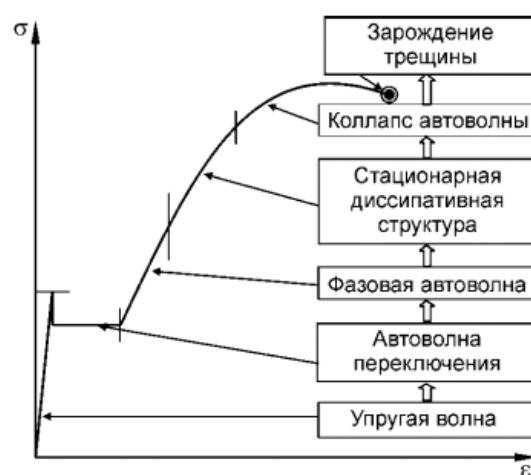


Рисунок 1.13 – Эволюция автоволновой картины при пластической деформации [48].

На макроскопическом уровне пластическая деформация происходит неоднородно и локализовано. Локализованная деформация сопровождается как визуальными, так и структурными эффектами [53]. Силовые и внешние элементы кузовов автомобилей, фюзеляжи самолётов и другие детали, полученные методом формовки, имеют следы локализации деформации (Рисунок 1.14), которые

сопровождаются увеличением напряжения течения, предела прочности, уменьшает пластичность материалов, эффективную площадь поперечного сечения, скоростную чувствительность и вязкость разрушения. Поэтому явление локализации пластической деформации вызывает повышенный интерес и внимательно исследуется.



Рисунок 1.14 – Полосы деформации на детали из сплава Al-Cu, появившиеся после операции формирования [53].

Ранними работами, посвящёнными локализации пластической деформации и её скачкообразному протеканию, можно считать работы Савара и Массона [54, 55]. Данное явление было названо «эффект Савара–Массона», ассоциируемый с появлением множества ступеней на кривых нагружения с постоянной скоростью возрастания напряжения (режим мягкого нагружения на испытательной машине). В последующем эффекту Савара–Массона было посвящено множество работ [56-60].

Одна из первых работ по изучению локализации пластической деформации производились путём нанесения меток (реперных точек) [61]. В процессе деформации образец периодически вынимали и измеряли расстояние между метками и строили диаграммы распределения деформации по длине образца.

В последующем использовался более точный метод координатных делительных сеток. Данным методом авторам [62] удалось определить параметры неоднородности пластического течения при растяжении алюминия и его сплавов.

Множество работ было проведено с использованием методов видеосъёмки и фотографирования, являющимися, по-прежнему, эффективным методом исследования. В [63, 64] было установлено, что при растяжении цилиндрических образцов из нержавеющей стали, возникает несколько шеек, которые могут быть активными (скорость деформации в них выше средней по образцу) или неактивными; в процессе деформации количество шеек увеличивается, а при деформации 30-40% одна из шеек становится максимально активной, вызывающая разрушение в дальнейшем.

В настоящее время широкое распространение получил метод корреляции цифровых изображений. В [65, 66] данным методом исследованы неоднородности пластического течения алюминий магниевого сплава в условиях проявления эффекта Портевена-Ле Шателье. Установлен квазипериодический характер развития неоднородности полей деформации при прерывистом пластическом деформировании, заключающийся в чередовании стадий возникновения и развития локальных зон активного пластического течения материала (инициирование и распространение деформационных полос) и стадий макроскопического выравнивания уровня деформации по образцу.

Авторами [67], используя рентгеновскую дифрактометрию, реализованную при синхротронном излучении, была установлена пространственно-временная упорядоченность напряжения в деформируемых материалах. Это явление было объяснено в рамках представлений о самоорганизации и периодической перестройке дислокационной структуры деформируемого объекта.

Как было сказано ранее, явление локализации пластической деформации протекает на различных масштабных и структурных уровнях. Многоуровневый подход к изучению локализации пластической деформации развивается в работах [45, 49-52, 69, 70]. Развитие локализация деформации микроскопическом масштабном уровне представлено в [68-70], на мезоскопическом уровне – в [71, 72]. Локализация пластической деформации на макроуровне сопровождается образованием и распространением полос Чернова-Людерса [44].

1.2.2. Эффект Портевена-Ле Шателье

Проявлением локализации пластической деформации на стадии упрочнения материала является прерывистое деформирование (эффект Портевена-Ле Шателье), которое характерно для широкого класса пластичных материалов при проведении испытаний на жёсткой испытательной машине в определённых температурно-скоростных условиях деформирования, когда наблюдается образование многочисленных срывов нагрузки на диаграмме нагружения [60, 73-75].

Физическое происхождение эффекта Портевена-Ле Шателье связывается с динамическим взаимодействием двух групп дефектов, а именно подвижных дислокаций и растворенных атомов. Мобильные дислокации, которые являются носителями пластической деформации, движутся «рывками» между препятствиями, создаваемыми другими дислокациями. Растворенные атомы диффундируют в поле напряжений, создаваемом подвижными дислокациями, и дополнительно закрепляют их на препятствиях. Когда система находится в определённом диапазоне скоростей деформации и температур, время диффузии атомов растворенного вещества имеет порядок времени ожидания дислокаций на препятствиях. Может иметь место отрицательная зависимость силы от скорости дислокаций, которая в масштабе образца преобразуется в отрицательную деформационную чувствительность напряжения. Как следствие, классическая картина эффекта Портевена-Ле Шателье заключается в неустойчивости однородного состояния поля деформации, обусловленной аномальной отрицательной чувствительностью к скорости деформации. Неустойчивость проявляется в зарождении зон локализованной пластической деформации с типичной шириной 10–100 нм, каждая из которых связана с падением напряжения на кривой зависимости напряжения от времени. В зависимости от температуры и скорости деформации эти полосы могут распространяться или не распространяться вдоль образца. Существуют также различные случаи пространственно-временной

корреляции областей локализованной деформации, приводящей к различным сценариям деформационного поведения [76, 77].

Для описания эффекта Портевена-Ле Шателье были выделены определённые типы деформационных полос или пики на кривой деформации. Пики типа «А» представляют собой одиночные флуктуации напряжения на деформационной кривой, которые разделены значительными произвольными промежутками времени. Пики типа «В» представляют собой одиночные крупные срывы напряжения через равные промежутки времени; пики типа «С» представляют более крупные по амплитуде срывы напряжения, нежели пики типа «В», возникают случайно на поверхности образца и не распространяются. [69, 70, 78, 79].

Иной подход к интерпретации полос Портевена-Ле Шателье изложен в [80]. При деформации алюминий магниевого сплава исследованы полосы типа А и В. Сделано заключение, что динамика поведения эффекта Портевена-Ле Шателье определяется одной полосой, которая меняет свой характер движения в процессе деформирования.

Изучению неоднородности пластического течения в условиях проявления эффекта Портевена-Ле Шателье посвящено большое число работ российских и зарубежных авторов. Традиционно эффект Портевена-Ле Шателье связывается с взаимодействием дислокаций и примесных атомов. Однако, большинство теорий не дают объяснения макроскопической природы полос деформации.

В [81] проведено экспериментальное и численное исследование механизмов пластической неустойчивости и сделан вывод, что пластическая неустойчивость определяется коллективными эффектами, далекодействующим характером взаимодействия дислокаций, приводящим к динамическим эффектам мезоскопического масштаба.

В [82, 83] проведено исследование влияния температуры на макроскопические характеристики, статистику и динамику эффекта Портевена-Ле Шателье объясняется температурная зависимость функции скоростной чувствительности и роль корреляции деформационных процессов в неоднородно

деформированном кристалле. Предложены фазовые диаграммы, которые в последующем были использованы многими исследователями.

В [84, 85] предложена «преципитатная» модель для объяснения аномального (инверсного) деформационного упрочнения сплавов, которые демонстрируют рост критической деформации с температурой и падение со скоростью деформации.

В [86] исследован эффект Портевена-Ле Шателье при сжатии образцов из алюминий-магниевого сплава при больших деформациях. Результаты интерпретированы с точки зрения фазовых переходов и критических явлений. Было обнаружено, что при переходе между прерывистым и «ламинарным» течением пластической деформации наблюдается замедление времени ожидания между скачками деформации (Рисунок 1.15).

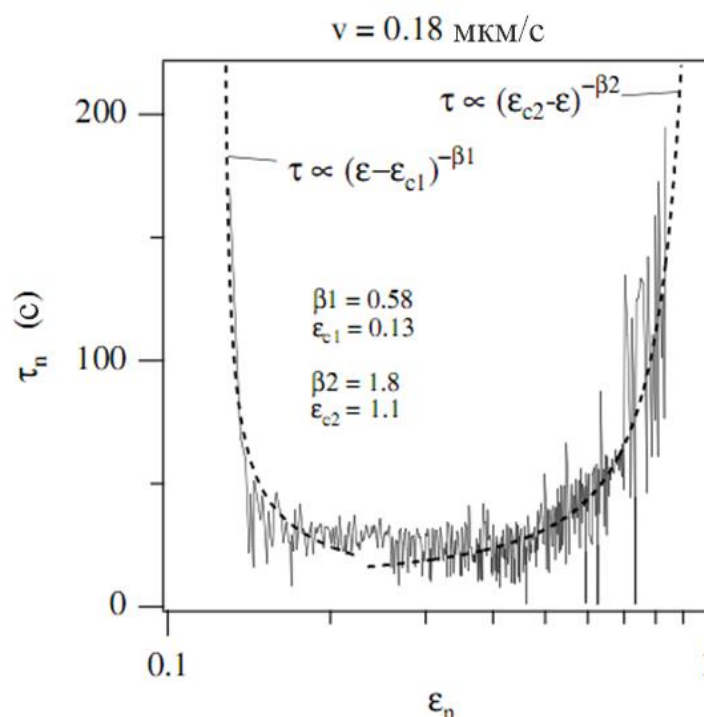


Рисунок 1.15 – Зависимость интервалов времени между конечно-амплитудными флуктуациями напряжения течения [86].

Несмотря на то, что, проведено множество исследований эффекта Портевена-Ле Шателье, объяснение механизмов зарождения и распространения полос деформации на различных масштабных уровнях остаётся открытой проблемой с

множеством актуальных приложений: аналогия эффекта Портевена-Ле Шателье с динамикой развития землетрясений [87, 88], эффектами прерывистости при течении сыпучих сред [89], динамика экономических рынков [90].

1.3. Гидро- и сонолюминесценция при интенсивных течениях сплошных сред

Под гидролюминесценцией понимается эффект эмиссии света при течении конденсированных сред, возникающей в интенсивных потоках. Условно выделяют два физических процесса: сонолюминесценция (СЛ) и гидролюминесценция (ГЛ). Механизм ГЛ существенным образом зависит от наличия стенок канала: чем больше диаметр узкого канала, тем большую скорость протекания жидкости необходимо создать, чтобы зафиксировать свечение. Эмиссия света при СЛ происходит при схлопывании кавитационных пузырьков, вызванных гидродинамическими эффектами. Обсуждаются две основные теории возникновения ГЛ и СЛ – «тепловая» и «электрическая». В основе «тепловой» теории лежит предположение, что источником свечения является образовавшийся плазменный сгусток со средней температурой 10^4 К [91-95].

Авторами [96] в эксперименте с пропусканием масла через дросселирующее устройство в виде шайбы (диаметр 1 мм, длина 0,5 мм, давление масла > 2 МПа, (Рисунок 1.16 ,а)), в узкой входной полосе проходного отверстия была зафиксирована ГЛ, состоящая из серии многочисленных вспышек (Рисунок 1.16, б). Для обнаружения электрического потенциала через фторопластовые изолирующие втулки была натянута струна из нихромового эмалированного провода. Локальная зачистка эмалевой изоляции струны образовывала метку, с помощью которой измерялось перемещение места электрического контакта струны. При пропускании масла под давлением 1 МПа никаких видимых изменений не происходило, однако были зафиксированы электрические импульсы. Повышение давления сопровождалось увеличением амплитуды электрических импульсов и повышением их частоты. Следовательно, полученные

экспериментальные результаты невозможно объяснить в рамках тепловой теории кавитации.

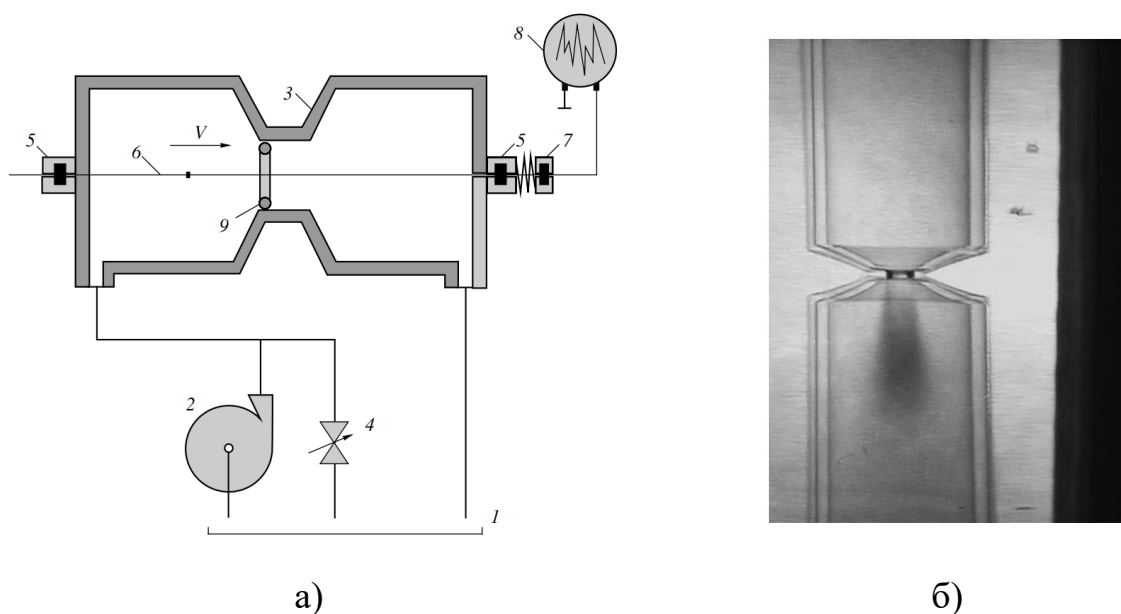


Рисунок 1.16 – (а) – схема экспериментальной установки: 1 – бак с маслом; 2 – насос; 3 – дросселирующее устройство; 4 – регулировочный вентиль; 5 – изолирующие втулки; 6 – струна; 7 – натяжитель; 8 – осциллограф; (б) - фотография дроссельного устройства и развитие «факела» кавитационных пузырьков в приёмной камере дроссельного устройства [96].

В работе [97] в подтверждение электрической теории возникновения ГЛ представлены результаты экспериментального исследования течения диэлектрической жидкости в тонком составном коаксиальном канале (Рисунок 1.17). Обнаружено, что при пропускании в качестве исследуемой жидкости минерального масла (И-20А) со скоростью потока $V = 2,5$ м/с на границе раздела диэлектриков области оргстекла возникает голубоватое свечение жидкости.

Размещённой рядом антенной было зафиксировано электромагнитное излучение, коррелирующее с образованием вспышек. Факт корреляции световых вспышек и радиопомех возможен только при наличии электрических разрядов и невозможен при тепловом нагреве. Этот факт свидетельствует в пользу электрической теории ГЛ.

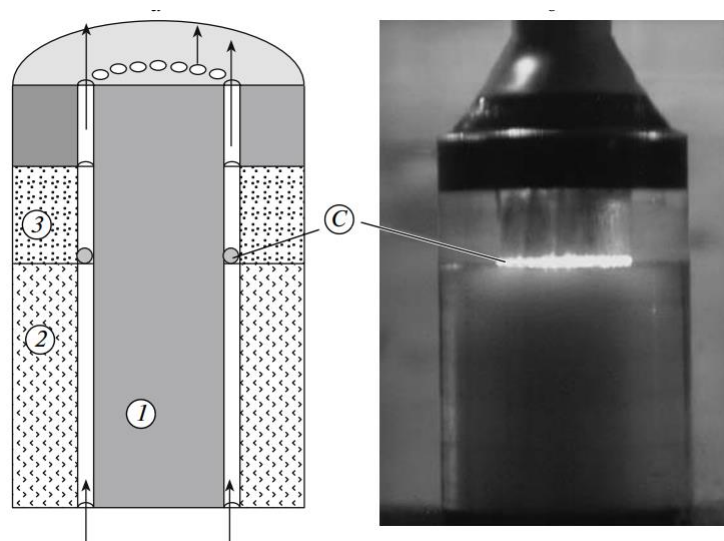


Рисунок 1.17 – Свечение жидкости в коаксиальном канале на границе контакта фторопласта и оргстекла: 1 – стенка канала (эбонит), 2 – внешняя стенка канала (фторопласт), 3 – внешняя стенка канала (оргстекло), С – свечение жидкости [97].

В работах [98, 99] представлены исследования ГЛ при пропускании под давлением индустриального масла И-40А через цилиндрическую трубку диаметром 29 мм с узким участком диаметром 1 мм, с регистрацией и анализом спектра излучения. В ходе эксперимента было зафиксировано сине-фиолетовое свечение жидкости, которое диагностировалось спектрометром (Рисунок 1.18, а). Спектр свечения состоит из сплошного спектра – собственного спектра ГЛ и полос излучения азота, присутствие которого обусловлено растворенным в масле воздухом (Рисунок 1.18, б). По полосам азота в спектре диагностировались параметры излучающей среды: определены колебательная и вращательная температура газа $T_{\text{vib}} = 4000 \text{ K}$, $T_{\text{rot}} = 300 \text{ K}$. По невысокой вращательной температуре газа сделано заключение об электрической природе возбуждения ГЛ.

Анализ сплошного спектра ГЛ показал несоответствие теоретически рассчитанному спектру абсолютно твердого тела (АЧТ) (Рисунок 1.19, а). Сделан вывод, что излучение ГЛ не имеет природу излучения АЧТ и, соответственно, ГЛ нельзя отнести к тепловому излучению.

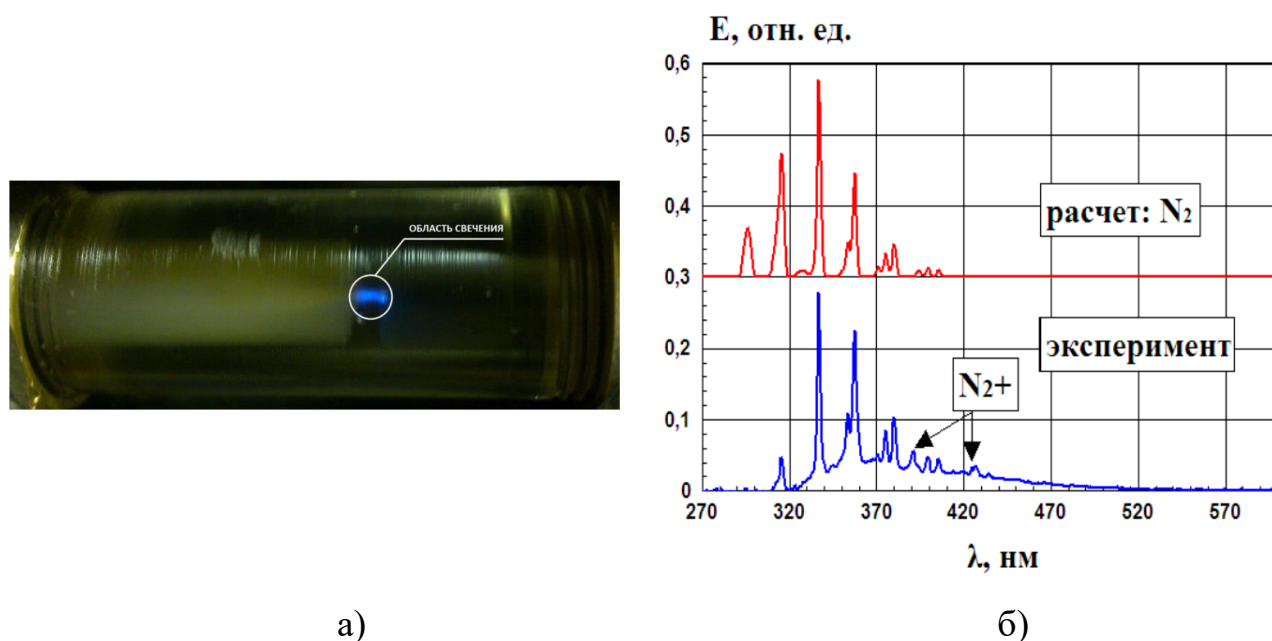


Рисунок 1.18 – (а) – Свечение индустриального масла И-40А (ГЛ); (б) – расчётный спектр азота и спектр ГЛ зафиксированный спектрометром [98, 99].

Автором [98, 99] было сделано предположение, что сплошной спектр ГЛ генерируется не в газовой фазе, а в жидкой. Причиной возбуждения сплошного спектра является многократно наблюдавшаяся электризация жидкости, вследствие трения жидкости о стенки канала при течении, так называемая триболюминесценция. Триболюминесценция возникает при наличии внешнего макроскопического воздействия. На микроскопическом уровне возбуждение сводится либо к электро-, хемо-, термо-, либо пьезолюминесценции. Причиной свечения в конечном итоге является высвечивание люминесцентных центров. Люминесцентные центры в жидкости можно возбудить и иным способом, например, облучением жидкости ультрафиолетовым излучением – фотолюминесценция.

При облучении индустриального масла И-40А ультрафиолетовым излучением, авторами [98-100] был зафиксирован спектр фотолюминесценции, полностью соответствующий сплошному спектру ГЛ (Рисунок 1.19, б). Эти данные позволяют предположить, что причина ГЛ – электризация жидкости.

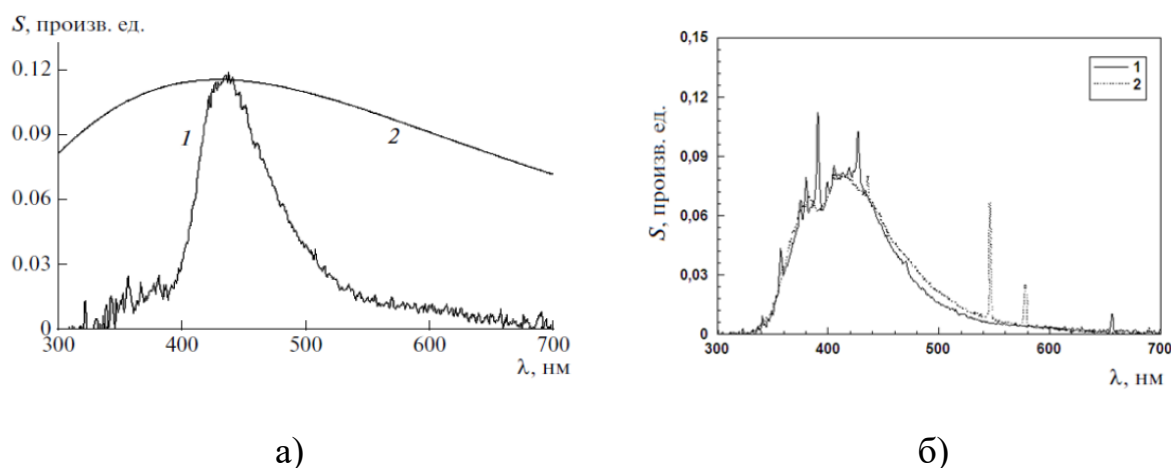


Рисунок 1.19 – (а) – спектры ГЛ (1) и абсолютно черного тела (2); (б) – спектры ГЛ (1) и фотолюминесценции (2) масла И-40А [98, 99].

Распространенной является тепловая версия механизма возникновения ГЛ. В [101] зафиксировано плазменное свечение в жидкости, пропускаемой под давлением через дросселирующее устройство (Рисунок 1.20, а). Установлено, что явление ГЛ существенно отличается от явления СЛ и представляет физически другое явление. В проведенном эксперименте диэлектрическая жидкость (с удельным сопротивлением выше 10^{11} Ом·м) под давлением до 7 МПа подавалась в камеру на вход дроссельного устройства, представляющего собой канал длиной $25 \div 30$ мм и диаметром $1 \div 2$ мм. Регулируя частоту пульсации потока жидкости и давление, в системе получали мощные резонансные колебания потока частотой 5 кГц. На входной кромке по периметру дросселирующего канала появлялось плазменное образование, по яркости напоминающее дуговой разряд (Рисунок 1.20, б). Оценка показала, что наружный диаметр плазменного кольца достигал $5 \div 6$ мм, плотность энергии 10^4 Дж/см³, средняя температура 10^4 К. Было зафиксировано, что плазменное образование имеет высокий положительный потенциал порядка 200 кВ относительно Земли, испускает электроны, рентгеновское излучение и нейтроны.

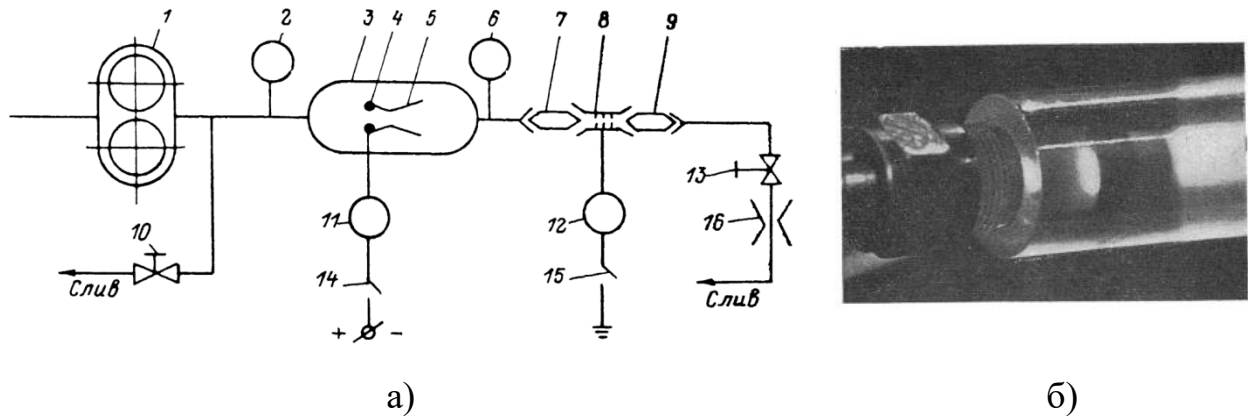


Рисунок 1.20 – (а) – Схема экспериментальной установки: 1 – шестерёнчатый насос; 2, 6 – манометры; 3 – приёмная камера; 4 – плазменное образование; 5 – дросельное устройство; 7-9 – проходной диэлектрический штуцер; 10, 13 – вентиль; 11 – электрический вольтметр; 12 – гальванометр; 14, 15 – выключатель; 16 – расходомер; (б) - плазменное образование на входной кромке по периметру дросселирующего канала [101].

В работах [97, 102] было отмечено, что механизм ГЛ существенным образом зависит от наличия стенок. В большинстве случаев форма канала роли не играет, главный параметр возникновения ГЛ – расстояние между стенками канала. Свечение жидкости определяется градиентом скорости вблизи стенки канала, имеет линейную зависимость, для более тонкого канала свечение достигается при меньших скоростях потока (Рисунок 1.21).

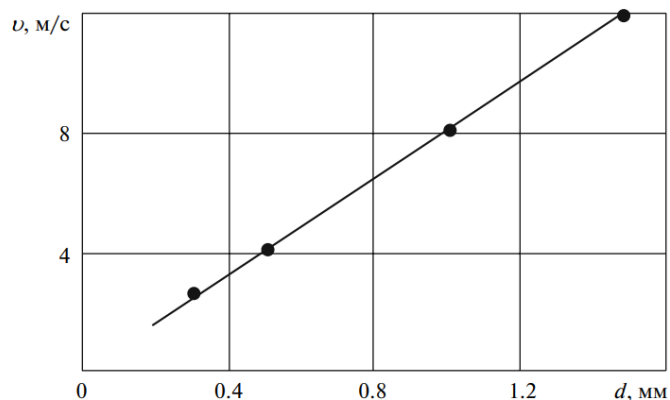


Рисунок 1.21 – Граница возникновения свечения жидкости в зависимости от толщины канала и скорости потока [102].

Данное заключение подтверждено в [98-100]. Показано, что чем больше диаметр узкого канала, тем большую скорость протекания жидкости необходимо создать для инициирования свечения. Было также установлено, что чем острее кромка входа в узкую часть канала, тем интенсивнее наблюдается свечение (Рисунок 1.22).

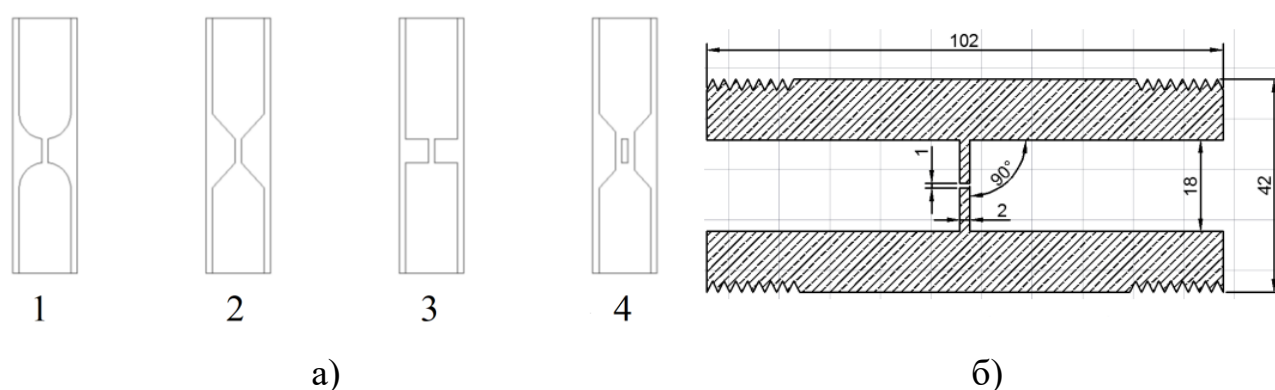
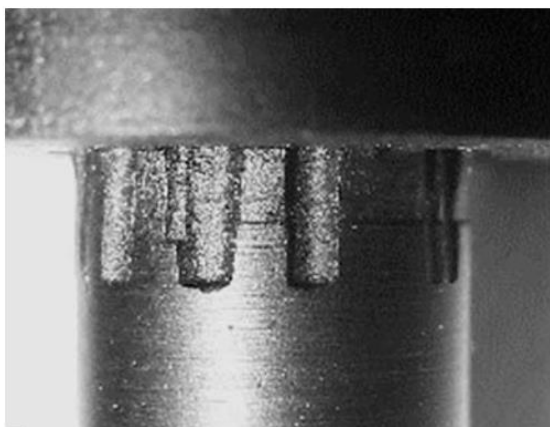


Рисунок 1.22 – (а) – Форма рабочего участка экспериментальной установки:

1, 2 – свечение наблюдалось, 3 – наблюдалось наиболее интенсивное и стабильное свечение, 4 – свечение не наблюдалось; (б) – геометрия наиболее эффективного рабочего участка экспериментальной установки [98-100].

В работе [97] искусственно создавались выемки с острыми краями на внутренней стенке канала (Рисунок 1.23, а). Создание таких выемок приводило к отрыву жидкости и образованию в них стационарных каверн. Как и предполагалось, при этом наблюдалось свечение жидкости в области этих каверн, ассоциируемое с кавитацией (Рисунок 1.23, б). При создании подобных выемок, но с закругленными краями свечение не наблюдалось. Таким образом, образование кавитации один из главных факторов, влияющих на возникновение СЛ.



а)



б)

Рисунок 1.23 – (а) – Выемки с кавернами на внутренней стороне коаксиального канала; (б) – свечение жидкости в кавернах (б) [97].

Однако, автором [98, 99] высказано предположение, что данный факт свидетельствует, что источником свечения при СЛ является газовая фаза и образование кавитации является лишь достаточным условием.

Маргулисом была разработана теория локальной электризации кавитационных пузырьков [92], которая соответствует большинству экспериментальных данных. В жидкостях у поверхности раздела с кавитационным пузырьком образуется двойной электрический слой. Согласно схеме Штерна-Гельмгольца, можно условно выделить близкую к поверхности плотную часть двойного слоя и более удалённую диффузионную часть, где ионы могут перемещаться в жидкости. При движении кавитационных пузырьков происходит многократное и быстрое обновление поверхности раздела фаз. Образование поверхностного потенциала обусловлено либо ориентационным эффектом, либо присутствием ионов примесей, которые могут присутствовать в жидкости в незначительном количестве, но участвуют в образовании поверхностного заряда.

Некомпенсированный электрический заряд образуется в результате возникновения акустических потоков, которые смывают часть диффузионного двойного слоя, вызывают пульсации кавитационных пузырьков, что приводит к потере их устойчивости, как следствие, деформации и расщепления пузырька. При

анализе электрических явлений необходимо рассматривать не сферическую форму пузырьков, а их деформацию различного рода (Рисунок 1.24).

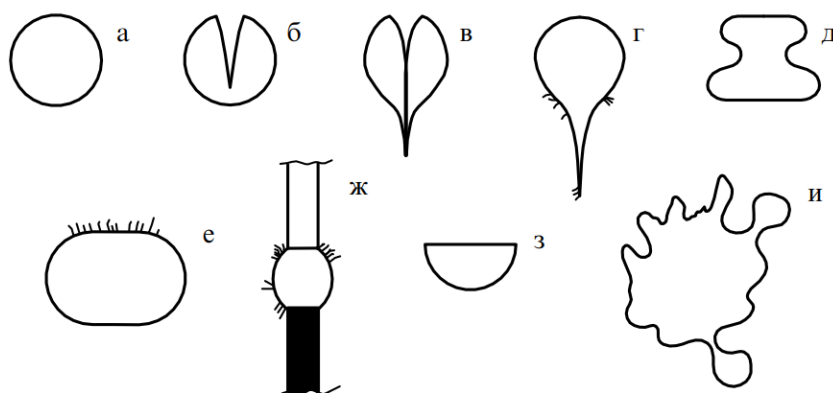


Рисунок 1.24 – Различные формы кавитационных пузырьков в жидкости:

- (а) – сферическая; (б, в) – радиальные кумулятивные струи; (г) – образование микрон неоднородностей на поверхности кумулятивных струй;
 (д) – кольцевые кумулятивные струи; (е) – поверхностные микрон неоднородности на сплюснутых кавитационных пузырях;
 (ж) – локальные микрон неоднородности на поверхности кавитационного пузырька, образовавшегося при взрыве вольфрамовой нити;
 (з) – чечевицеобразные кавитационные пузырьки при частоте акустического поля 80 Гц; (и) – потеря устойчивости с образованием одного или нескольких кавитационных пузырьков [92].

В случае расщепления кавитационных пузырьков с отрывом осколочного пузырька (Рисунок 1.25), в образование нескомпенсированного электрического заряда вовлекается не весь двойной электрический слой, а только его часть с координатой $x > x_c$, которая попадает под действие акустического потока, при $x < x_c$ заряды остаются у поверхности жидкости и формируют нескомпенсированный электрический заряд Q . Кроме прочего, отделению пузырька препятствуют силы поверхностного натяжения, давления для создания возмещения на поверхности пузырька, стока и электростатического отталкивания одноимённых зарядов на стенках стягивающейся шейки в области отрыва пузырька. Для преодоления этих

сил накапливается энергия, часть которой после отрыва пузырька преобразуется в энергию электрического разряда. Заряд на поверхности шейки расщепляющегося кавитационного пузырька в момент её разрыва собирается на небольшом пятне, радиус которого приблизительно равен радиусу шейки r_{III} . Нормальная составляющая напряжённости электрического поля непосредственно у заряженного пятна на поверхности основного или осколочного пузырька равна:

$$E_H = \frac{Q(t)}{2\pi\epsilon_0 r_{III}^2}$$

где, Q – некомпенсированный электрический заряд; t – время; ϵ_0 – диэлектрическая постоянная; r_{III} – радиус шейки в момент расщепления.

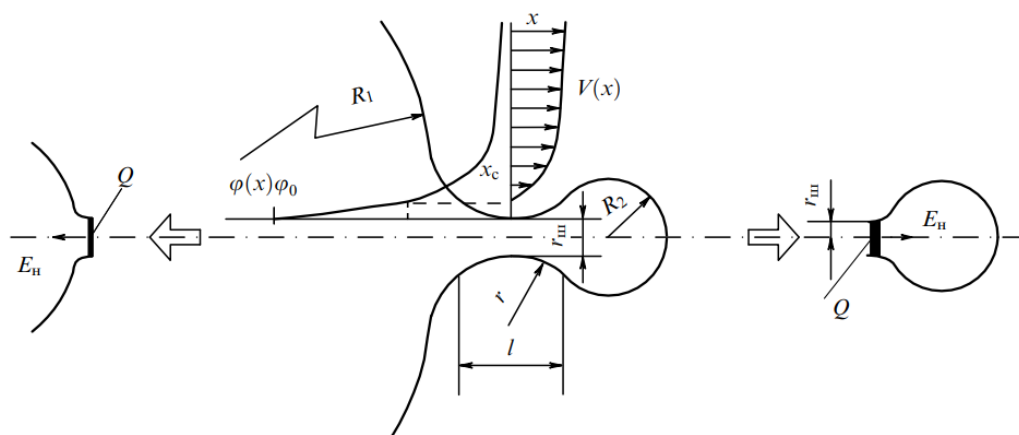


Рисунок 1.25 – Схема изменения поверхностного потенциала, напряжённости и локального заряда при расщеплении кавитационного пузырька [92].

Расчёты показали, что в момент времени $t = 0$, характерное время электрического пробоя на несколько порядков меньше характерного времени релаксации заряда в результате электропроводности.

В работе [92] отмечено, что деформация кавитационных пузырьков развивается при весьма малых звуковых давлениях. Как было отмечено на рисунке 1.24 деформации кавитационных пузырьков разнообразны, максимальный электрический разряд образуется вблизи поверхности с наибольшей кривизной. Авторами было рассмотрено два случая при которых возникает наибольшая напряжённость электрического поля и наиболее вероятен электрический пробой –

случай деформации кавитационного пузыря в форме параболоида и в форме гиперboloида.

В работе [101] было отмечено что явления ГЛ и СЛ существенно отличаются друг от друга. Явление ГЛ наблюдается непосредственно в канале, однако, одновременно с этим явление СЛ наблюдается в шлейфе кавитирующей жидкости при выходе её из канала в область расширения. Вероятно, в жидкости, протекающей в узком канале со скоростью, позволяющей достичь скорости деформации в пристеночной области $\dot{\epsilon} > 10^2 \div 10^7 \text{ с}^{-1}$, реализуются локализованные сдвиги (скольжение групп молекул относительно групп молекул) [25], проявлением которых может быть явление ГЛ. На выходе из канала за счёт сдвиговых разрывов в жидкости вследствие реализации псевдопластического механизма переноса импульса образуется множество мелких пузырьков (кавитация), проявлением которой является СЛ.

Исследование явлений ГЛ и СЛ имеет практическое приложение, как перспективный способ распыления топлива в камере сгорания. В жидком топливе реализуется псевдопластический механизм переноса импульса в момент прохождения в узком канале форсунки со скоростью деформации $\dot{\epsilon} > 10^5 \text{ с}^{-1}$, проявлением которого является ГЛ. При выходе топлива из форсунки в камеру сгорания, вследствие падения давления интенсивно образуются кавитационные пузырьки (микровзрывы) за счёт сдвиговых разрывов в жидкости (центров ГЛ). За микровзрывами следует вторичное распыления топливной смеси.

В работах [103, 104] проведены исследования вторичного распыления водотопливных эмульсий. Водотопливная эмульсия представляет собой смесь базового топлива и воды, иногда с добавлением ПАВ. Различают микро- и макроэмульсию. Микроэмульсия включает дисперсионные капли размером менее 1 нм, макроэмульсия состоит из капель размером порядка нескольких микрометров. Как правило, они демонстрируют разные характеристики сгорания, даже при одинаковом содержании воды.

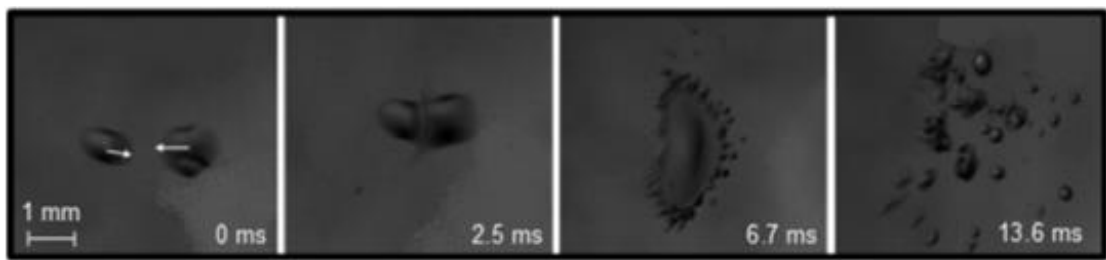
Сжигание водотопливной эмульсии даёт ряд преимуществ по сравнению с сжиганием чистого топлива. Испарение воды в процессе сгорания приводит к снижению температуры реакции, за счёт чего снижается образование NO, однако снижение температуры горения приводит к увеличению образования углеродного остатка, особенно это проявляется в малолетучих топливных смесях. Добавление воды приводит к увеличению радикалов OH, что очень эффективно при окислении сажи. Усиление окисления сажи один из существенных факторов снижения количества сажи в газовой фазе.

Поимо первичного распыления капель жидкости, реализуемого различными инжекторами, капиллярами, компрессорами, достаточно широко распространено вторичное распыление, обусловленное различными механизмами.

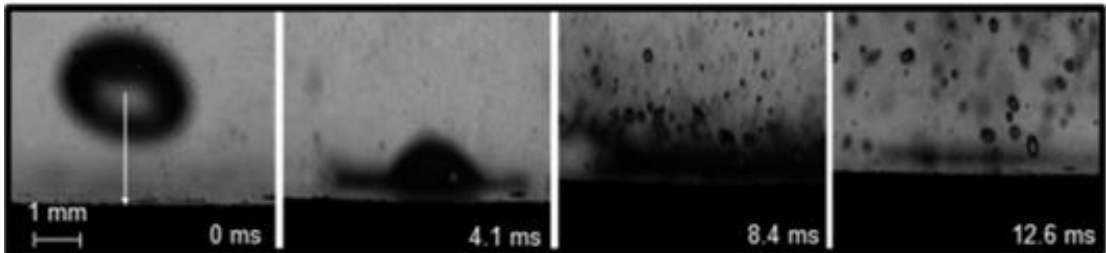
Одной из часто применяемых схем вторичного распыления является смешивание жидких аэрозолей под разными углами с помощью пересекающихся конусов форсунок (Рисунок 1.26, а), чтобы стимулировать столкновение капель. Распыление капель зависит от угла удара, скорости и свойств жидкости.

Часто применяется схема вторичного распыления за счёт столкновения капли с поверхностью твёрдого тела (Рисунок 1.25, б). Разрушение капли сильно зависит от характеристик поверхности (шероховатости, теплофизических характеристик, гидрофильных и гидрофобных свойств), а также от вязкости жидкости, температуры стенок и угла удара. В зависимости от параметров удара и свойств поверхности капля разрушается, образуя большое количество мелких жидких фрагментов, отскакивает от поверхности или капля создаёт на поверхности плёнку, которая разрушается с образованием мелких капель.

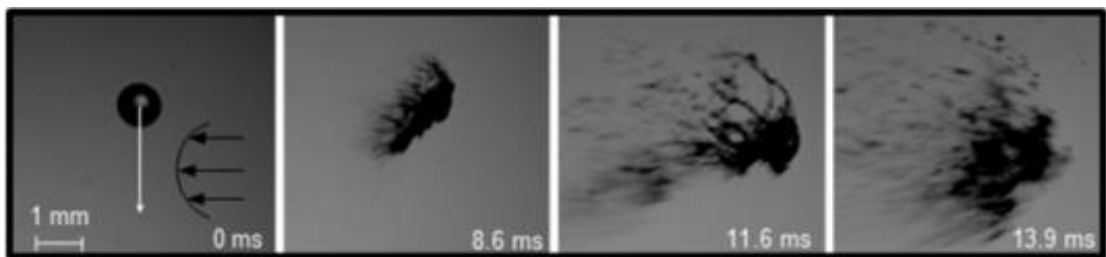
Существует схема вторичного распыления с впрыском газового потока (Рисунок 1.26, в). Схема характеризуется высокой вероятностью дробления капель, а также избытком газа в камере сгорания, что увеличивает экономические затраты, приводит к увеличению образующегося диоксида азота, а также необходимость герметизации камеры сгорания увеличивает их стоимость и преждевременный износ. Данный метод имеет перспективы при объединении с другими способами вторичного распыления для получения аэрозоля необходимой дисперсности.



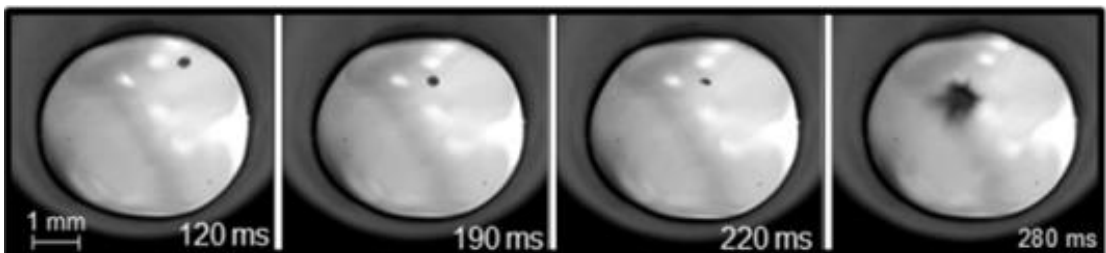
а)



б)



в)



г)

Рисунок 1.26 – Видеокадры типичных режимов разрушения капли (эмульсии дизельного топлива) для четырех схем: (а) – столкновение; (б) – удар о твёрдую поверхность; (в) – ускоренное движение в потоке воздуха; (г) – микровзрывное разрушение конвективным нагревом [104].

Распыление капель может стимулироваться теплом за счёт перегрева низкокипящего компонента (Рисунок 1.26, г). Горение капли эмульсии часто сопровождается микровзрывом, не свойственным горению капли чистого топлива.

Явление микровзрыва вызвано разницей летучести между водой и базовым топливом. Капля воды перегревается, поскольку эмульсия нагревается за счёт конвективной и радиационной передачи тепла от окружающего дымового газа и пламени во время горения. Перегрев жидкости, находящейся в термодинамически метастабильном состоянии, сохраняется до тех пор, пока внутри капли не происходит фазового превращения. Когда температура капли приближается к пределу перегрева, преобладает образование пузырьков, приводящее к внутреннему образованию пузырьков пара, быстрому испарению и распаду перегретой жидкости. За микровзрывом первичной капли следует вторичное распыление, в результате чего образуется ряд вторичных капель более мелкого размера. Активное разрушение создаёт импульс для рассеивания мелких вторичных капель в большой физический объём, и усиливает смешивание топлива с воздухом в зоне сгорания [105].

В работах [103, 104] описаны результаты экспериментальных исследований вторичного распыления для нескольких гетерогенных водо-масляных композиций. Изучены группы схем вторичного распыления капель. Проведён анализ экспериментальных данных с расчётом распределения размеров и количества образующихся жидких фрагментов.

В работе [105] особое внимание уделено фундаментальному механизму, связанному с появлением микровзрыва. Описаны кинетическая модель и вероятностная модель для предсказания зарождения пузырька пара в жидкой фазе. Проведены экспериментальные исследования подтверждающие описанные модели.

1.4. Выводы по главе

Обосновано предположение о возможном механизме развития неустойчивости в конденсированных средах (твёрдых телах и жидкостях) при формировании коллективных мод дефектов сдвига. Существование двух критических точек, соответствующих смене сценария развития коллективного

поведения ансамблей микросдвигов, позволили обосновать возможность существования универсального механизма переноса импульса в конденсированных средах в форме множественных автоволновых структур локализованных сдвигов, аналогичного механизмам пластического течения твёрдых тел. Для подтверждения данного предположения необходимо проведение экспериментов по исследованию коррелированного поведения пластической деформации твёрдых тел в условиях проявления скачкообразной деформации (эффекта Портевена-Ле Шателье) с целью сопоставления с экспериментальными результатами по поведению жидкостей при больших числах Рейнольдса.

Проведенный анализ исследований по поведению жидкостей в условиях ударно-волнового нагружения методом электрического взрыва проводника позволил обосновать предположение о возможности «псевдопластического» механизма переноса при интенсивных воздействиях. Было показано, что зависимость вязкости от скорости сдвиговой деформации имеет степенной вид с показателем степени близким к значениям установленным для металлов. Соответствие степенных зависимостей также может указывать на общие закономерности развития неустойчивостей, обусловленные локализованными сдвигами. Аналогичное явление наблюдается в структурированных растворах полимеров, проявляющих псевдопластические (неньютоновские) свойства, когда с ростом скорости деформации упорядоченная структура разрушается, что проявляется в виде уменьшения вязкости жидкости с ростом скорости деформации.

Анализ работ посвящённых исследованию явлений ГЛ и СЛ показал, что данные явления соответствуют различным механизмам. Явление СЛ вызвано кавитацией; явление ГЛ связано с качественными изменениями механизма переноса импульса и диссипативных свойств жидкостей в интенсивных сдвиговых потоках, когда скорость деформации в пристеночной области канала достигает $\dot{\epsilon} \sim 10^5 \div 10^6 \text{ с}^{-1}$. Отмеченный в работе [102] резкий рост интенсивности гидролюминесценции свидетельствует о качественном изменении механизмов переноса импульса и может быть ассоциирован с коллективными сдвигами в ансамблях молекул, эффектами сдвиговой упругости и формированием

мезоскопических носителей, определяющих пластические закономерности течения. Представляет интерес разработка экспериментальной установки и рабочего канала, позволяющего инициировать явление ГЛ отдельно от явления СЛ с целью более детального исследования.

Исследование явлений ГЛ и СЛ имеет теоретический и прикладной интерес, как для теплофизических свойств конденсированных сред при интенсивных воздействиях, методов регистрации кавитации, способов эффективного распыления топливных смесей.

ГЛАВА 2. Экспериментальное исследование автомоделльных закономерностей механизмов неустойчивости пластического течения металлов

В главе изложены результаты исследования закономерностей развития пластической деформации в условиях проявления пространственно-временной локализации пластического течения (эффект Портевена-Ле Шателье). Испытаниям на сжатие подвергались скошенные на 2° от вертикали цилиндрические образцы из алюминий-магниевого сплава АМгб с постоянной скоростью деформации в диапазоне $\dot{\varepsilon} = 4,4 \div 17,8 \cdot 10^{-5} \text{ с}^{-1}$ на электромеханической машине Shimadzu AG-300. Такая форма образцов создаёт преимущественное направление образования полос скольжения, что позволяет достичь больших деформаций (до $\varepsilon = 1,6$) без разрушения образца.

Деформационная диаграмма алюминий-магниевого сплава показывает множественные флуктуации напряжения течения, имеющие различную динамику на разных участках деформационной кривой. Анализ времён следования и амплитуд флуктуаций напряжения показал наличие двух критических точек, свидетельствующих о смене механизмов локализации пластической деформации. Первая критическая точка соответствует переходу к развитому пластическому течению с формированием множественных областей локализации пластической деформации по всей длине образца. Переход через вторую критическую точку связан с формированием очагов макроскопического разрушения образца [8-11].

По результатам анализа флуктуаций напряжения пластического течения был установлен вид функции плотности вероятности, подтверждающий автомоделльный характер многомасштабных корреляций напряжений пластического течения, аналогичный наблюдаемому для замкнутого турбулентного течения жидкостей между двумя вращающимися дисками в опыте Кармана при больших числах Рейнольдса.

Проведены калориметрические исследования образцов из алюминий-магниевого сплава с различной степенью деформации с помощью прибора Netzsch

СТА «Jupiter» 449 с целью выявления закономерностей баланса запасённой энергии, связанной с накоплением дефектов, и диссипативными процессами, соответствующими пластической деформации. Величина запасённой энергии образцов хорошо согласуется с установленными критическими точками: переход через первую критическую точку соответствует активному накоплению энергии в ходе деформации, переход через вторую критическую точку соответствует активному перераспределению запасённой энергии на формирование очагов макроскопического разрушения [11].

2.1. Выбор материала, геометрии образцов, режимов нагружения

Исследования закономерностей множественной локализации пластической деформации в условиях проявления эффекта Портевена–Ле Шателье проводились на наклонных на 2° от вертикали цилиндрических образцах высотой 22,5 мм и диаметром 15 мм (Рисунок 2.1, а). Впервые подобная геометрия образцов была предложена в [86]. Такая форма образцов обеспечивает преимущественное направление образования полос скольжения, что позволяет достичь больших деформаций до $\varepsilon = 1,6$ без разрушения образца.

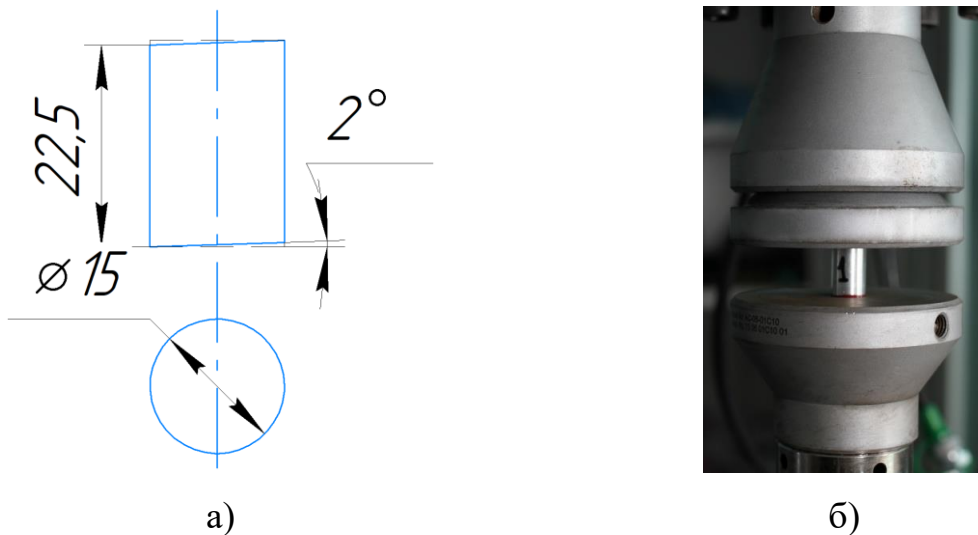


Рисунок 2.1 – (а) – геометрия образца; (б) – образец в испытательной машине.

Образцы были выполнены из сплава АМг6. Точный состав материала образцов был определён с помощью приставки Oxford Instruments IW 700 к электронному микроскопу Hitachi S-3400 и представлен в таблице 2.1. Образцы предварительно отжигались при температуре 450°C в течение 3 часов с последующим остыванием в печи.

Сжатие образцов осуществлялось при комнатной температуре на электромеханической испытательной машине Shimadzu AG-300 (Рисунок 2.1, б) со скоростью деформации $\dot{\varepsilon} = 4,4 \div 17,8 \cdot 10^{-5} \text{ с}^{-1}$ (скорость перемещения захвата $v = 1 \div 4 \text{ мкм/с}$).

Таблица 2.1 – Элементный состав образцов из сплава АМг6

Элемент	Al	Mg	Si	Mn	Fe	Ag
Весовое соотношение, %	91,30	6,52	0,20	0,67	0,23	1,07

2.2. Экспериментальное исследование закономерностей пластического деформирования образцов

Деформационная диаграмма алюминиевого сплава представлена на рисунке 2.2 и показывает множественные флуктуации напряжения течения, имеющие различную динамику на разных участках деформационной кривой.

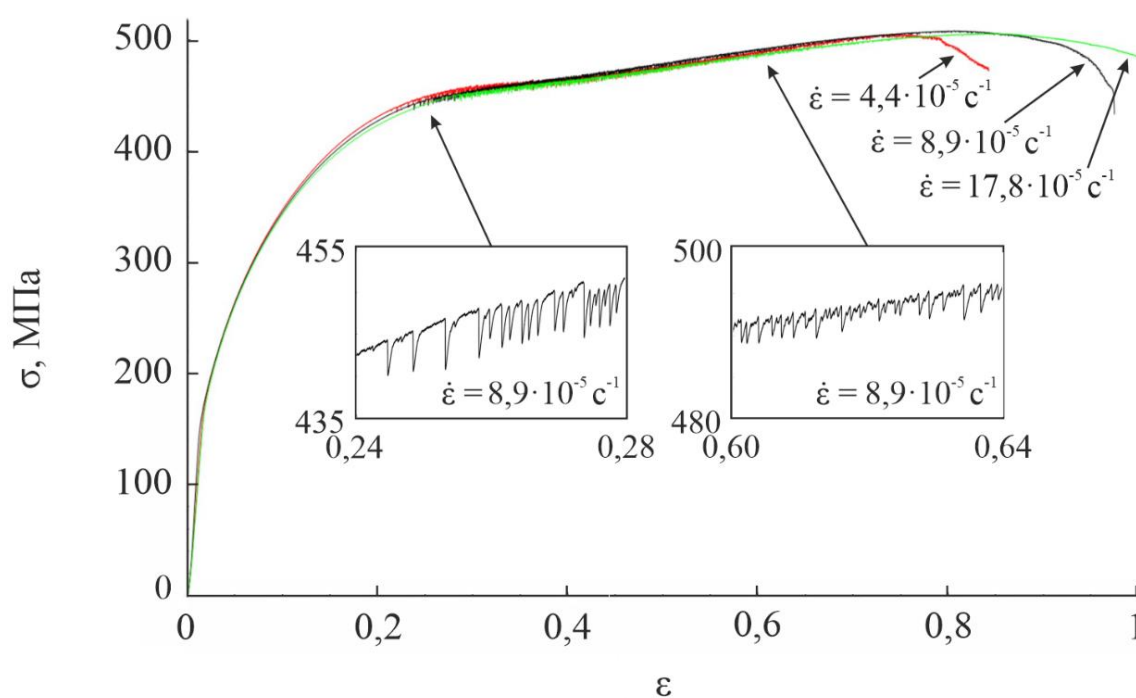


Рисунок 2.2 – Деформационная диаграмма алюминиевого сплава АМг6

Деформация вычислялась по формуле

$$\varepsilon = \ln \frac{h}{h_0},$$

где, h – текущая высота образца, h_0 – исходная высота образца. Напряжение вычислялась по формуле

$$\sigma = \frac{F}{S},$$

где F – сила, S – площадь поперечного сечения образца, было принято во внимание допущение, что площадь поперечного сечения образца S во время деформации не постоянна и вычисляться из постоянства объёма образца $S = V/h$

2.3. Статистическая обработка данных эксперимента

Статистический анализ закономерностей «прерывистой текучести» проводился с использованием кривых деформации сплава АМгб (Рисунок 2.2). Спектры флуктуаций времени ожидания и напряжения течения вычислялись по методологии, схематично представленной на рисунке 2.3. Для вычисления временных интервалов флуктуаций осуществлялся поиск локальных минимумов на кривой деформации, затем по найденным координатам сбросов напряжения вычислялись интервалы времени ожидания. Для вычисления амплитуд флуктуаций напряжения аналогичным образом осуществлялся поиск локальных максимумов на кривой деформации, затем по найденным координатам максимумов осуществлялась аппроксимация, из полученной кривой вычитались найденные ранее координаты локальных минимумов.

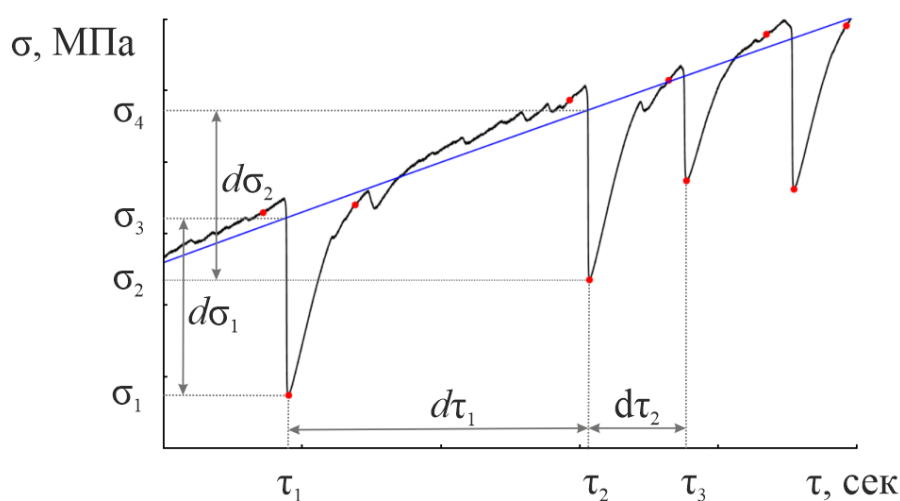


Рисунок 2.3 – Иллюстрация методологии вычисления интервалов флуктуации времени ожидания и напряжения течения.

На рисунке 2.4 представлены зависимости времён следования и амплитуд флуктуаций напряжения течения при скорости деформации $\dot{\varepsilon} = 8,9 \cdot 10^{-5} \text{ с}^{-1}$, которые демонстрирует резкое увеличение характерных времен «релаксации» (интервалов следования импульсов) в окрестностях двух значений макроскопической деформации $\varepsilon_{\kappa 1}$, $\varepsilon_{\kappa 2}$ (Рисунок 2.4). По аналогии с теорией критических явлений, эти значения могут рассматриваться как аналоги критических точек, в которых наблюдается быстрый рост времён релаксации. Первая критическая точка соответствует переходу к развитому пластическому течению с формированием множественных областей локализации пластической деформации по всей длине образца. Переход через вторую критическую точку соответствует стадии формирования очагов макроскопического разрушения образца. Для скоростей деформации $\dot{\varepsilon} = 4,4 \cdot 10^{-5} \text{ с}^{-1}$ и $\dot{\varepsilon} = 17,8 \cdot 10^{-5} \text{ с}^{-1}$ зависимости времён следования и амплитуд флуктуаций напряжения течения имеют аналогичный вид [8-10].

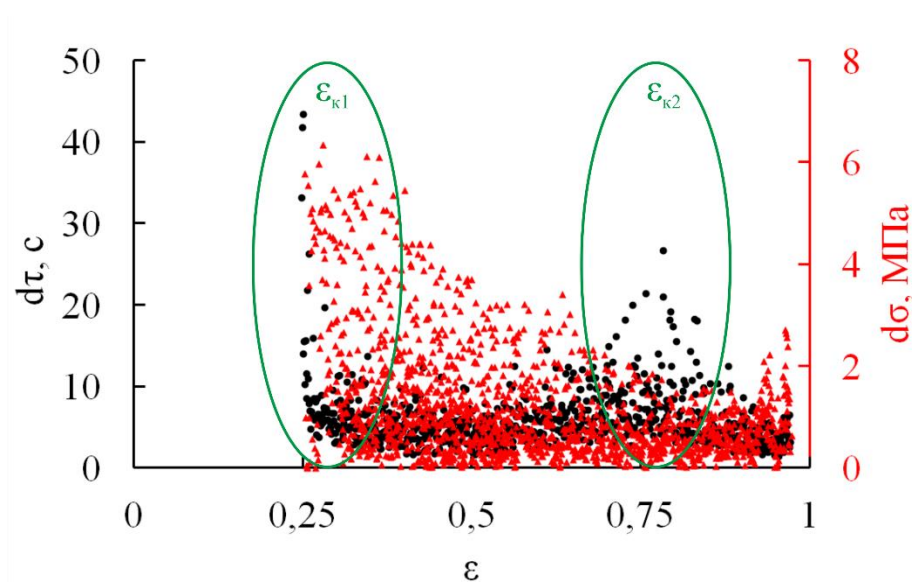
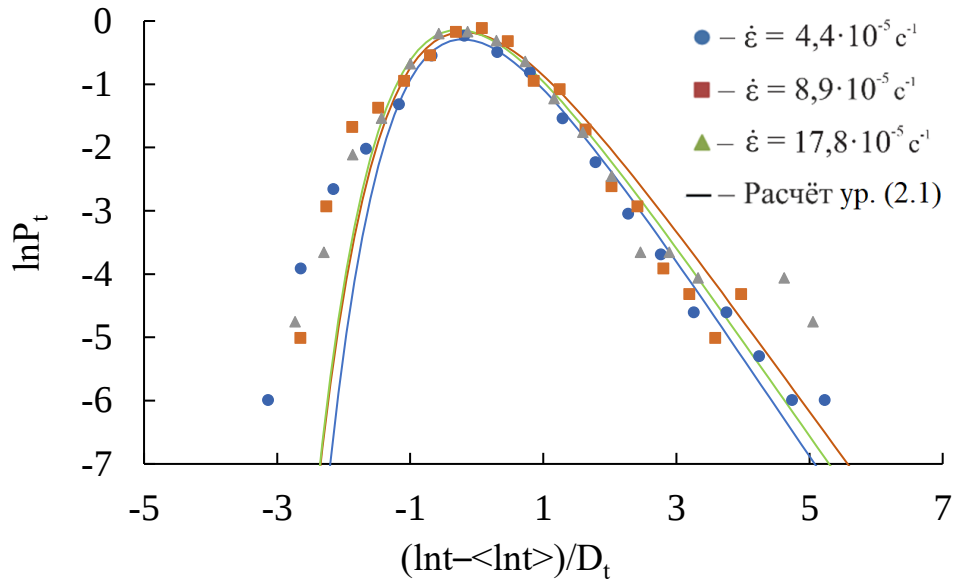
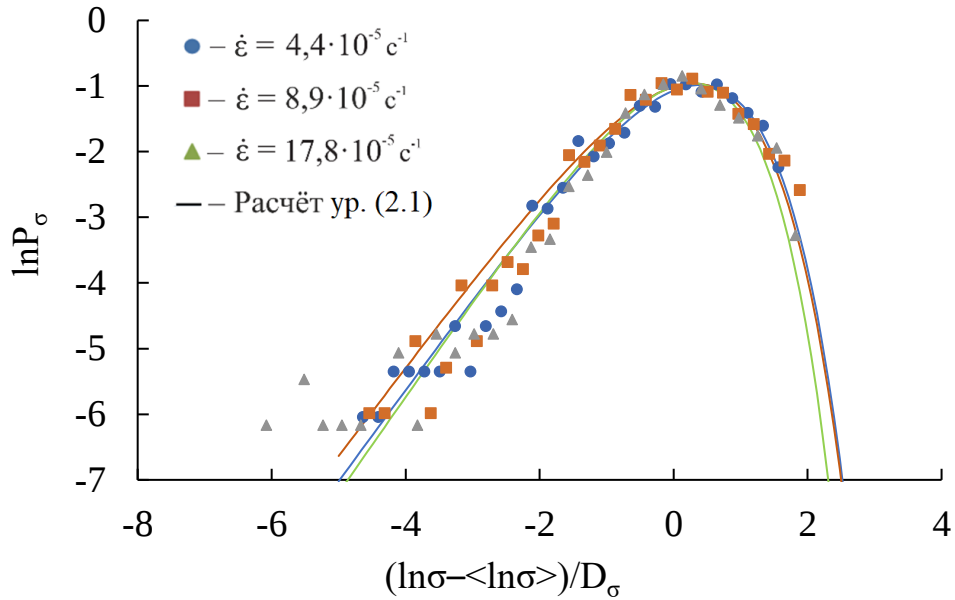


Рисунок 2.4 – Зависимость интервалов времени между конечно-амплитудными флуктуациями напряжения течения (●); зависимость флуктуаций напряжения течения (▲) для сплава АМг6 ($\dot{\varepsilon} = 8,9 \cdot 10^{-5} \text{ с}^{-1}$).



а)



б)

Рисунок 2.5 – (а) – плотность распределения флуктуаций временных интервалов P_t ; (б) – плотность распределения флуктуаций напряжения P_σ на стадии пластического течения для сплава АМгб. Экспериментальные данные флуктуации временных интервалов отмечены маркерами; линиями показан расчёт функции плотности вероятности, выполненный по формуле (2.1).

Вычисление функции плотности вероятности распределения интервалов времени P_t между конечно-амплитудными флуктуациями напряжения течения и

флуктуации самих амплитуд напряжения P_σ обнаружило негауссовый характер. Плотность функции распределения флуктуаций в переменных $\ln P_t \sim (\ln t - \langle \ln t \rangle) / D_t$ и $\ln P_\sigma \sim (\ln \sigma - \langle \ln \sigma \rangle) / D_\sigma$ вычисленная для всего участка деформационной диаграммы, представлена на рисунке 2.5.

В работах Ж.-Ф. Пинтона с соавторами [41, 42] по исследованию автомодельных статистических закономерностей динамики флуктуаций момента в режимах развитой турбулентности, инициированной между вращающимися дисками, установлено, что функция плотности вероятности для конечно-амплитудных флуктуаций момента может быть представлена с высокой точностью в виде:

$$P(y) = K \exp(x(y) - e^{x(y)})^a, \quad (2.1)$$

где $x = b(y - s)$; $a = \pi/2$; $y = (\ln t - \langle \ln t \rangle) / D_t$; K, b, s — эмпирические константы.

Функция плотности вероятности, вычисленная по формуле (2.1), показывает хорошее согласование с экспериментальными распределениями (Рисунок 2.5). Полученные результаты согласуются с данными анализа спектра амплитуд флуктуаций напряжения пластического течения при растяжении металлических образцов, полученными И.А. Пантелеевым, С. Frustey, О.Б. Наймарком [43].

Существование идентичных негауссовых статистических распределений флуктуаций напряжений пластического течения в сплаве АМгб и флуктуаций момента при развитом турбулентном течении (течение Кармана) жидкостей позволяют высказать предположение, что механизмы неустойчивости пластического течения и турбулентного течения жидкостей при больших числах Рейнольдса могут быть связаны с механизмом переноса импульса пластическим сдвигом [8-11, 72, 106].

2.4. Дифференциальная сканирующая калориметрия пластически деформированных образцов

Известно, что деформированный металл содержит большое количество внутренних дефектов, главным образом в виде дислокаций, которые аккумулируют

часть энергии деформирования в полях структурных напряжений. С целью выявления закономерностей баланса запасённой энергии, связанной с накоплением дефектов и диссипативными процессами, соответствующими пластической деформации, были проведены калориметрические исследования образцов из алюминий-магниевого сплава с различной степенью деформации с помощью прибора Netzsch STA «Jupiter» 449 методом дифференциальной сканирующей калориметрии (ДСК).

Метод ДСК заключается в нагревании или охлаждении образца с определённой скоростью и измерением временной зависимости разницы температур между исследуемым образцом и образцом сравнения (эталоном) (Рисунок 2.6 а, б) [107, 108], указанное измерение пропорционально потоку тепла Q , как функции времени и температуры. Изменение Q выражается как функция удельной теплоты образца C_p , его массы m и скорости нагрева $\Phi = dT/dt$

$$\frac{dQ}{dt} = mC_p \frac{dT}{dt},$$

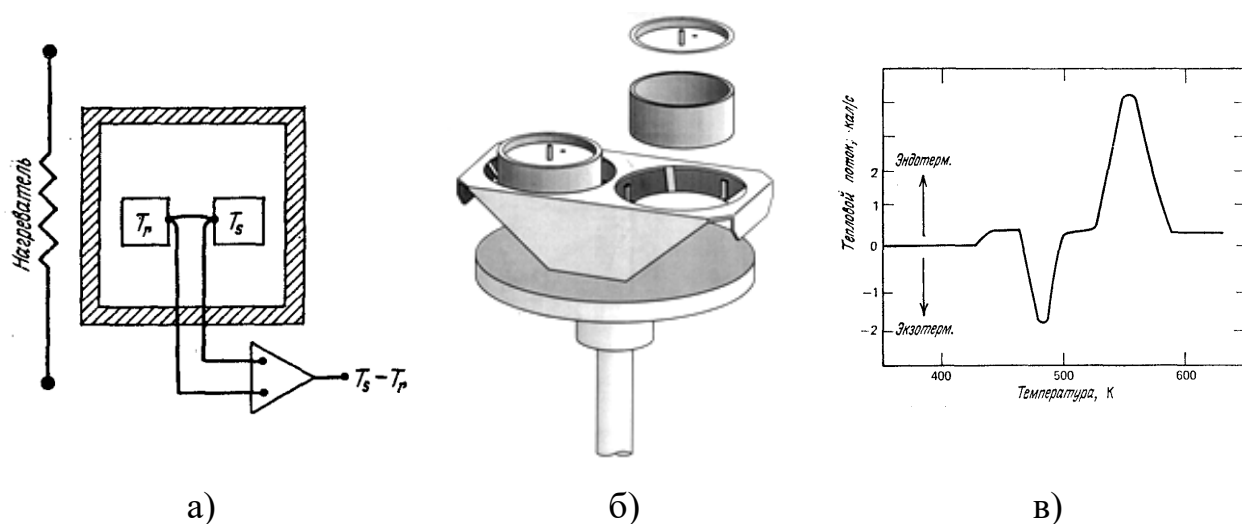


Рисунок 2.6 – (а) – схема экспериментальной установки; (б) – держатель образца и эталона; (в) – типичный вид ДСК кривой [108].

Площадь под пиком на ДСК кривой (Рисунок 2.6) соответствует изменению количества тепла образца (поглощению, если пик направлен вверх; выделению, если пик направлен вниз):

$$\Delta Q = \int_{T_1}^{T_2} \left(\frac{dQ}{dt} \right) dt,$$

Для исследования методом ДСК была проведена серия дополнительных испытаний по осадке наклонных цилиндрических образцов из сплава АМгб. Сжатие проводилось со скоростью $\dot{\varepsilon} = 8,9 \cdot 10^{-5} \text{ с}^{-1}$ до деформации $\varepsilon = 0,16; 0,29; 0,35; 0,46; 0,58; 0,69$, после чего эксперимент останавливался и образец извлекался из испытательной машины.

На ДСК кривых (Рисунок 2.7), соответствующих деформированным образцам, в области температуры 300 °С наблюдается экзотермический эффект, который наиболее ярко проявляется на образцах с деформацией $\varepsilon = 0,35; 0,46; 0,58$. Значения величин выделившейся запасённой энергии представлены на рисунке 2.8.

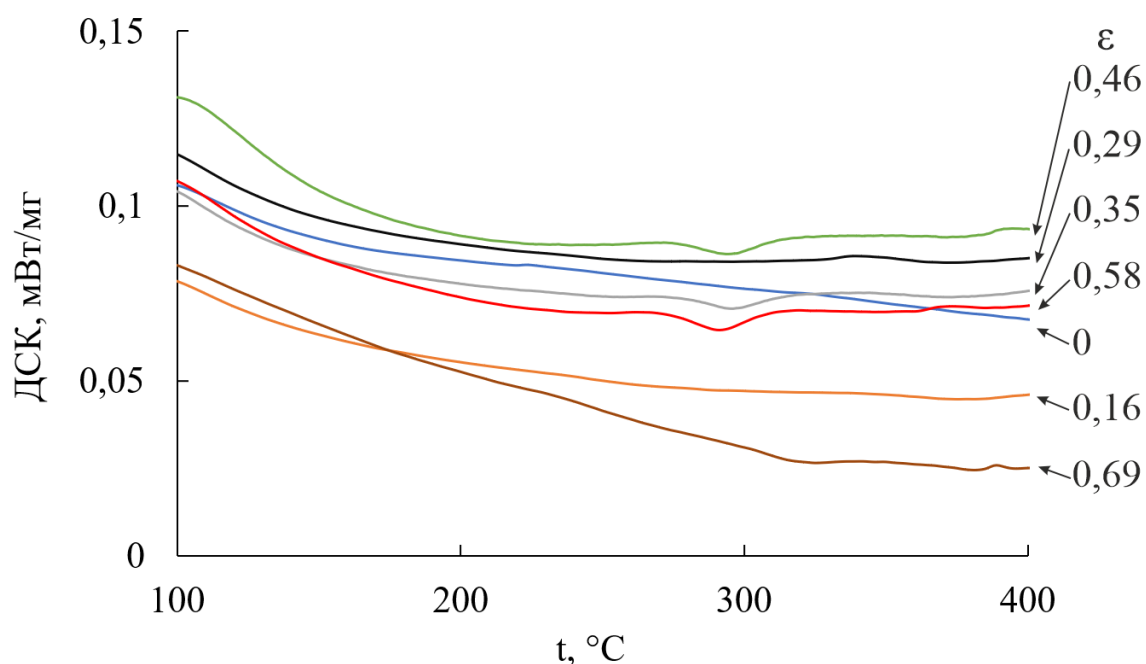


Рисунок 2.7 – ДСК кривые образцов из сплава АМгб различной степени деформации.

При совмещении с графиком на рисунке .4, видно, что величина запасённой энергии образцов хорошо согласуется с установленными критическими точками: переход через первую критическую точку соответствует активному накоплению энергии в ходе деформации, переход через вторую критическую точку

соответствует активному перераспределению запасённой энергии на формирование очагов макроскопического разрушения.

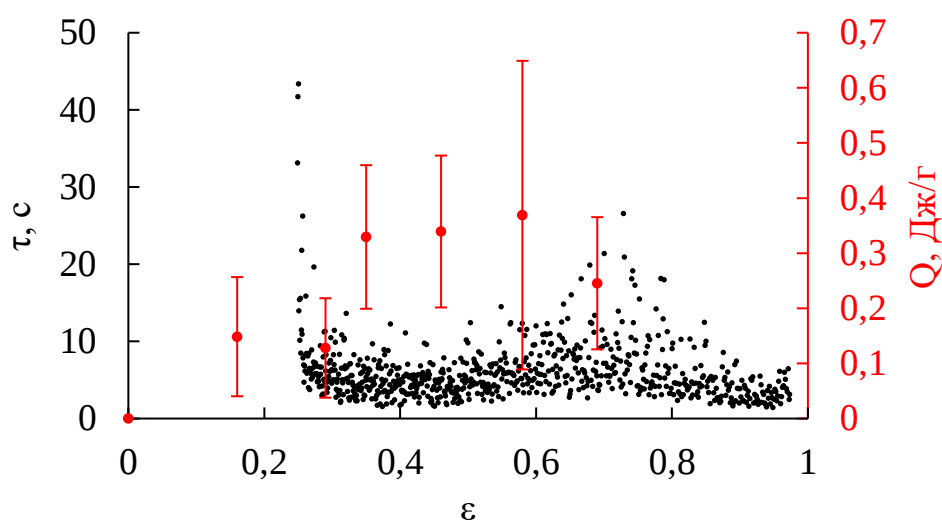


Рисунок 2.8 – Зависимость интервалов времени между конечно-амплитудными флуктуациями напряжения течения и calorиметрических эффектов от деформации

Нагрев пластически деформированного материала инициирует механизм возврата и рекристаллизации, приводящий к появлению новых зёрен. Этим обусловлено высвобождение накопленной при пластической деформации энергии. Для алюминиевых сплавов в области температур 300°C наблюдается экзотермическая реакция, связанная с осаждением фазы $\alpha\text{-AlFeSi}$ [109]

Смена сценариев локализации пластической деформации при переходе через установленные критические точки, подтверждается фотографиями поверхностей деформированных образцов, полученных с помощью электронного микроскопа. На поверхности образца с деформацией $\varepsilon = 0,16$ (Рисунок 2.9, а) не прослеживаются выраженные изменения рельефа вызванные образованием полос скольжения; на поверхности образца с деформацией $\varepsilon = 0,35$ (Рисунок 2.9, б) наблюдается ярко выраженный рельеф, связанный с образованием полос скольжения, на поверхности образца с деформацией $\varepsilon = 0,69$ (Рисунок 2.9, в) наблюдается образование микротрещин, предшествующих разрушению образца [11].

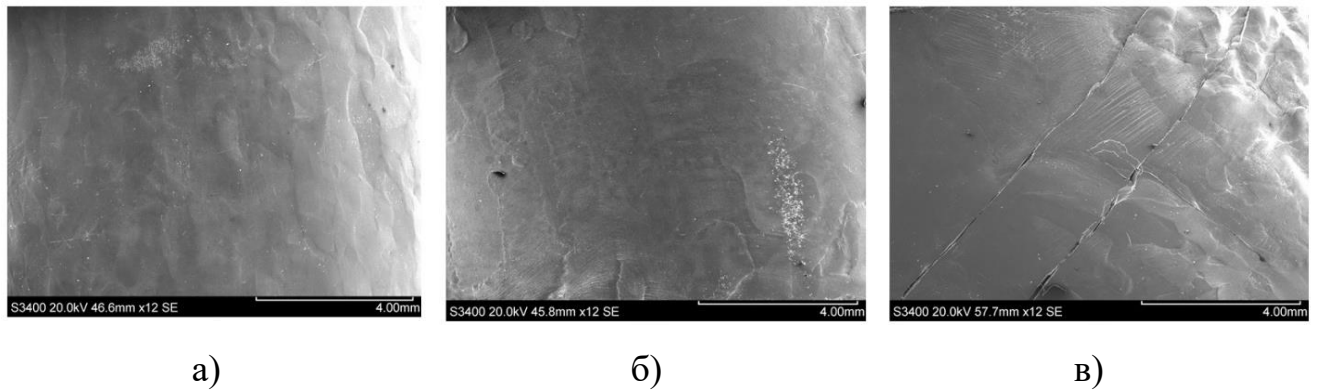


Рисунок 2.9 – Поверхность деформированных образцов (увеличение $\times 12$): (а) – деформация $\varepsilon = 0,16$; (б) – деформация $\varepsilon = 0,35$; (в) – деформация $\varepsilon = 0,69$.

2.5. Выводы по главе

Проведены экспериментальные исследования пространственно-временной локализации пластического течения алюминиевого сплава АМг6 на стадии развитой пластичности в условиях осадки наклонных цилиндрических образцов при разных скоростях перемещения захватов испытательной машины. Деформационная диаграмма алюминий-магниевого сплава показала различную динамику на разных участках деформационной кривой. Анализ времён следования и амплитуд флуктуаций напряжения показал наличие двух критических точек в окрестности двух значений макроскопических деформаций ε_1 и ε_2 . Данные значения соответствуют начальной стадии развития конечно-амплитудных флуктуаций в условиях локализации пластической деформации и стадии перехода к новому сценарию локализации деформации, предшествующей образованию очагов разрушения. По аналогии с теорией критических явлений значения ε_1 и ε_2 могут рассматриваться как аналоги критических точек, в окрестности которых наблюдается резкое увеличение характерных времен «релаксации» [25].

Статистический анализ амплитуд и времён следования флуктуаций напряжения пластического течения обнаружил негауссовую ассиметричную зависимость статических распределений характерную для флуктуаций момента при развитом турбулентном течении (течение Кармана) жидкостей [41, 42]. Можно предположить, что развитие неустойчивости пластического течения и

турбулентного течения жидкостей при больших числах Рейнольдса соответствует механизмам переноса импульса в конденсированных средах, подчиняющихся одному «классу универсальности» [25, 27, 110]. Полученная форма статистических распределений характерна для систем обнаруживающих множество мелкомасштабных событий (доменов), демонстрирующих коррелированное поведение на макроскопическом масштабе системы [106]. Этот результат позволяет сформулировать вывод о коррелированном поведении областей локализованной пластичности в условиях макроскопической пластической деформации.

Проведены исследования термодинамических закономерностей развитого пластического течения с помощью метода дифференциальной сканирующей калориметрии с целью исследования баланса запасенной энергии, связанной с накоплением дефектов, и диссипативными процессами, ассоциируемыми с пластическим течением. Переход через первую критическую точку соответствует формированию множественных областей локализованной пластичности и увеличением запасённой энергии в ходе деформации, что подтверждается увеличением доли запасённой энергии и наблюдением рельефа, вызванного появлением полос скольжения. Переход через вторую критическую точку связывается с формированием очагов макроскопического разрушения с интенсивным перераспределением запасённой энергии деформирования, что проявляется в виде уменьшения доли запасённой энергии.

ГЛАВА 3. Исследование закономерностей развития неустойчивостей локализованного сдвига в структурированных сплошных средах

В главе представлены исследования механизмов формирования локализованных сдвигов в структурированных сплошных средах. На примере глицерина изучены тангенциальные разрывы при сдвиговом течении на оригинальном вискозиметре (система коаксиальных цилиндров). Установлено, что глицерин при достижении определённых сдвиговых деформаций теряет оптическую однородность в областях с критической скоростью сдвига, представляющих собой тонкий цилиндрический слой с «разрушенной» структурой [13].

Проведены комплексные исследования реологического поведения вязкоупругих растворов полимеров, в частности, сред, применяемых в технологии гидроразрыва пласта при добыче нефти из трудноизвлекаемых источников. Реологические испытания проводились с помощью созданного реометра и реометра RheolabQS (производство Anton Paar), реализующих сдвиговое течение между коаксиальными цилиндрами; реометра Physica MCR501 производства Anton Paar, оснащённого измерительной системой конус-плоскость, работающего как в режиме контроля скорости сдвига, так и в режиме контроля напряжения сдвига и позволяющего проводить реологические исследования в ротационном и осцилляционном режимах [12, 14].

С использованием результатов комплексных экспериментов предложена реологическая модель для описания поведения неньютоновских жидкостей для широкого диапазона скоростей сдвига, показано хорошее согласование с экспериментальными данными. Установлено, что исследуемые жидкости проявляют псевдопластические (неньютоновские) свойства, когда сдвиговая вязкость уменьшается с увеличением скорости деформации. Проведённые эксперименты отражают возможность появления в жидкостях механизмов переноса импульса, ассоциируемых с механизмами локализованного сдвига и

квазипластического течения, соответствующими универсальным степенным зависимостям вязкости от скорости деформации [17].

3.1. Исследование механизмов формирования локализованных сдвигов в структурированных сплошных средах

Аналогично экспериментам, представленным в [6], проведены исследования закономерностей формирования тангенциальных разрывов при течении конденсированной среды на примере глицерина.

Исследования проводились на оригинальной установке по типу реометра с измерительной системой «коаксиальные цилиндры» [111]. Такая конструкция экспериментальной установки хорошо подходит для лабораторных экспериментов, так как позволяет контролировать скорость вращения и соответствующие числа Рейнольдса с большой точностью, производить визуальные наблюдения за поведением структурированной среды. Схема вискозиметра представлена на рисунке 3.1. Пространство между двумя коаксиальными цилиндрами 1 и 2 заполнено средой 3. Шаговый двигатель 4 приводит во вращение внешний цилиндр с регулируемой линейной скоростью от $v = 0,005$ до 40 см/с (скорость деформации $\dot{\epsilon} = 3,3 \cdot 10^{-3} \div 26,6$ с⁻¹), внутренний цилиндр остаётся неподвижным. Скорость деформации вычислялась по формуле $\dot{\epsilon} = V / (R_1 - R_2)$, где V – линейная скорость, $R_1 = 55$ мм – радиус внешнего цилиндра, $R_2 = 40$ мм – радиус внутреннего цилиндра. В результате вращения внешнего цилиндра в исследуемой среде образуется переходный слой, в котором при определённых скоростях возможно существование сдвиговых режимов деформирования, обеспечивающих разрушение структуры среды. Для регистрации процесса система коаксиальных цилиндров помещалась в световой поток, формируемый источником 5, между двумя поляризаторами 6, после поляризатора световой поток попадал на регистрирующую исследуемый процесс фото- или видеокамеру 7. Внешний вид экспериментальной установки показан на рисунке 3.2.

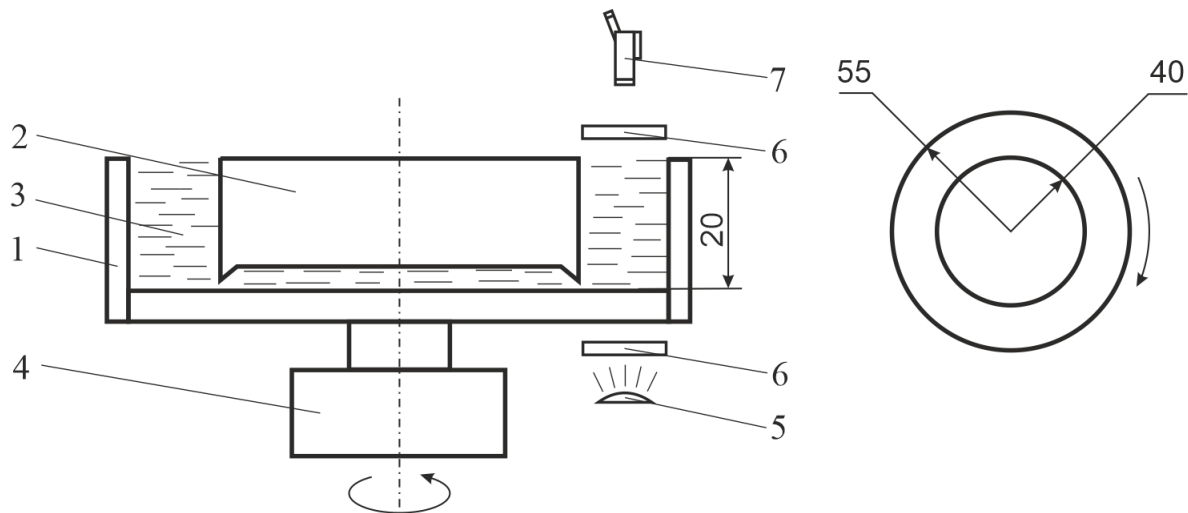


Рисунок 3.1 – Схема экспериментальной установки для исследования образования тангенциальных разрывов в структурированной среде. На рисунке отмечено: 1 – внешний подвижный цилиндр; 2 – внутренний неподвижный цилиндр; 3 – исследуемая среда; 4 – электропривод внешнего цилиндра; 5 – источник света; 6 – поляризаторы; 7 – фото- или видеокамера.



Рисунок 3.2 – Внешний вид экспериментальной установки

В результате проведенных опытов было установлено, что глицерин, являясь оптически изотропной в исходном состоянии средой (Рисунок 3.3, а), при достижении определённых сдвиговых нагрузок теряет оптическую однородность в областях с критической скоростью сдвига, представляющих собой тонкий цилиндрический слой с «разрушенной» структурой (Рисунок 3.3, б). Отмечено, что

время «разрушения» глицерина в переходном слое и ширина переходного слоя зависят от скорости деформации (Рисунок 3.3, в). При постоянной скорости деформации ширина переходного слоя с «разрушенной» структурой остаётся постоянной. После остановки вращения внешнего цилиндра происходит восстановление структуры глицерина.

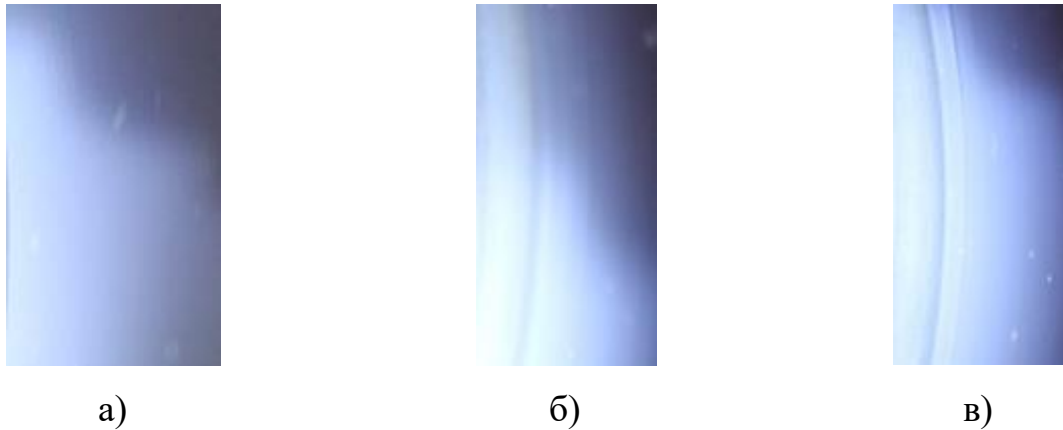


Рисунок 3.3 – Фотографии тангенциальных разрывов сдвиговой вязкости в глицерине: (а) – исходное состояние; (б) – скорость деформации $\dot{\varepsilon} = 0,33 \text{ с}^{-1}$; (в) – скорость деформации $\dot{\varepsilon} = 3,33 \text{ с}^{-1}$.

Эксперимент показал, что при слабых сдвиговых воздействиях глицерин имеет упорядоченную структуру и проявляет неньютоновские свойства. С увеличением скорости сдвига упорядоченная структура нарушается, глицерин демонстрирует традиционное ньютоновское поведение [6]. Тангенциальные разрывы параметров среды (вязкости) можно рассматривать как аналог зоны локализации сдвиговой деформации, в которой резко падает вязкость жидкости, образуя полосы сдвига [13].

Аналогичное явление наблюдается в структурированных растворах полимеров, проявляющих псевдопластические (неньютоновские) свойства, когда с ростом скорости деформации упорядоченная структура разрушается, что проявляется в виде уменьшения вязкости жидкости с ростом скорости деформации.

3.2. Исследование реологических свойств структурированных сплошных сред

Проведены комплексные исследования реологического поведения вязкоупругих растворов полимеров, в частности, сред, применяемых в технологии гидроразрыва пласта при добыче нефти из трудноизвлекаемых источников. В работе исследовались среды на основе вязкоупругих ПАВ производства АО «Полиэкс» – Сурфогель марки Д, тип 70-100, представляющий собой многокомпонентный комплекс, включающий: ПАВ-основы (спиртовой раствор катионных ПАВ высокой активности), активатора, деструктора, по необходимости регулятора pH, и на основе гуаровой камеди имеющей состав: 0,32 % – гуар HydraGEL 8F (ООО «Химпром»); 0,36 % – сшиватель HydraXW-2 (ООО «Химпром»); 99,32 %. – дистиллированная вода.

В настоящее время при разработке трудноизвлекаемых источников нефти и «оживления» истощённых скважин, извлечение пластового флюида из которых традиционными способами нерентабельно ввиду низких получаемых дебитов, стала популярна технология гидроразрыва пласта (ГРП). ГРП – это технологический процесс, при котором в ствол скважины закачивается специальная жидкость под избыточным давлением, в результате чего в породе образуются проводящие трещины, позволяющие пластовому флюиду проходить в ствол скважины. Для предотвращения смыкания трещины после снятия давления в жидкость добавляется расклинивающий наполнитель – пропант (отсев кварцевого песка, керамические шарики и другие материалы с диаметром частиц 1 – 2 мм) [112, 113].

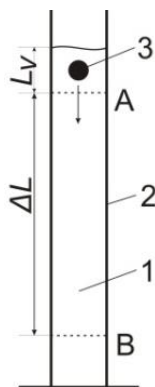
3.2.1. Измерение вязкости структурированной сплошной среды методом Стокса

Вискозиметр с падающим шаром (по методу Стокса) используется для измерения вязкости прозрачных систем, таких как газы и жидкости с низкой или средней вязкостью [111]. Схема такого вискозиметра показана на рисунке 3.4.

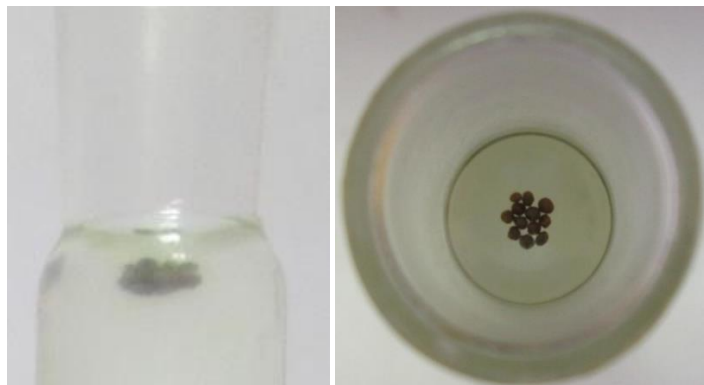
Исследуемую среду 1 помещают в стеклянную измерительную трубку 2, на которой нанесены отметки А и В на расстоянии ΔL друг от друга. Шарик (в данной работе керамический шарик пропанта) 3 опускали в трубку с исследуемой средой. При движении от исходного положения, в начале трубки, шарик ускоряет движение на участке L_v , а затем начинает двигаться равномерно с постоянной скоростью. Измеряли время Δt , необходимое шару для прохождения расстояния между отметками А и В. Измеренную величину Δt использовали для расчёта динамической вязкости по формуле:

$$\eta = \frac{2}{9}(\rho_1 - \rho_2)g \frac{R^2}{\Delta L} \Delta t, \quad (3.1)$$

где η – вязкость жидкости, R – радиус шара; ρ_1 – плотность шара; ρ_2 – плотность исследуемой жидкости, g – ускорение свободного падения.



а)



б)

Рисунок 3.4 – (а) – схема вискозиметра с падающим шаром; (б) – керамические шарики – пропант в гуаре в подвешенном состоянии.

Дополнительно была проведена оценка плотности жидкостей на основе вязкоупругого ПАВ и гуара, и получены их значения $\rho = 1004 \pm 29$ кг/м³ и $\rho = 1141 \pm 29$ кг/м³, соответственно. Оценка плотности частиц пропанта дала значение $\rho_{np.} \sim 3659$ кг/м³, средний диаметр частиц используемого пропанта $2R \sim 1,041$ мм. Используя формулу (3.1), определяли значение динамической вязкости среды на основе вязкоупругого ПАВ, равное $\eta \sim 28,1$ Па·с, и значение

динамической вязкости среды на основе гуара, равное $\eta \sim 1,1 \text{ Па}\cdot\text{с}$. В отличие от гуара в испытаниях с вязкоупругим ПАВ было отмечено, что частицы пропанта в среде могут находиться долгое время во взвешенном состоянии (один час и более) (Рисунок 3.4). Это связано с формированием градиента плотности (расслоением среды) по высоте в течение эксперимента. При этом среда на основе гуара оказалась менее стабильной и не подлежит долгому хранению в отличие от сред на основе вязкоупругого ПАВ, которая в закрытом состоянии сохраняет технологические параметры долгое время.

Была проведена оценка числа Рейнольдса вблизи падения шарика по формуле (3.2). Для среды на основе вязкоупругого ПАВ скорость движения пропанта была равна значению $v \sim 4,4 \times 10^{-5} \text{ м/с}$, тогда по формуле (3.2) число Рейнольдса $Re \sim 8,9 \cdot 10^{-7}$, для среды на основе гуара скорость получалась равной $v \sim 1,1 \cdot 10^{-3} \text{ м/с}$ и число Рейнольдса $Re \sim 5,1 \cdot 10^{-4}$. Установлено, что полученные значения числа Рейнольдса $\ll 1$, что говорит об отсутствии турбулентного течения. Все полученные методом Стокса результаты сведены в таблицу 3.1 [12], где

$$Re = \rho_2 R \frac{v}{\eta}, \quad (3.2)$$

Таблица 3.1 – Параметры исследуемых жидкостей

	ρ , кг/м ³	η , Па·с	v , м/с	Re
Вязкоупругий ПАВ	1004±29	28.1	$4.4 \cdot 10^{-5}$	$8.9 \cdot 10^{-7}$
Гуар	1141±29	1.1	$1.1 \cdot 10^{-3}$	$5.1 \cdot 10^{-4}$

3.2.2. Измерение вязкости структурированной сплошной среды с помощью системы коаксиальных цилиндров

Ротационные вискозиметры позволяют измерить истинную или абсолютную вязкость структурированных или реологических сред. В измерительных системах куэтовского типа сохраняется ламинарный режим течения в широком интервале условий нагружения, поэтому такие реометры позволяют производить измерения в широком диапазоне скорости сдвига, температуры, вязкости. Кольцевой зазор

между цилиндрами реометра имеет постоянную толщину, испытания могут проводиться с образцами, содержащими частицы, размер которых менее $1/3$ величины зазора [111].

Для исследования реологических свойств на основе вязкоупругого ПАВ и гуара использовался ранее изготовленный реометр с некоторыми конструкционными доработками. Схема установки представлена на рисунке 3.5. Пространство между двумя коаксиальными цилиндрами 1 и 3 заполнялось исследуемой средой 2. Шаговый двигатель 4 приводил во вращение внешний цилиндр с регулируемой линейной скоростью от 0,005 до 40 см/с (скорость деформации $\dot{\varepsilon} = 3,3 \cdot 10^{-3} \div 26,6 \text{ с}^{-1}$). Скорость деформации вычислялась по формуле $\dot{\varepsilon} = V / (R_1 - R_2)$, где V – линейная скорость, $R_1 = 55 \text{ мм}$ – радиус внешнего цилиндра, $R_2 = 40 \text{ мм}$ – радиус внутреннего цилиндра. В конструкции реометра движущее усилие прикладывается к внешнему цилиндру, вращение которого вызывает течение в кольцевом зазоре. Из-за сопротивления среды, подвергаемой сдвигу, крутящий момент передаётся на внутренний цилиндр и также вызывает его вращение. Для измерения динамической вязкости ось внутреннего цилиндра закреплялась через упругий элемент 5 к неподвижному основанию. При приведении в движение внешнего цилиндра, за счёт вязких напряжений в исследуемой среде, внутренний цилиндр отклонялся, деформируя упругий элемент. Степень деформации упругого элемента предварительно была откалибрована с помощью известной силы $F_{\text{калибр.}}$, приложенной к внутреннему цилиндру. Регистрация угла отклонения внутреннего цилиндра осуществлялась с помощью лазерного дальномера SIKC 7.

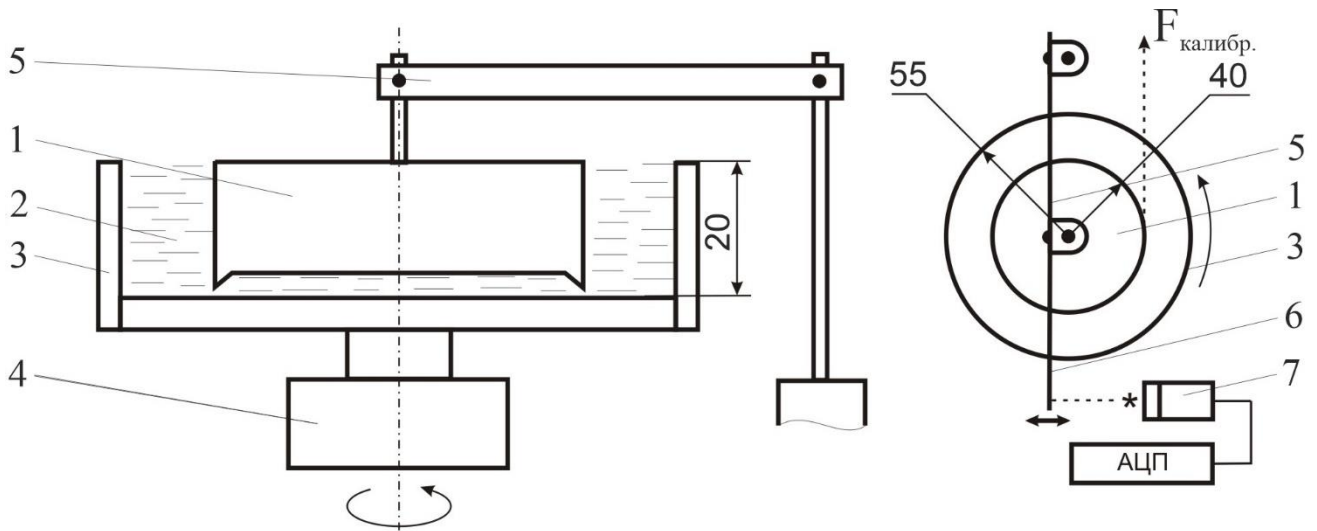


Рисунок 3.5 – Схема экспериментальной установки для исследования реологических свойств структурированных сред. На рисунке отмечено: 1 – внутренний неподвижный цилиндр; 2 – исследуемая жидкость; 3 – внешний подвижный цилиндр; 4 – электропривод внешнего цилиндра; 5 – упругий элемент; 6 – шторка; 7 – высокоточный лазерный дальномер СИКС.

Результаты измерения динамической вязкости на основе вязкоупругого ПАВ с использованием оригинальной установки представлены на рисунке 3.6 [12]. Эксперименты проводились только со средами на основе вязкоупругого ПАВ, а измерения динамической вязкости среды на основе гуара данным методом не исследовалась, так как он обладает ярко выраженным эффектом Вайсенберга [111].

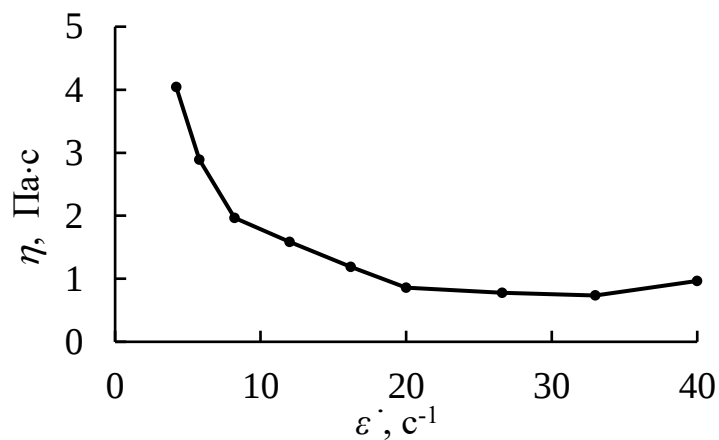
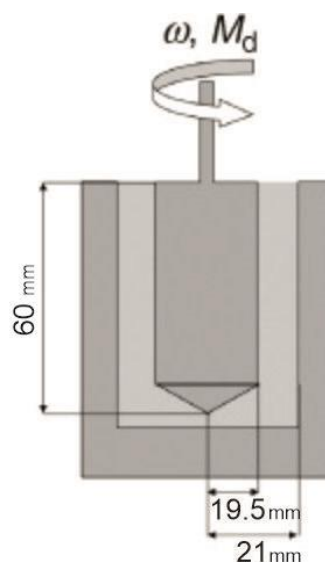


Рисунок 3.6 – Кривая вязкости среды на основе вязкоупругого ПАВ, полученная на оригинальной установке

С целью валидации данных вискозиметра оригинального изготовления, было проведено измерение вязкости с помощью реометра заводского изготовления RheolabQS производства компании Anton Paar, оснащённого измерительной системой по типу коаксиальных цилиндров. Внешний вид реометра RheolabQS и геометрия используемой измерительной системы показана на рисунке 3.7 [12].



а)



б)

Рисунок 3.7 – (а) – внешний вид реометра RheolabQS производства компании Anton Paar; (б) – используемая измерительная геометрия в виде коаксиальных цилиндров

Результаты измерения вязкости среды ГРП на основе вязкоупругого ПАВ и гуара с помощью реометра RheolabQS и оригинального изготовления представлены на рисунке 3.8. Можно сделать вывод, вискозиметр оригинального изготовления, оснащённый системой коаксиальных цилиндров, обладает достаточно высокой точностью измерений.

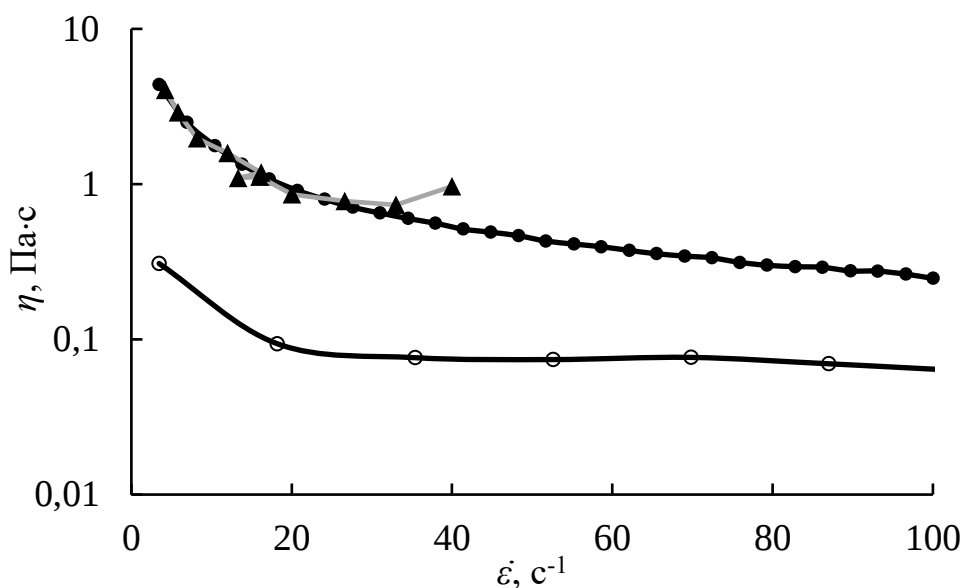


Рисунок 3.8 – Кривые вязкости среды на основе вязкоупругого ПАВ (● – реометр RheolabQS; ▲ – реометр оригинального изготовления) и на основе гуара (○ – реометр RheolabQS).

3.2.3. Измерение вязкости структурированной сплошной среды с помощью реометра конус-плоскость (динамические испытания)

Ротационные вискозиметры, изготовленные по типу «конус-плоскость» обеспечивают однородность скорости сдвига в измерительном зазоре. Такие вискозиметры применяют для измерения зависимости вязкости от скорости сдвига у вязкоупругих сред, т.е. проявляющих ярко выраженные неньютоновский характер течения [111, 114].

Исследование сред на основе вязкоупругого ПАВ и гуара осуществлялось с помощью реометра Physica MCR501 производства компании Anton Paar, имеющего измерительную систему «конус-плоскость» с диаметром конуса $d = 25$ мм, углом $\alpha = 1$. Данный реометр способен работать как в режиме контроля скорости сдвига, так и в режиме контроля напряжения сдвига и позволяет проводить реологические исследования в ротационном режиме (с угловой скоростью от 10^{-9} рад/сек до 314 рад/сек) и осцилляционном режиме (с частотой колебания конуса от 10^{-7} рад/сек до 628 рад/сек). Внешний вид реометра показан на рисунке 3.9.

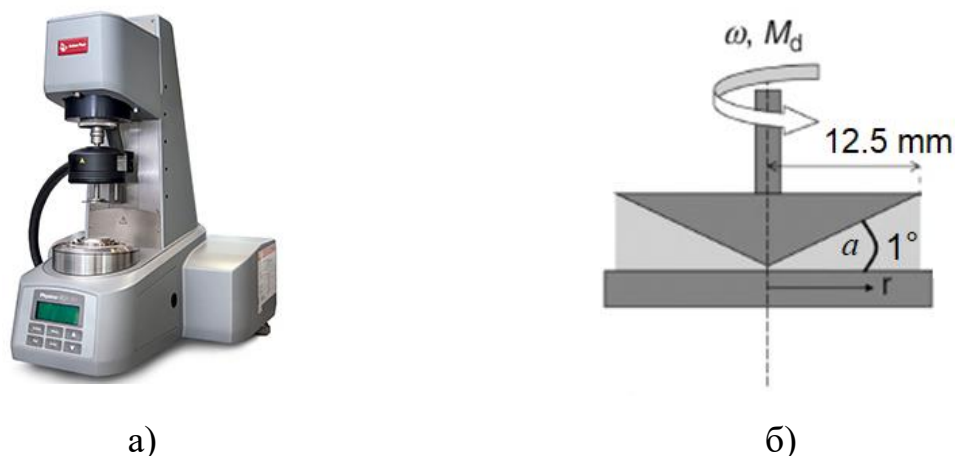


Рисунок 3.9 – (а) – Внешний вид реометра Physica MCR501; (б) – геометрия используемой измерительной системы.

Результаты измерения динамической вязкости η сред на основе вязкоупругого ПАВ и на основе гуара, полученные с помощью реометра Physica MCR501, представлены на рисунке 3.10 в зависимости от скорости деформации $\dot{\epsilon}$. Значения динамической вязкости, полученные с помощью реометров различной конструкции, хорошо согласуются между собой [12].

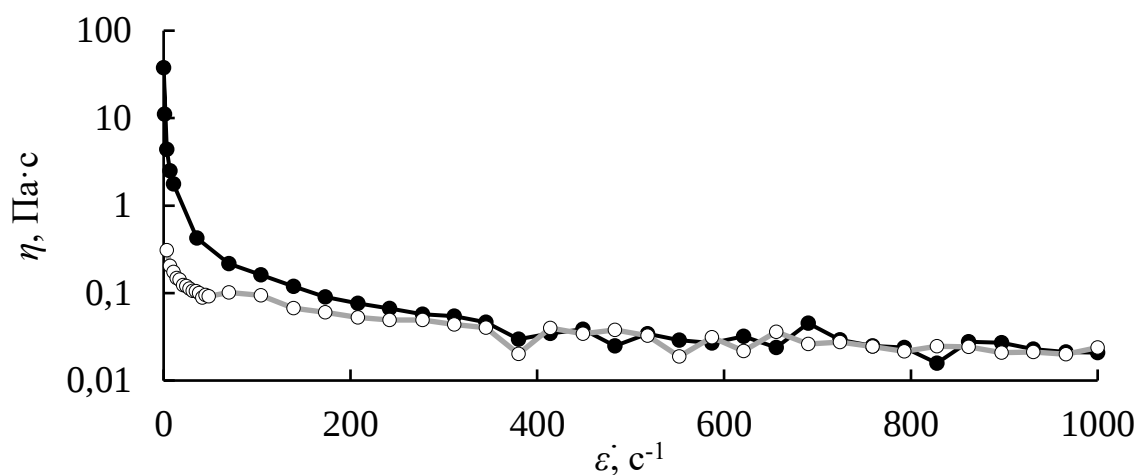


Рисунок 3.10 – Кривые вязкости структурированных сред, полученные с помощью реометра Physica MCR501 оснащённого измерительной системой конус плоскость (● – среда на основе вязкоупругого ПАВ; ○ – среда на основе гуара).

На рисунке 3.11 представлены кривые течения, которые иллюстрируют неустойчивое поведение при скорости деформации более $\dot{\varepsilon} = 380 \text{ с}^{-1}$, возможно, связанное с расслоением исследуемой среды или турбулизацией потока.

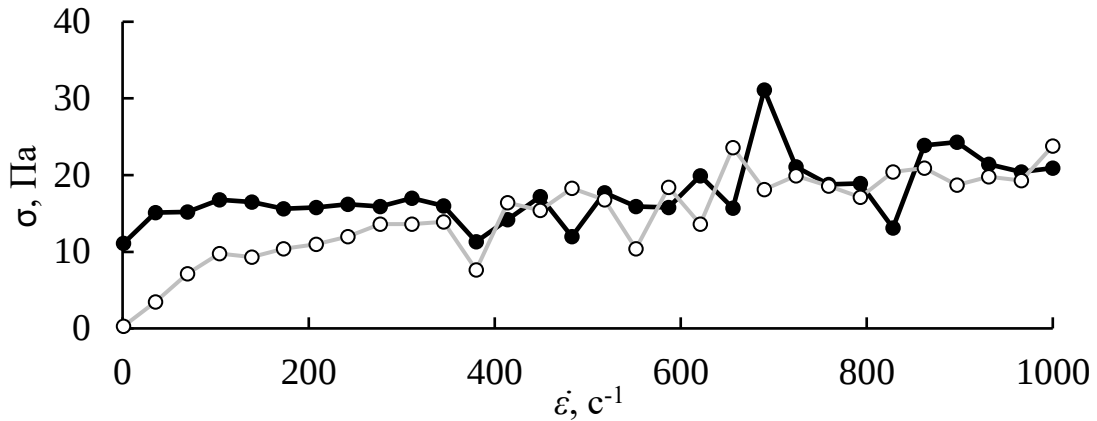


Рисунок 3.11 – Кривые течения структурированных сред (● – среда на основе вязкоупругого ПАВ; ○ – среда на основе гуара).

На рисунке 3.12 представлены кривые текучести сред на основе вязкоупругого ПАВ и гуара, полученные в экспериментах с заданным напряжением σ . Диаграмма иллюстрирует отсутствие предельных напряжений в исследуемых средах.

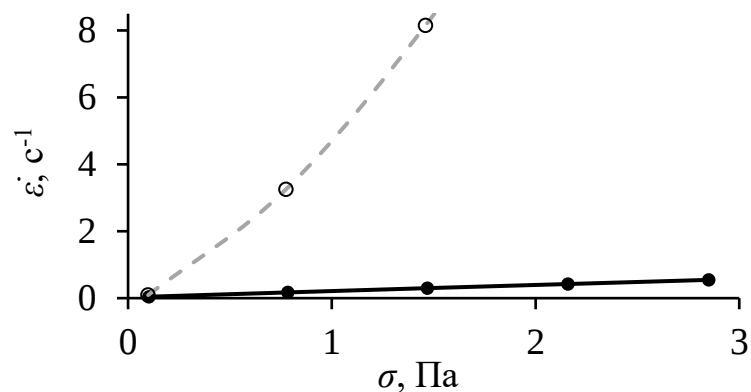


Рисунок 3.12 – Кривые текучести структурированных сред на основе вязкоупругого ПАВ (сплошная) и на основе гуара (штриховая), полученные в эксперименте с заданным напряжением сдвига

Испытания с осциллирующими напряжениями (динамические испытания) позволяют получить данные о вязкой и упругой реакциях образца среды в зависимости от скорости воздействия на него, иными словами, получить зависимость осциллирующего напряжения или деформации от заданной угловой скорости или частоты.

Динамические испытания позволяют исследовать комплексную вязкость, отражающую общее сопротивление динамическому сдвигу. Её можно разложить на две компоненты – запасённую (мнимую) вязкость (упругая компонента) и динамическую вязкость (вязкая компонента) [111].

Эксперимент представляет из себя осцилляционный тест с колебаниями конуса реометра с фиксированной частотой 1 Гц в диапазоне изменения амплитуды колебаний от 0° до 2° . На рисунке 3.13 представлены результаты динамических исследований сред на основе вязкоупругого ПАВ и гуара.

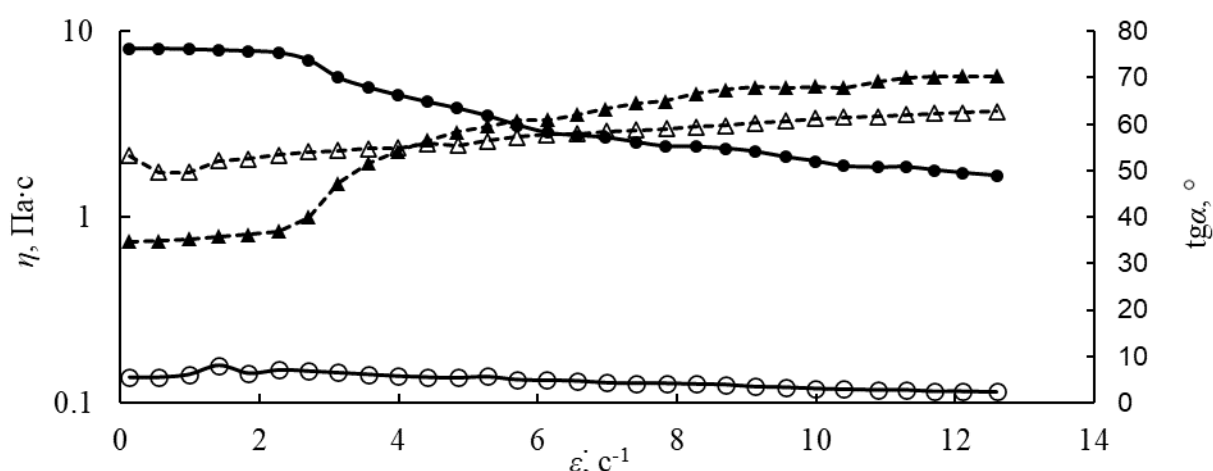


Рисунок 3.13 – Зависимость комплексной вязкости сред от амплитуды колебаний конуса реометра (частота колебаний 1 Гц). На графике отмечены:

- $\bullet$ – комплексная вязкость среды на основе вязкоупругого ПАВ; $\circ$ – комплексная вязкость среды на основе гуара; $\blacktriangle$ – угол сдвига фаз среды на основе вязкоупругого ПАВ; $\triangle$ – угол сдвига фаз среды на основе гуара

На рисунке 3.13 можно заметить, что область линейной вязкоупругости заканчивается (сплошные линии с кружками), примерно при скорости деформации

$\dot{\varepsilon} = 2 \text{ с}^{-1}$ для обеих исследуемых сред. При превышении порога вязкоупругости физические связи между молекулами и агрегатами исследуемого вещества разрушаются, наступает сдвиговое разжижение, и большая часть вводимой энергии необратимо переходит в тепло.

Также на рисунке 3.13 можно заметить увеличение угла сдвига фаз у обеих исследуемых сред (штриховые линии с треугольниками), что свидетельствует об изменении реакции от более упругой к более вязкой. В случае среды на основе вязкоупругого ПАВ это изменение особенно ярко выражается при возрастании скорости сдвига.

На рисунке 3.14 представлен аналогичный осцилляционный тест с фиксированной амплитудой колебания конуса реометра равной 1° в диапазоне частот от 1 до 10 Гц.

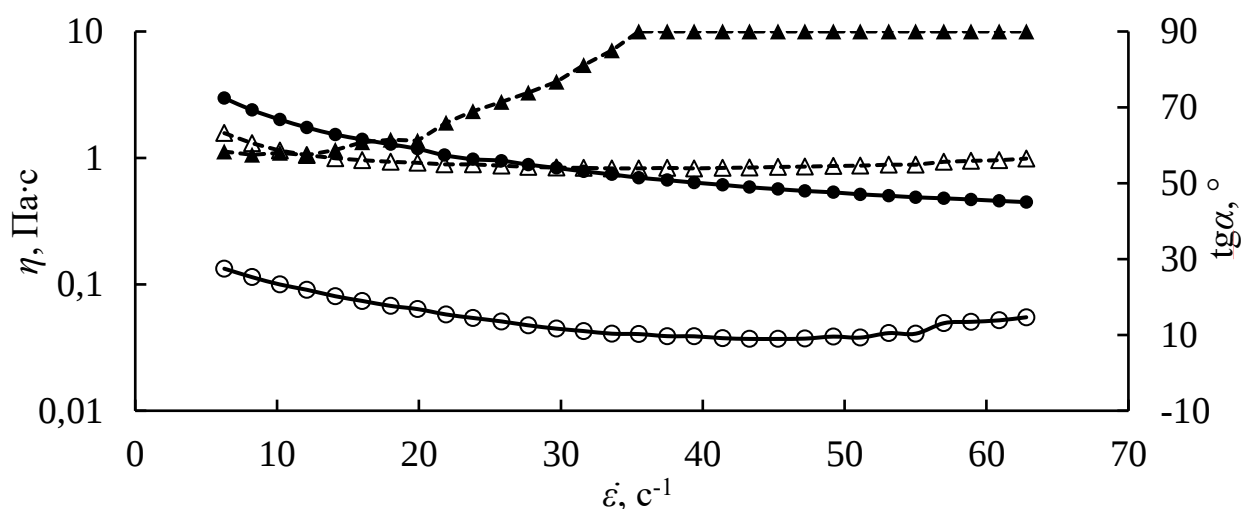


Рисунок 3.14 – Зависимость комплексной вязкости среды от частоты колебаний конуса реометра (амплитуда колебаний 1°). На графике отмечены:

- – комплексная вязкость среды на основе вязкоупругого ПАВ; ○ – комплексная вязкость среды на основе гуара; ▲ – угол сдвига фаз среды на основе вязкоупругого ПАВ; Δ – угол сдвига фаз среды на основе гуара

Из графика на рисунке 3.14 видно, что угол сдвига фаз для среды на основе вязкоупругого ПАВ слабо зависит от частоты колебания конуса в отличие от гуара,

угол сдвига фаз которого увеличивается, а при частоте колебаний 5,5 Гц (скорость деформации $\dot{\varepsilon} = 35 \text{ с}^{-1}$) становится равным 90° , что свидетельствует о полной потере упругой реакции и переходу к абсолютно вязкой жидкости [12].

3.2.4. Динамические испытания структурированной сплошной среды методом электрического взрыва проводника

Испытания сред при высоких скоростях сдвига (до $\dot{\varepsilon} = 10^5 \text{ с}^{-1}$) осуществлялись на оригинальной установке методом электрического взрыва проводника (ЭВП) [4, 5] (Пункт 1.1.3. настоящей диссертационной работы). Волна сжатия распространялась в радиальном направлении от места инициирования ЭВП в результате разряда на проводник системы конденсаторов ёмкостью $C_0 = 0,44 \text{ мкФ}$, заряженных от источника высокого напряжения $U_0 = 15 \text{ кВ}$. Регистрация профилей скорости свободной поверхности от места инициирования ЭВП осуществлялась на расстоянии $X = 35; 45; 60 \text{ мм}$ в среде на основе вязкоупругого ПАВ и на расстоянии $X = 35; 45 \text{ мм}$ в среде на основе гуара.

Сдвиговая вязкость находилась как произведение времени релаксации на сдвиговой модуль упругости [115-117]. В настоящей работе сдвиговая вязкость оценивалась по экспериментально полученным профилям скорости свободной поверхности и кривым ударных адиабат сред, используя следующую формулу [118]:

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

где, S – коэффициент наклона ударной адиабаты; ρ_0 – плотность среды; c_0 – начальная скорость звука в среде; P_0 – амплитуда импульса сжатия; $\dot{\varepsilon}^*$ – скорость деформации на фронте волны сжатия.

В таблице 3.2 приведены зависимости оценочных значений сдвиговой вязкости от скорости деформации на фронте волны сжатия, полученной методом ЭВП для сред на основе вязкоупругого ПАВ и гуара [119].

Таблица 3.2 – Оценочные значения сдвиговой вязкости сред от скорости деформации на фронте волны сжатия, полученной методом ЭВП

Вязкоупругий ПАВ			Гуар		
$\dot{\varepsilon}$, 10^5 с^{-1}	η , Па·с	P , МПа	$\dot{\varepsilon}$, 10^5 с^{-1}	η , Па·с	P , МПа
0,99	6,57	30,9	0,45	19,78	36,3
3,03	2,78	35,1	0,54	13,54	32,7
3,48	2,99	39,1	0,78	7,45	29,2
4,37	1,84	34,3	1,32	11,06	46,4
			1,88	4,27	34,3

На основании серии проведённых исследований установлено, что исследуемые среды проявляют псевдопластические (неньютоновские) свойства, когда сдвиговая вязкость уменьшается с увеличением скорости деформации на всём диапазоне исследуемых скоростей сдвига [12].

3.2.5. Структурно-феноменологическая модель вязкости

Как правило, применяемые в технологии ГРП жидкости-пропантоносители исследуются при скоростях деформации до $\dot{\varepsilon} = 1000 \text{ с}^{-1}$ в условиях атмосферного давления, однако, давление в скважине или в процессе ГРП может достигать $P \sim 100 \text{ МПа}$ и выше [120, 121]. В работе [1] отмечалось, что вязкость псевдопластических сред зависит как от скорости сдвига, так и от давления. В связи с этим возникает необходимость в физической модели, описывающей поведение сред ГРП как при высоких скоростях сдвига, так и при значительных.

На основании анализа полученных экспериментальных результатов было сделано предположение, что реологическое поведение исследуемых сред в широком диапазоне условий нагружения можно описать уравнением вида:

$$\eta = \eta_0 \frac{\left(\frac{P}{P_0}\right)^\alpha}{\left(\frac{\dot{\varepsilon}}{\dot{\varepsilon}_0}\right)^\beta}, \quad (3.3)$$

Формула (3.3) описывает зависимость вязкости от скорости сдвига и давления при $P > P_0$ и $\dot{\varepsilon} > \dot{\varepsilon}_0$, в остальных случаях $\eta = \eta_0$. В статическом эксперименте $P/P_0 = 1$, где P – давление в среде, P_0 – атмосферное давление, η – динамическая вязкость, η_0 – статическое значение вязкости, которая экспериментально определяется по методу Стокса, коэффициенты $\dot{\varepsilon}_0$, α и β – являются параметрами аппроксимации экспериментальных данных. Значения параметров $\dot{\varepsilon}_0$ и $\beta = n - 1$ определяются по данным реометрических измерений – зависимости вязкости от скорости сдвига. Результаты аппроксимации представлены на рисунке 3.15.

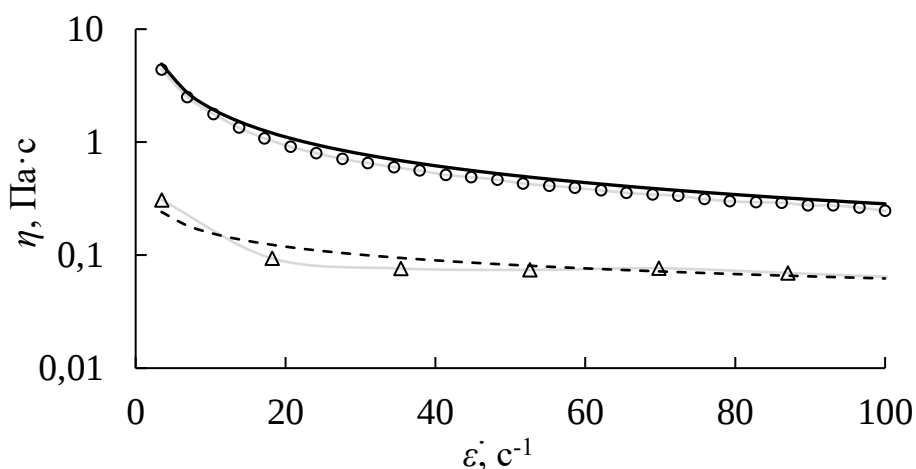


Рисунок 3.15 – Зависимости вязкости среды от скорости сдвига: ○ – экспериментальные данные и сплошной линией – полученные с помощью уравнения (3.3) для среды на основе вязкоупругого ПАВ; Δ – экспериментальные данные и штриховой линией – описание с помощью уравнения (3.3) для среды на основе гуара.

Используя результаты эксперимента нагружения сред методом ЭВП и произведя аппроксимацию, можно определить коэффициент α . На рисунке 3.16 показаны данные, полученные в эксперименте по методу ЭВП (маркеры), и

результаты аппроксимации предложенной моделью в зависимости от скорости сдвига и давления в виде поверхности.

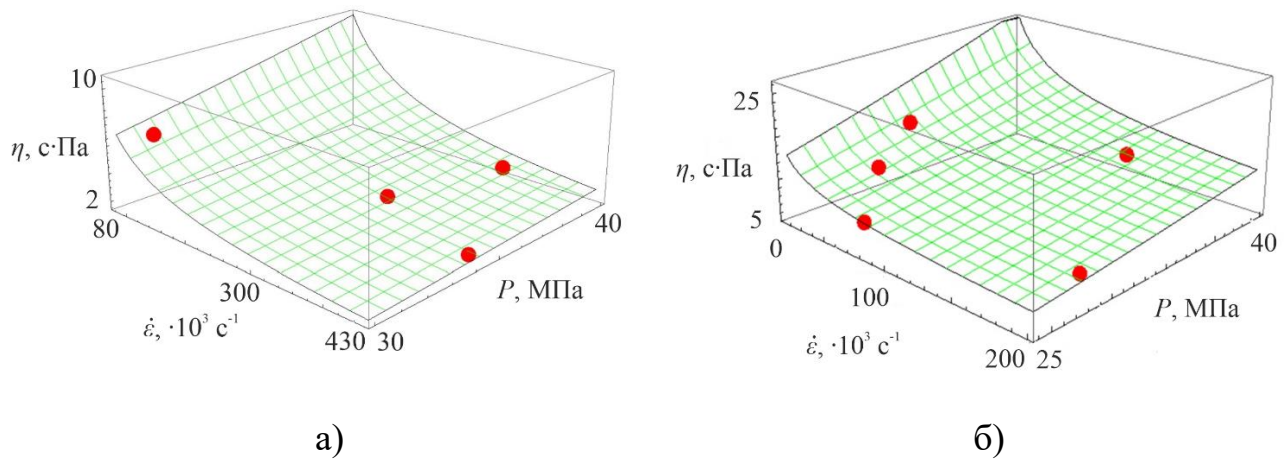


Рисунок 3.16 – Зависимости вязкости сред на основе вязкоупругого ПАВ (а) и гуара (б), полученные в ходе эксперимента (маркеры) и с помощью уравнения (3.3) (поверхность).

На рисунке 3.17 показаны результаты верификации расчетных кривых по данным динамического поведения исследованных сред в эксперименте с осциллирующими напряжениями уравнением (3.3), которые хорошо согласуются между собой [17].

Коэффициенты в уравнении (3.3), описывающем поведение сред в широком диапазоне скоростей сдвига, представлены в таблице 3.3:

Таблица 3.3 – Параметры уравнения (3.3) для сред ГРП

Среда	η_0 , Па·с	$\dot{\epsilon}_0$, c^{-1}	α	β
Вязкоупругий ПАВ	28,1	0,38	1,57	0,85
Гуар	1,1	0,1	1,42	0,43

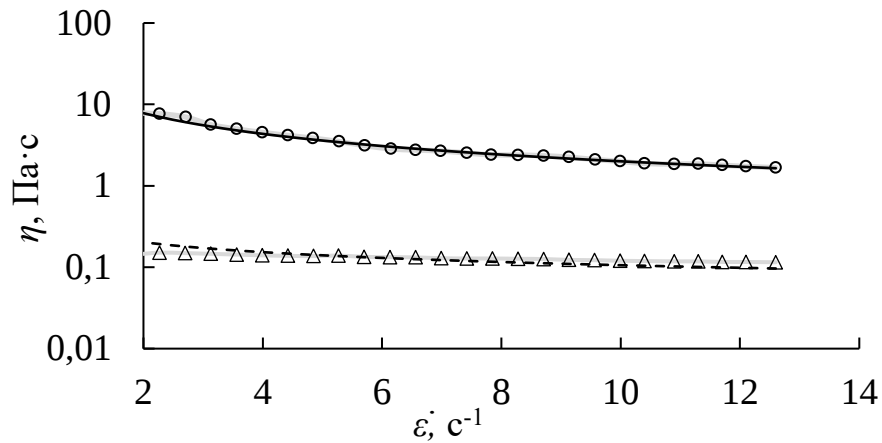


Рисунок 3.17 – Зависимости вязкости сред в эксперименте с осциллирующими напряжениями в зависимости от скорости сдвига, на графике отмечено: $\circ$ – экспериментальные данные и сплошной линией описание с помощью уравнения (1) для жидкости на основе вязкоупругого ПАВ; Δ – экспериментальные данные и штриховой линией описание с помощью уравнения (3.3) для сред на основе гуара.

В работе [33, 35] по исследованию вязкоподобного поведения твёрдых тел, таких как алюминий, бериллий, висмут, медь, железо, уран, оксид магния и кварц, при распространении сжимающих волн большой амплитуды. Зависимость напряжения Гюгонио от максимальной скорости деформации для каждого материала описывалась выражением $\dot{\eta} = a \sigma_h^m$, где показатель степени m равен 4 для всех материалов, а коэффициент a зависит от материала. Было отмечено, быстрое увеличение скорости стационарной деформации с увеличением пикового напряжения невозможно описать с помощью ньютоновской пропорциональности между вязким напряжением и скоростью деформации.

Из работ [33, 35] следует:

$$\dot{\varepsilon}^p = A \tau_a^4.$$

Выразим напряжение сдвига τ :

$$\tau = \left(\frac{1}{A} \right)^{1/4} \cdot (\dot{\varepsilon}^p)^{1/4},$$

вынесем за скобку $\dot{\varepsilon}^p$:

$$\tau_a = \left[\left(\frac{1}{A} \right)^{1/4} \cdot \dot{\varepsilon}^{p/4-1} \right] \cdot \dot{\varepsilon}^p.$$

Получаем выражение для вязкости в зависимости от скорости деформации:

$$\eta = \left(\frac{1}{A} \right)^{1/4} \cdot (\dot{\varepsilon}^p)^{-3/4}.$$

Соответствие показателей степени для вязкоупругого ПАВ (–0,85) и гуара (–0,43) степенной зависимости $\eta \sim (\dot{\varepsilon}^p)^{-3/4}$ следующей из работ по исследованию пластических волновых фронтов в твёрдых телах, указывает на автомодельный характер переноса импульса в заданном диапазоне интенсивностей нагружения. Такое соответствие подтверждает предположение, что неньютоновское поведение сред (уменьшение вязкости с ростом скорости сдвига) может быть связано с механизмом переноса импульса, характерным для пластического течения.

3.2.6. Реологические исследования среды ГРП на основе вязкоупругого ПАВ с добавлением расклинивающего материала

С помощью реометров, реализующих сдвиговое течение между коаксиальными цилиндрами, осуществлены реологические исследования сред основе вязкоупругого ПАВ с добавлением расклинивающего наполнителя – пропанта в виде алюмосиликатных шариков со средним диаметром 1,041 мм «Пропант 16/20» в концентрации 10 % и 20 % по массе. Результаты измерения динамической вязкости на основе вязкоупругого ПАВ без пропанта и с добавлением пропанта представлены на рисунке 3.18. На рисунке 3.19 представлены кривые течения.

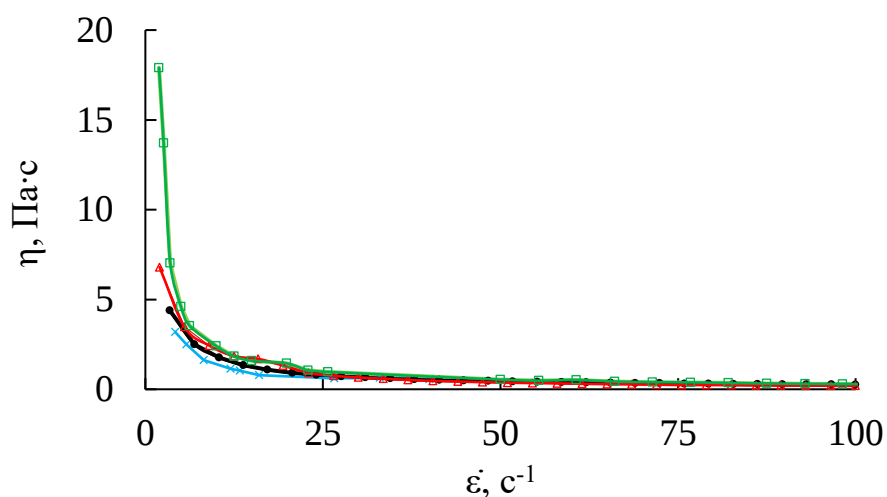


Рисунок 3.18 – Кривые вязкости среды на основе вязкоупругого ПАВ в зависимости от скорости деформации, на графике отмечено: ● – без пропанта, реометр RheolabQS; ▲ – с добавлением пропанта в концентрации 10 % реометр RheolabQS; □ – с добавлением пропанта в концентрации 20 % реометр RheolabQS; X – с добавлением пропанта в концентрации 20 %, реометр оригинального изготовления

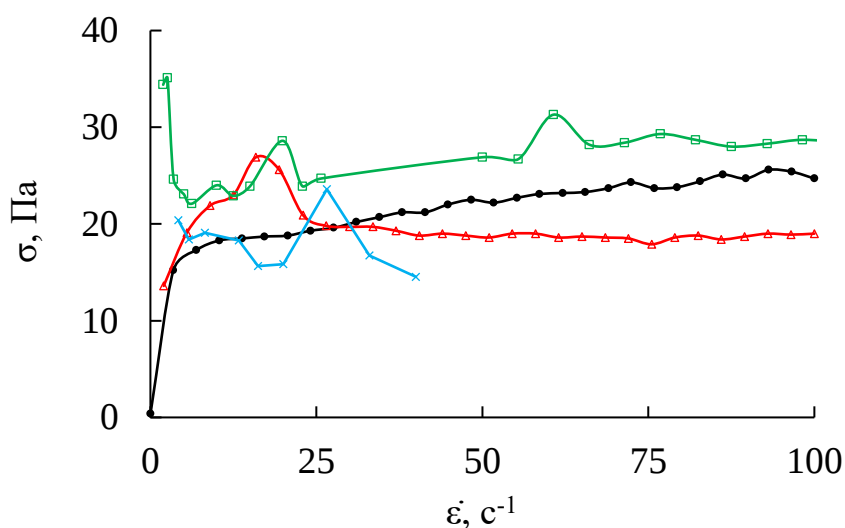


Рисунок 3.19 – Кривые течения среды на основе вязкоупругого ПАВ в зависимости от скорости деформации, на графике отмечено: ● – без пропанта, реометр RheolabQS; ▲ – с добавлением пропанта в концентрации 10 % реометр RheolabQS; □ – с добавлением пропанта в концентрации 20 % реометр RheolabQS; X – с добавлением пропанта в концентрации 20 %, реометр оригинального изготовления

Добавление пропанта в исследуемую среду практически не влияет на её вязкость при высоких скоростях сдвига ($\dot{\epsilon} > 50 \text{ с}^{-1}$), однако, начальная стадия кривых течения резко «поднялась», что свидетельствует о появлении предельных напряжений, что связывается с седиментацией и коагуляцией (слипанием) наполнителя. Но при больших скоростях сдвига увеличение концентрации наполнителя приводит к уменьшению напряжения сдвига, что связывается с иницированием крупномасштабных дефектов сдвига, разрушению структуры среды и снижению напряжения течения [14, 122].

3.3. Выводы по главе

Эксперимент по реализации сдвигового нагружения на глицерине показал, что при слабых сдвиговых воздействиях глицерин имеет упорядоченную структуру и проявляет неньютоновские свойства. С увеличением скорости сдвига упорядоченная структура нарушается, глицерин демонстрирует традиционное ньютоновское поведение [6]. Тангенциальные разрывы параметров среды (вязкости) можно рассматривать как аналог зоны локализации сдвиговой деформации, в которой резко падает вязкость жидкости, образуя полосы сдвига.

В работе были проведены исследования сред на основе вязкоупругого ПАВ и гуара, применяемых в технологии ГРП с использованием реометров с падающим шаром (метод Стокса); промышленных реометров, имеющих измерительную систему «конус-плоскость» или «коаксиальные цилиндры»; исследования при высоких скоростях сдвига проводились методом электрического взрыва проводника. Проведена валидация оригинального вискозиметра, состоящего из соосных коаксиальных цилиндров и позволяющего измерять динамическую вязкость в широком диапазоне скоростей сдвига, а также осуществлять визуальное наблюдение за исследуемой жидкостью. Полученные значения динамической вязкости хорошо согласуются между собой во всех типах используемых вискозиметров.

Среда на основе вязкоупругого ПАВ показала более высокую стабильность реологических свойств, заключающуюся в слабой зависимости от амплитуды осцилляций и частоты осцилляций в отличие от сред на основе гуара, утратившей упругие свойства при частоте осцилляций 5,5 Гц, В [113] показано, что именно упругие свойства определяют несущую способность расклинивающего материала.

На основании полученных результатов можно сделать вывод о том, что использование применяемой в качестве пропантонесущей и пропантоудерживающей среды ГРП на основе вязкоупругого ПАВ Сурфогель марки Д (тип 70–100, производства АО «Полиэкс»), продемонстрировавшего более стабильные вязкоупругие свойства, является более перспективным, в отличие от популярных на сегодняшний день сред ГРП на основе гуара.

Установлено, что исследуемые среды проявляют псевдопластические (неньютоновские) свойства, когда сдвиговая вязкость уменьшается с увеличением скорости деформации, и не обнаруживают предельных напряжений, т.е. не имеют внутреннего трения.

Предложенная в работе реологическая модель для описания поведения структурированных растворов полимеров для широкого диапазона скоростей сдвига и давлений, показала хорошее согласование с экспериментальными данными.

ГЛАВА 4. Исследование теплофизических закономерностей развития неустойчивостей в структурированных средах при высоких скоростях сдвига

В главе представлены результаты экспериментальных исследований явлений гидро- и сонолюминесценции в жидкостях при высоких скоростях сдвига с использованием оригинальной установки.

В результате экспериментов по течению в узком канале установлены пороговые значения скорости деформации и градиента давления, соответствующие возникновению ГЛ. Значения скоростей деформации носят универсальный характер, лежат в диапазоне $\dot{\epsilon} \sim 10^5 \div 10^6 \text{ с}^{-1}$.

Статистический анализ сигналов, полученных с помощью фотоумножителя, показал качественные различия явлений ГЛ и СЛ. Явление СЛ связано с кавитацией. Явление ГЛ связывается с формированием коллективных мод сдвига, аналогично сценариям формирования мод локализованного сдвига при пластической деформации твёрдых тел при достижении пороговых значений скорости деформации $\dot{\epsilon} \sim 10^5 \text{ с}^{-1}$. Характер такого перехода сопровождается резким изменением диссипативных свойств жидкости, проявлением которых является ГЛ [15, 16, 18, 19].

4.1. Экспериментальные исследования закономерностей развития гидро- и сонолюминесценции

На рисунке 4.1 а представлен прототип экспериментальной установки по регистрации ГЛ и СЛ в узких каналах [19]. Геометрия рабочего канала показана на рисунке 4.2, б.

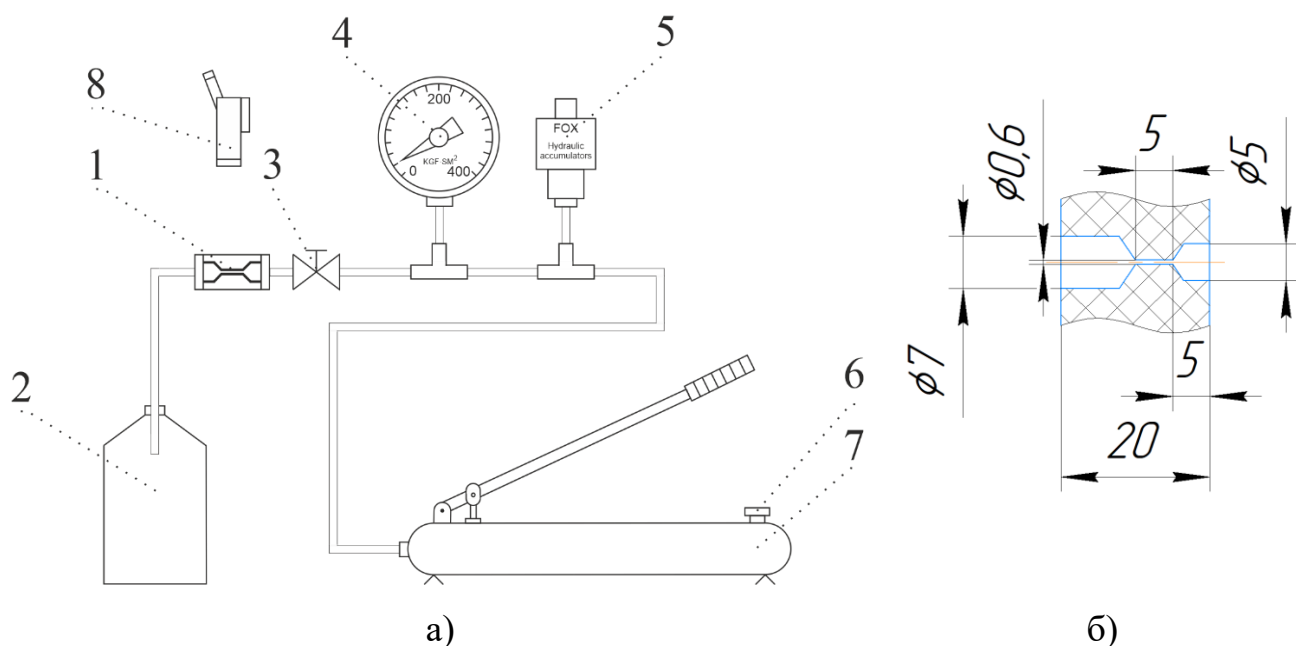
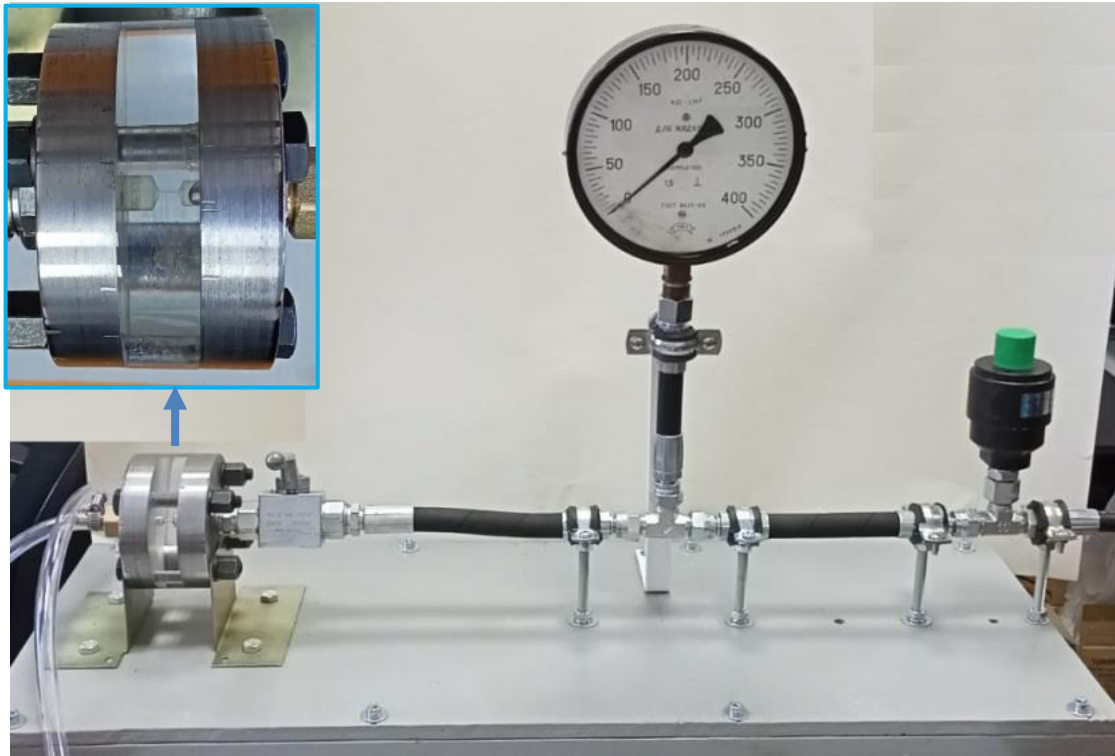


Рисунок 4.1 – (а) – Схема экспериментальной установки по исследованию ГЛ и СЛ; (б) – геометрия рабочего канала. На рисунке отмечено: 1 – рабочий канал; 2 – ёмкость для слива жидкости; 3 – запорный вентиль; 4 – манометр; 5 – гидроаккумулятор; 6 – горловина для залива исследуемой жидкости; 7 – ручной гидравлический насос высокого давления; 8 – высокоскоростная видеокамера PHOTRON FASTCAM SA-Z MODEL 2100 K.

На рисунке 4.2 показан внешний вид установки с использованием ручного гидравлического насоса высокого давления и высокоскоростной видеокамеры.



а)



б)



в)

Рисунок 4.2 – (а) – внешний вид прототипа экспериментальной установки по исследованию ГЛ и СЛ; (б) – ручной гидравлический насос высокого давления STELS 10 т; (в) – высокоскоростная видеокамера PHOTRON FASTCAM SA-Z MODEL 2100 K.

Наблюдение ГЛ осуществлялось на трансмиссионном масле ТМ-4 (75W-90) ЛУКОЙЛ. Исследуемое масло заливалось в полость насоса через горловину 6, с помощью ручного насоса 7, давление в системе поднималось вплоть до 300 Атм и фиксировалось манометром 4. После достижения необходимого давления,

открывался клапан 3 и жидкость под давлением попадала в узкий канал 1, после сливалась в ёмкость 2. Регистрация ГЛ осуществлялась с помощью скоростной видеокамеры, кадры наблюдения ГЛ показаны на рисунке 4.3. На видеокадрах наблюдается интенсивное свечение жидкости, ГЛ в канале и СЛ в диффузоре.

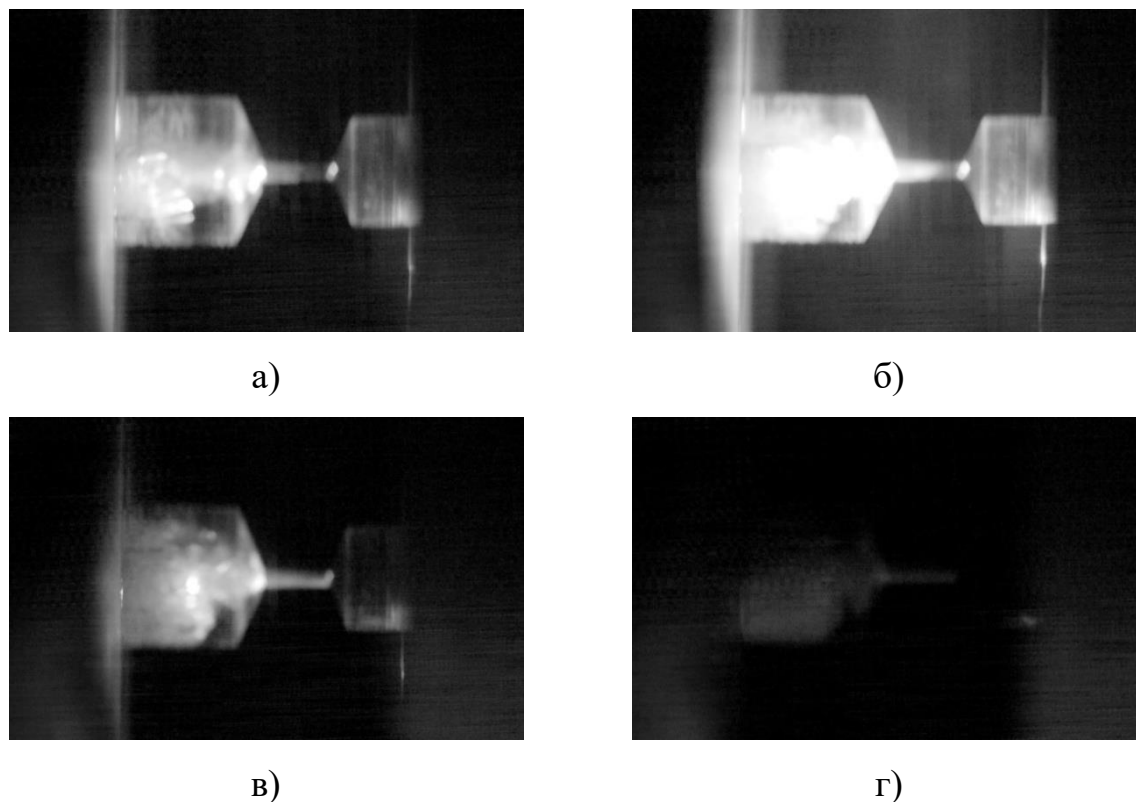


Рисунок 4.3 – Видеокадры наблюдения эффектов ГЛ в канале на трансмиссионном масле (интервал между кадрами ~ 10 мс) максимальное давление на входе в канал ~ 5 ГПа/м. (а) – начало «свечения»; (б) – развитая гидролюминесценция; (в) и (г) – затухание «свечения» вследствие падения давления в канале диффузора.

В последующем экспериментальная установка была доработана [19]. Ручной насос был заменён на насосную станцию Wieder Kraft WDK-GP380 включающую в себя шестерёнчатый насос Bucher CBKA-F2.7F (давление до 210 Атм, производительность 2,7 мл/об), давление в системе регулировалось с помощью частотного регулятора SIEMENS V20. Схема установки показана на рисунке 4.4.

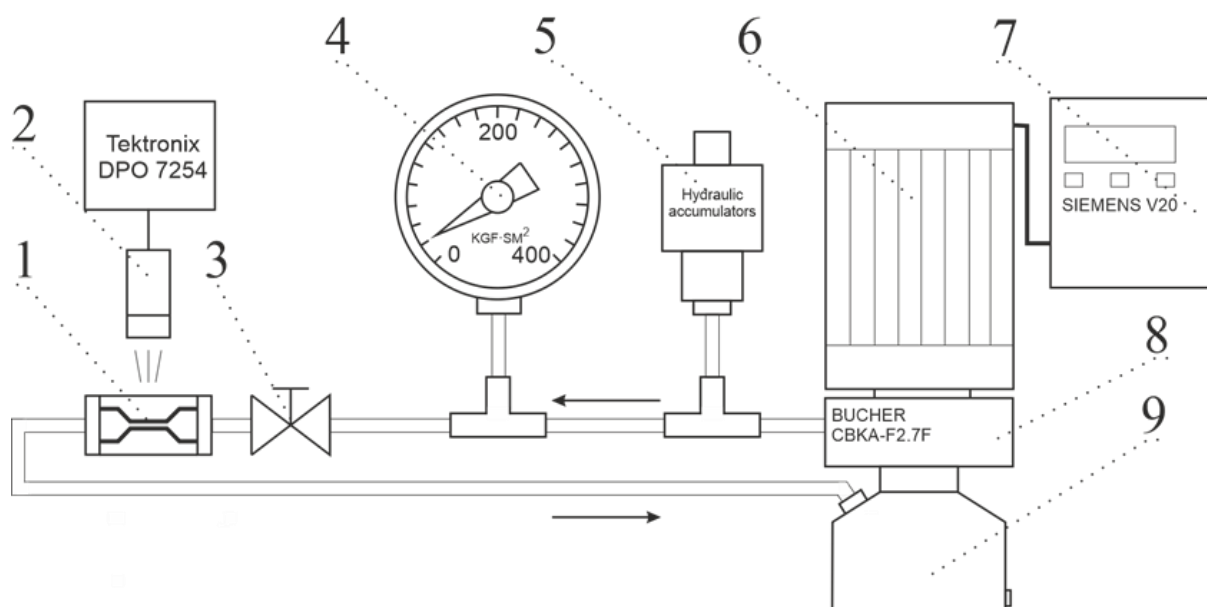


Рисунок 4.4 – Схема экспериментальной установки по исследованию ГЛ и СЛ. цифрами показано: На рисунке отмечено: 1 – рабочий канал диаметром 0,6 мм и длиной 5 мм; 2 – высокоскоростная видеокамера PHOTRON FASTCAM SA-Z MODEL 2100 K или фотоумножитель Hamamatsu H6779 (диапазоном чувствительности 300-650 нм и время нарастания импульса 0,78 нс), подключённый к осциллографу Tektronix DPO 7254 для регистрации и наблюдения явлений ГЛ и СЛ; 3 – запорный вентиль; 4 – манометр; 5 – гидроаккумулятор; 6 – асинхронный электродвигатель; 7 – частотный регулятор; 8 – шестерёнчатый гидравлический насос высокого давления Bucher CBKA-F2.7F; 9 – бак с гидравлическим маслом.

Внешний вид модернизированной экспериментальной установки показан на рисунке 4.5 и рисунке 4.6 показан внешний вид используемой насосной станции и частотного регулятора.

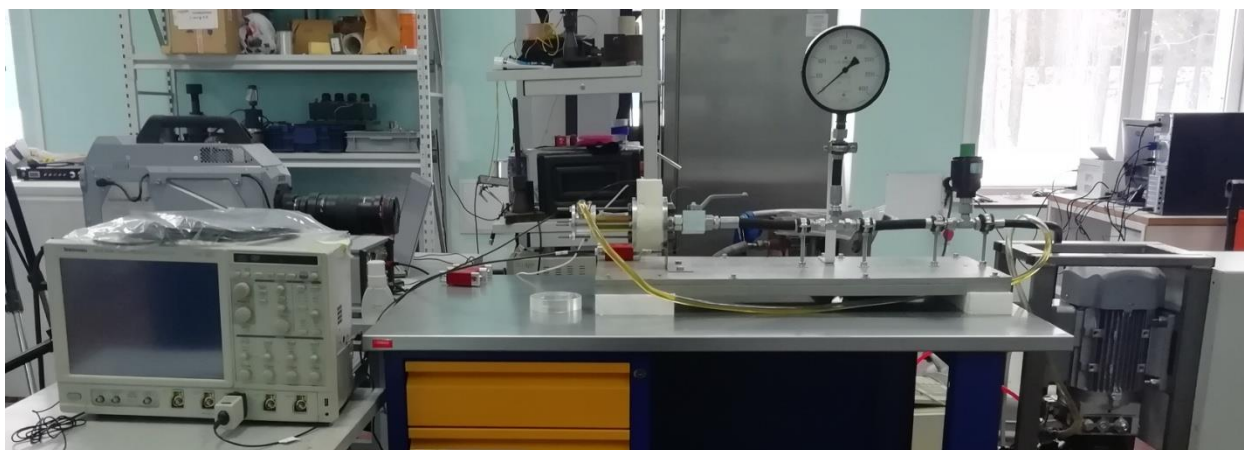


Рисунок 4.5 – Внешний вид экспериментальной установки по исследованию ГЛ и СЛ и используемого измерительного оборудования (высокоскоростная видеокамера PHOTRON FASTCAM, фотоумножитель Hamamatsu H6779, осциллограф Tektronix DPO 7254).



а)



б)

Рисунок 4.6 – Насосная станция Wieder Kraft WDK-GP380 включающая шестерёнчатый насос Bucher CBKA-F2.7F (а); частотный регулятор SIMENS V20 (б).

Измерительная ячейка была изменена с целью разделить явление ГЛ в узком канале и СЛ в области расширения. Геометрия и внешний вид модернизированной измерительной ячейки показаны на рисунках 4.7, а и 4.7, б соответственно. Рабочий канал диаметром 0,8 мм и длиной 20 мм выполнен из прозрачного пластика (ПММА), область расширения отделена металлическим фланцем.

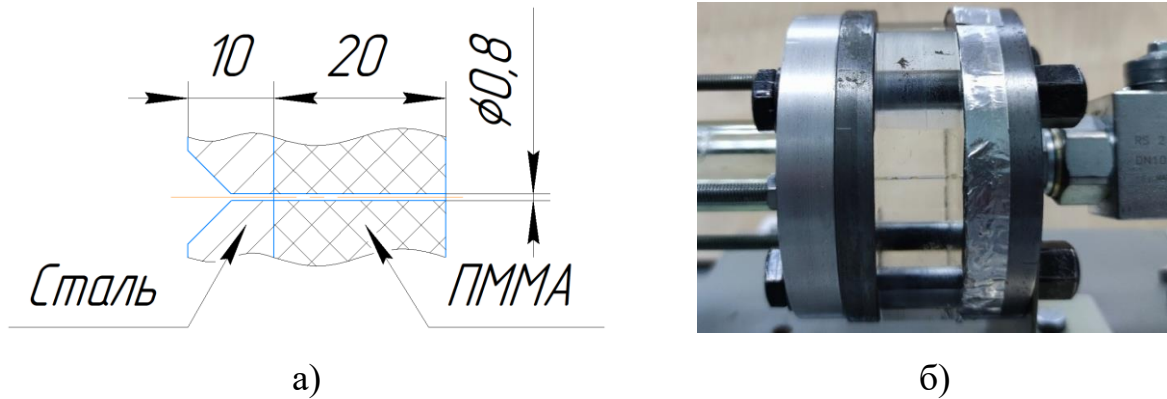


Рисунок 4.7 – Геометрия модернизированной измерительной ячейки (а); внешний вид измерительной ячейки (б).

Регистрация явлений ГЛ и СЛ осуществлялось на гидравлическом масле MOBIL DTE-25 (динамическая вязкость $\eta = 0,04$ Па·с; кинематическая вязкость $\nu = 44$ сСт/ $44 \cdot 10^{-6}$ м²/с; плотность $\rho = 876$ кг/м³) в диапазоне градиентов давления $\nabla P \sim 0,7 \div 5$ ГПа/м, с применением фотоумножителя, скорость деформации в приграничных слоях $\dot{\epsilon} > 10^5 \div 10^7$ с⁻¹.

Скорость деформации вычислялась по формуле $\dot{\epsilon} = dV / dr$, где r – радиус канала (м). Для ламинарного потока пуазелевской жидкости в круглой трубе профиль скорости будет параболическим $V = V_{max}(1 - (r/R)^2)$, V_{max} – максимальная скорость потока жидкости в центре трубы, которая вычислялась как $V_{max} = Q/S$, где S – сечение канала (м²), Q – расход жидкости (м³/с). Расход жидкости оценивался по производительности шестерёнчатого насоса Bucher CBKA-F2.7F – 2,7 мл/об (по паспорту), частота вращения асинхронного электродвигателя задавалась частотным регулятором.

Число Рейнольдса для канала круглого сечения с диаметром D вычислялось по формуле:

$$Re = \frac{\rho VD}{\eta},$$

На рисунке 4.8, а показана форма сигнала, регистрируемая фотоумножителем. На рисунке 4.8б представлена зависимость частоты событий, регистрируемых с помощью фотоумножителя, от скорости деформации в пристеночной области канала, которая иллюстрирует резкое увеличение интенсивности ГЛ при пороговых значениях скорости деформации $\sim 10^5 \div 10^6 \text{ с}^{-1}$ (градиент давления в канале $\nabla P \sim 1.2 \text{ ГПа/м}$, $Re \sim 1350$) [15, 16, 18, 19].

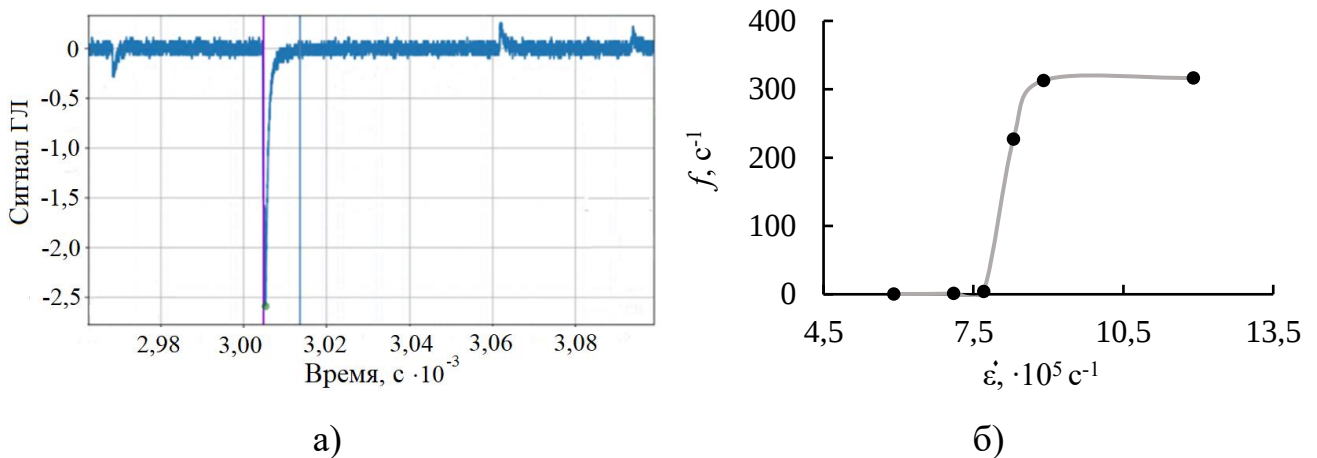


Рисунок 4.8 – (а) – сигнал ГЛ, зарегистрированный фотоумножителем; (б) – зависимость числа событий, регистрируемых фотоумножителем, от скорости деформации в пристеночной области канала.

4.2. Статистический анализ сигналов гидро- и сонолюминесценции

Статистическая обработка данных с фотоумножителя была произведена для экспериментов при развитой гидролюминесценции до и после модернизации измерительной ячейки. Параметры экспериментов приведены в таблице 4.1.

Обработка сигналов ГЛ и СЛ заключалась в детектировании событий, исследовании распределений амплитуд импульсов и времён следования

импульсов. В таблице 4.1 приведено количество детектированных событий, длительность записи сигналов ГЛ и СЛ. При частоте дискретизации 5 МГц детектировано значительно меньше событий, чем в аналогичном эксперименте, но с частотой дискретизации 50 МГц, следовательно часть сигналов ГЛ и СЛ не была зарегистрирована. Использование частоты дискретизации 50 МГц более предпочтительно. В дальнейших расчётах сигналы полученные при частоте дискретизации 5 МГц не используются.

Таблица 4.1 – Параметры экспериментов

№	Давление на входе в узкий канал, МПа	Частота дискретизации, МГц	Тип измерительной ячейки	Количество детектированных событий, с ⁻¹
1	6,1	100	Исходная	390
2	6,1	50	Модернизированная	408
3	6,1	5	Модернизированная	28

На рисунке 4.9 показаны результаты статистической обработки сигналов ГЛ и СЛ, полученных с помощью фотоумножителя, до и после модернизации измерительной ячейки. Анализ функции распределения амплитуд сигналов показал, что на модернизированной измерительной ячейке амплитуда сигналов значительно меньше, чем на исходной. Следовательно, вспышки СЛ значительно интенсивнее, чем вспышки ГЛ. Функция распределения временных интервалов между импульсами отличается незначительно в экспериментах до и после модернизации.

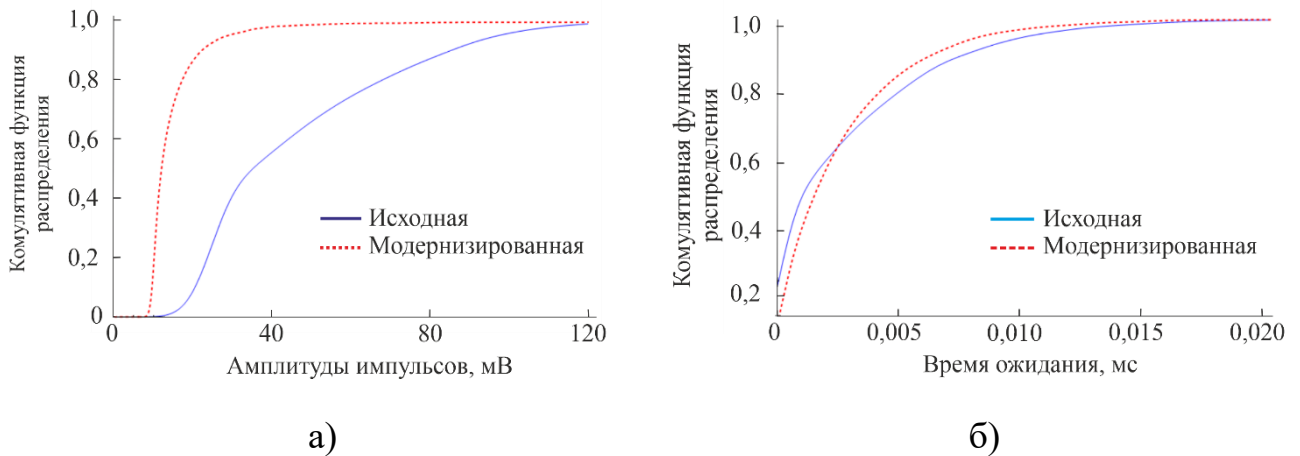


Рисунок 4.9 – (а) – функции распределения амплитуд импульсов и (б) – распределения временных интервалов между импульсами, полученных с помощью фотоумножителя на исходной измерительной ячейке и модернизированной.

Анализ распределения амплитуд показал, что распределение для всего амплитудного диапазона данных, полученных в эксперименте на исходной измерительной ячейке, соответствует распределению Вейбулла, тогда как для данных эксперимента на модернизированной измерительной ячейке было получено степенное распределение (Рисунок 4.10).

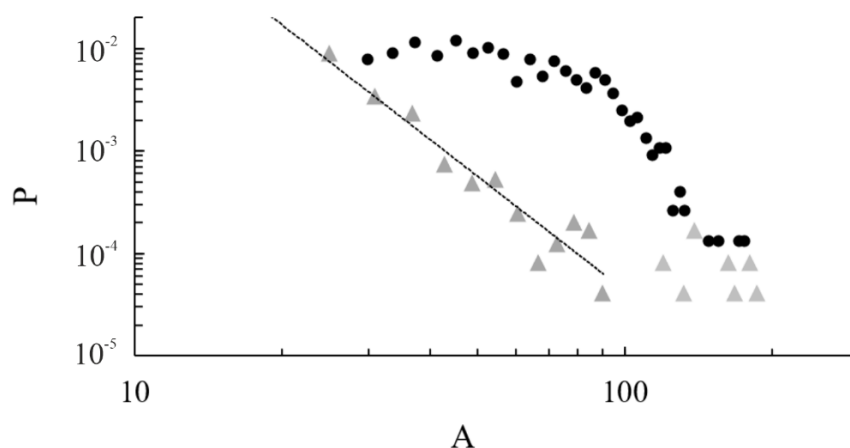


Рисунок 4.10 – Амплитудные распределения сигналов ГЛ и СЛ для испытаний до модернизации измерительной ячейки – распределение Вейбулла (●) и после модернизации измерительной ячейки – степенное распределение (▲).

Временные интервалы между событиями для экспериментов, проведённых на исходной и на модернизированной измерительной ячейке, распределены по экспоненциальному закону, что показано на рисунке 4.11. На графиках отчетливо видно совпадение между наблюдаемым и экспоненциальным распределением, кроме эксперимента, проведённого на исходной измерительной ячейки, где наблюдаются незначительные отклонения.

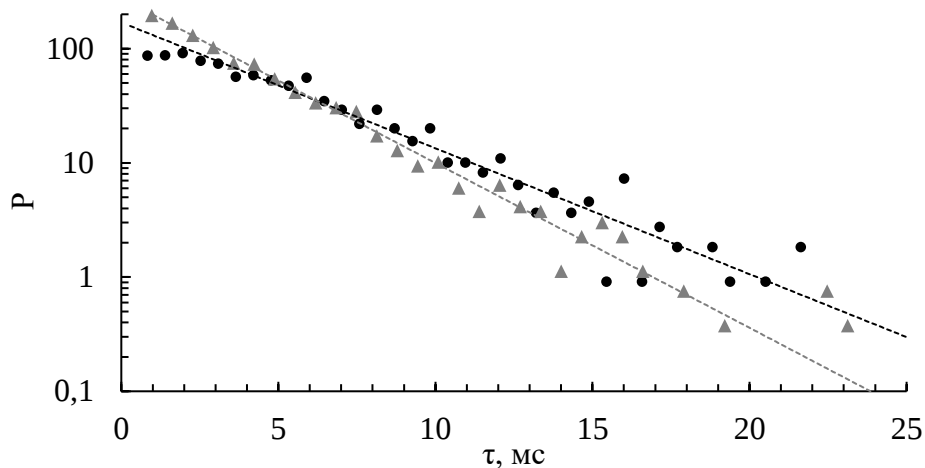


Рисунок 4.11 – Распределение временных интервалов между последующими сигналами для испытаний на исходной измерительной ячейки (●) модернизированной измерительной ячейки (▲). Распределение временных интервалов для всех экспериментов соответствует экспоненциальному распределению.

В работах [105, 123] для прогнозирования вероятности возникновения микровзрыва было использовано распределение Вейбулла, которое выведено математически из модели разрушения слабейшего звена и используется при анализе надёжности [124]. Модель предполагает, что система состоит из цепочки звеньев и разрушается в целом при разрушении одного из звеньев. Скорость начала микровзрыва $J(\tau)$, функция распределения времени ожидания начала микровзрыва $F(\tau)$ и функция плотности вероятности $f(\tau)$ выражается следующими соотношениями:

$$J(\tau) = \left(\frac{\beta}{\alpha}\right) \left(\frac{\tau}{a}\right)^{\beta-1},$$

$$F(\tau) = 1 - \exp\left[-\left(\frac{\tau}{a}\right)^\beta\right],$$

$$f(\tau) = \left(\frac{\beta}{\alpha}\right) \left(\frac{\tau}{a}\right)^{\beta-1} \exp\left[-\left(\frac{\tau}{a}\right)^\beta\right],$$

Распределение Вейбулла подразделяется на три типа в зависимости от значения параметра формы β .

1. Ранний отказ ($\beta < 1$): зарождение вызвано внутренним фактором, и скорость зародышеобразования снижается со временем;
2. Случайный отказ ($\beta = 1$): зарождение вызвано случайным фактором, и скорость зародышеобразования не зависит от времени.
3. Износ ($\beta > 1$): скорость зародышеобразования увеличивается со временем.

Для процесса в установившемся состоянии, а именно процесса в режиме случайного отказа ($\beta = 1$), приведённые выше уравнения преобразуются в вид:

$$J = \frac{1}{a},$$

$$F(\tau) = 1 - \exp\left[-\frac{\tau}{a}\right],$$

$$f(\tau) = \left(\frac{1}{a}\right) \exp\left[-\left(\frac{\tau}{a}\right)\right],$$

Масштабный параметр a эквивалентен среднему времени ожидания начала микровзрыва. Время ожидания, известное в теории горения как «время индукции», определяется как период времени между моментом достижения асимптотической установившейся температуры и моментом микровзрыва. В случае случайного отказа ($\beta = 1$) распределение Вэйбулла принимает вид экспоненциального распределения.

Вероятность начала микровзрыва при горении эмульгированной топливной капли обсуждалась с помощью предложенной статистической модели в работах [125, 126]. Было установлено, что время ожидания начала микровзрыва в начальный период нагрева коррелирует с распределением Вейбулла (коэффициент $\beta \sim 2$), скорость начала микровзрыва зависит от скорости нагрева капли [125], гравитации и микрогравитации [126]. При достижении постоянной температуры, время ожидания начала микровзрыва соответствует распределению Вэйбулла с коэффициентом $\beta = 1$, скорость начала микровзрыва не зависит от внешних факторов: скорости нагрева капли, гравитации и микрогравитации.

Соответствие функции распределения времени ожидания между сигналами ГЛ и СЛ экспоненциальному распределению, указывает на то, что явления ГЛ и СЛ классифицируются как случайный тип отказа. Масштабный параметр α определяется как среднее время ожидания между сигналами ГЛ и СЛ, и равен $\alpha = 2,5 \cdot 10^{-3}$ с для эксперимента на исходной измерительной ячейки; $\alpha = 2,45 \cdot 10^{-3}$ с для эксперимента на модернизированной измерительной ячейке.

Полученный результат согласуется с теорией, предложенной в [92], что кавитационный пузырьёк какое-то время пульсирует в акустических потоках, а после деформируется, расщепляется или коллапсирует, что ведёт к образованию некомпенсированного электрического заряда и, как следствие, свечения в результате электрического пробоя. Соответствие экспоненциальному распределению указывает, что процесс стабильный и не зависит от внешних факторов [15, 16, 18, 19].

4.3. Двухконтурная экспериментальная установка для исследования связи закономерностей развития гидро-, сонолюминесценции и кавитации

На основе полученных данных, был разработан лабораторный стенд и метод исследования кавитационных явлений в узких технологических каналах и воздействия кавитации на материалы и технологические жидкости посредством

регистрации ГЛ и СЛ (Патент на изобретение № RU 2796207 C1) [20]. Суть метода заключается в разделении измерительного контура и контура напора в лабораторной установке, что позволило исследовать широкую номенклатуру технических жидкостей, в том числе агрессивные к деталям гидравлического насоса. Схема установки показана на рисунке 4.12. Линия напора включает в себя: измерительную ячейку 1, фото-, видеокамеру или фотоумножитель 2, запорный вентиль 3, гидроцилиндр 12, емкость для слива жидкости 13. Линия напора включает в себя: манометр 4, гидроаккумулятор 5, асинхронный электродвигатель 6, частотный регулятор 7, шестерёнчатый насос 8, бак с гидравлическим маслом 9, гидроцилиндр 10 и гидрораспределитель 11.

Принцип работы экспериментальной установки следующий. Исследуемая жидкость заливается в поршневую часть гидроцилиндра 12 через штуцер. В контуре напора создаётся давление гидравлического масла, находящегося в баке 9, с помощью шестерёнчатого гидронасоса 8, приводимого в движение асинхронным электродвигателем 6. Давление в контуре напора регистрируется манометром 4 и задаётся изменением частоты вращения электродвигателя 6 с помощью частотного регулятора 7. Гидроаккумулятор 5 сглаживает возможные колебания давления. С помощью гидрораспределителя 11 масло под заданным давлением попадает в поршневую часть гидроцилиндра 10 и воздействует на его поршень. Давление из контура напора посредством штоков гидроцилиндров 10 и 12 передаётся в измерительный контур. Поршень гидроцилиндра 12 измерительного контура воздействует на жидкость, находящуюся в поршневой части данного гидроцилиндра. В результате, исследуемая жидкость пропускается через узкий канал 1 под заданным давлением, а после сливается в ёмкость 13. Регистрация явлений ГЛ и СЛ осуществляется с помощью фото- видеокамеры, фотоумножителя 2. При подаче масла в штоковую часть гидроцилиндра 10 при помощи гидрораспределителя 11, поршень гидроцилиндра 12 перемещается вправо по схеме, тем самым увеличивая поршневую часть гидроцилиндра 12 измерительного контура.

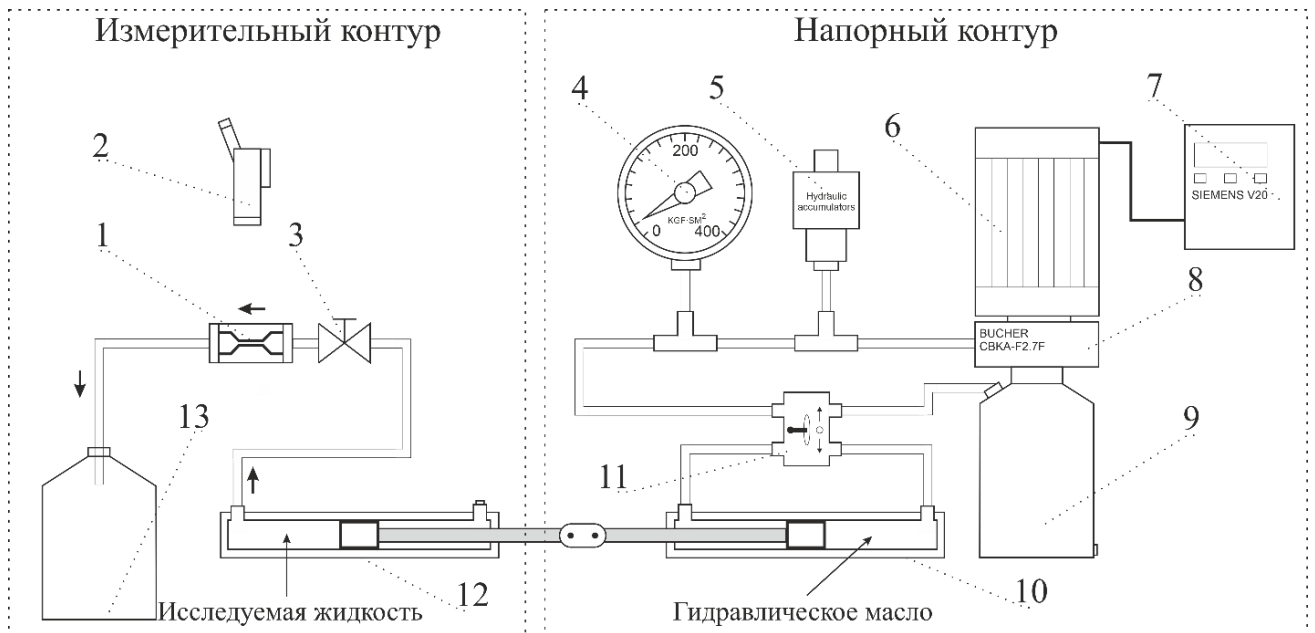


Рисунок 4.12 – Схема двухконтурной экспериментальной установки для исследования ГЛ и СЛ. На рисунке изображено: 1 – измерительная ячейка; 2 – фото-, видеокамера, фотоумножитель; 3 – запорный вентиль; 4 – манометр; 5 – гидроаккумулятор; 6 – асинхронный электродвигатель; 7 – частотный регулятор; 8 – шестерёнчатый гидравлический насос; 9 – бак с гидравлическим маслом; 10 – гидроцилиндр линии напора; 11 – гидрораспределитель; 12 – гидроцилиндр измерительной линии; 13 – емкость для слива исследуемой жидкости.

Разработанная экспериментальная установка и способ применимы к исследованию кавитационного явлений в узких технологических каналах, воздействию кавитации на поверхности материалов, и свойства технологических жидкостей. Установка также может использоваться для проведения фундаментальных исследований явлений ГЛ и СЛ. Полученные экспериментальные результаты и разработанные методики могут быть применены при разработке методов и средств комплексной диагностики смазываемых узлов трения по параметрам продуктов износа в масле; методов подавления акустических эффектов кавитации; создание прототипов бортовых средств трибодиагностики на основе автоматизированных систем предупреждения аварийного износа, с

использованием физических принципов, устанавливающих связь кавитационной эрозии с закономерностями сонолюминесценции.

4.4. Выводы по главе

Разработана и изготовлена экспериментальная установка для возбуждения, регистрации и исследования явлений ГЛ и СЛ, сопровождающих развитие кавитации. Проведена апробация экспериментальной установки. Предложенная конструкция измерительной ячейки позволила отделить явление ГЛ в узком канале от явления СЛ при выходе жидкости в диффузор.

В работах по исследованию спектра фотолюминесценции масла [98, 99] в аналогичной геометрии канала был зафиксирован спектр ГЛ состоящий, из двух компонент полосчатого и сплошного спектров. Полосчатый спектр принадлежит полосам азота, что объясняется присутствием воздуха в исследуемой жидкости. Сплошной спектр представляет собой собственный спектр ГЛ. Анализ спектра показал несоответствие сплошного спектра ГЛ «планковской» кривой излучения абсолютно чёрного тела. Следовательно, ГЛ нельзя отнести к тепловому излучению. Сплошной спектр непостоянен, его максимумы лежат на разных длинах волн в экспериментах в зависимости от того, на какой участок рабочего канала направлен регистрирующий датчик. Наличие максимумов сплошного спектра на разных длинах волн связано с тем, что эта компонента свечения возникает не в газе (как это иногда предполагается), а в жидкости. Максимум соответствует высвечивающемуся люминесцентному центру, а уширение обусловлено релаксационными процессами.

Установлены пороговые значения градиента давления в узком канале возникновения ГЛ. Значения скоростей деформации носят универсальный характер и лежат в диапазоне $\sim 10^4 \div 10^5 \text{ с}^{-1}$. Полученные значения пороговой скорости деформации возникновения ГЛ согласуются с результатами, полученными авторами [97, 102]. Резкое увеличение ГЛ может быть объяснено изменениями механизма переноса импульса и диссипации, обусловленными

возникновением зон локализованного сдвига, аналогичных зонам пластического сдвига в твёрдых телах [4, 25, 127].

Распределение амплитуд для данных, полученных на модернизированной измерительной ячейке, имеют вид, близкий к степенному. В то время как для амплитуд, полученных в экспериментах до модернизации измерительной ячейки, установлено соответствие распределению Вейбулла. Временные интервалы между последующими событиями подчиняются экспоненциальному распределению. В предельном случае модели разрушения наиболее слабого звена, распределение Вейбулла принимает вид экспоненциального распределения (при $\beta = 1$).

Статистический анализ данных, полученных с помощью фотоумножителя, показал качественные различия сигналов ГЛ, наблюдаемое непосредственно при протекании жидкости в узком канале и смешанных сигналов ГЛ и СЛ, наблюдаемых при выходе жидкости в диффузор и соответственно резкого падения давления.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Основные результаты исследования:

1. Анализ оригинальных экспериментальных данных о закономерностях пространственно-временной локализации пластического течения сплава АМгб на стадии развитой пластичности (флуктуаций напряжений течения, статистических распределений интервалов следования флуктуаций напряжений пластического течения) подтвердил существование двух критических точек, характеризующих качественную смену механизмов локализации пластической деформации.

2. Установлено при исследовании термодинамических закономерностей развитого пластического течения методом дифференциальной сканирующей калориметрии, что переход через первую критическую точку соответствует формированию множественных областей локализованной пластичности, сопровождается увеличением запасённой энергии в ходе деформации; переход через вторую критическую точку соответствует стадии формирования очагов макроскопического разрушения при уменьшения доли запасённой энергии.

3. Экспериментально установлено при исследовании течения полярных сред формирование тангенциальных разрывов, которые можно рассматривать как аналог зоны локализации сдвиговой деформации, в которой резко падает вязкость среды с образованием полос сдвига.

4. Предложена реологическая модель для широкого диапазона скоростей сдвига и давлений, применимая к структурированным псевдопластичным средам, учитывающая уменьшение напряжения сдвига, что связывается с инициированием дефектов сдвига и разрушением структуры сред.

6. Установлены пороговые значения градиента давления и скоростей сдвига при течении структурированных сред в узком канале, соответствующие возникновения ГЛ: пороговые значения скоростей деформации носят универсальный характер и лежат в диапазоне $\sim 10^5 \div 10^6 \text{ с}^{-1}$, что может свидетельствовать о существовании псевдопластического механизма переноса импульса, ассоциируемого с формированием локализованных сдвигов.

7. Установлены статистические различия, наблюдаемые при регистрации сигналов ГЛ и СЛ: распределение амплитуд сигналов СЛ соответствует распределению Вейбулла; распределение амплитуд сигналов ГЛ соответствует степенному распределению.

8. Разработана конструкция лабораторного стенда, и методология исследования кавитации посредством регистрации явления СЛ. Разделение измерительного контура и контура напора позволяет исследовать различные технологические среды, в том числе агрессивные к деталям гидравлического насоса.

Рекомендации и перспективы дальнейшей разработки темы

Перспективы фундаментальных исследований связаны с изучением механизмов развития неустойчивостей в конденсированных средах, обусловленных коллективными свойствами локализованных сдвигов при интенсивных и экстремальных воздействиях (динамические и ударно-волновые нагрузки), течениях сред при больших числах Рейнольдса, механизмов развития кавитации.

Перспективы прикладных исследований связаны с разработкой экспериментально-методических основ, уникального экспериментального оборудования для изучения широкодиапазонного поведения конденсированных сред, оценки надежности инженерных систем, технологическим приложениям.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Френкель Я.И. Кинетическая теория жидкости. Л.: Наука. 1975. 592 с.
2. Сахаров А.Д., Зайдель Р.М., Минеев В.Н., Олейник А.Г. Экспериментальное исследование устойчивости ударных волн и механических свойств вещества при высоких давлениях и температурах // Докл. АН СССР. – 1964. – Т. 159, № 5. – С. 1019–1022
3. Derjagin B.V., Churaev N.V. Nature of "Anomalous Water" // Nature. – 1973. – Vol. 244. – P. 430–431
4. Банникова И.А., Уваров С.В., Баяндин Ю.В., Наймарк О.Б. Экспериментальное исследование неньютоновских свойств воды в условиях электровзрывного нагружения // Письма в ЖТФ – 2014. – Т. 40, №17. – С. 87–93.
5. Банникова И.А., Зубарева А.Н., Уткин А.В. Импульсное сжатие и растяжение додекана и минеральных масел при ударно-волновом воздействии // ЖТФ. – 2018. – Т. 88, Вып. 4. – С. 514–520
6. Стебновский С.В. Тангенциальные разрывы параметров полярной жидкости при сдвиговом деформировании // Прикладная механика и техническая физика. – 2005. – Т. 46, № 3. – С. 41–48
7. Герценштейн С.Я., Монахов А.А. Электризация и свечение жидкости в коаксиальном канале с диэлектрическими стенками // Механика жидкости и газа. – 2009. – № 3. – С. 114–119
8. Ефремов Д.В., Оборин В.А., Уваров С.В., Наймарк О.Б. Критическая динамика локализованных неустойчивостей пластического течения в сплаве АМгб // Вестник Пермского национального исследовательского политехнического университета. Механика. – 2017. – № 4. – С. 28-39. <https://doi.org/10.15593/perm.mech/2017.4.03>.
9. Naimark O., Uvarov S., Bannikova I., Efremov D. Multiscale plastic shear instability as mechanism of turbulence // AIP Conference Proceedings. – 2018. – Vol. 2051, № 1. – Art. id. № 020209. <https://doi.org/10.1063/1.5083452>.
10. Uvarov S., Efremov D. Critical phenomena in portevin-le chatelier effect

during compression of aluminium-magnesium alloy and stored energy evolution // *Procedia Structural Integrity*. – 2019. Vol. 18. – P. 309-313. <https://doi.org/10.1016/j.prostr.2019.08.170>.

11. Ефремов Д.В., Уваров С.В., Спивак Л.В., Наймарк О.Б. Статистические закономерности развития локализации деформации при пластическом течении в сплаве АМг6 // *Письма о материалах*. – 2020. – Т. 10, № 1(37). – С. 38-42. <https://doi.org/10.22226/2410-3535-2020-1-38-42>.

12. Ефремов Д.В., Банникова И.А., Баяндин Ю.В., Крутихин Е.В., Журавлёв В.А. Экспериментальное исследование реологических свойств жидкостей для гидроразрыва пласта // *Вестник Пермского университета. Физика*. 2020. – № 4. – С. 69-77. <https://doi.org/10.17072/1994-3598-2020-4-69-77>.

13. Efremov D.V., Chudinov V.V., Uvarov S.V. Investigation of the tangential discontinuities formation in the glycerol under shear load // *IOP Conference Series: Materials Science and Engineering*. – 2021. – Vol. 1093. – Art. id. № 012006. <https://doi.org/10.1088/1757-899X/1093/1/012006>.

14. Efremov D.V., Bannikova I.A., Bayandin Yu.V., Krutihin E.V., Zhuravlev V.A. Study of viscoelastic properties of fluids for hydraulic fracturing // *Journal of Physics: Conference Series*. – 2021. – Vol. 1945. – Art. id. № 012003. <https://doi.org/10.1088/1742-6596/1945/1/012003>.

15. Naimark O.B., Uvarov S.V., Bannikova I.A., Efremov D.V., Bayandin Yu.V., Dezhkunov N.V. Localized shear as a quasi-plastic mechanism of momentum transfer in liquids // *Letters on Materials*. – 2023. – Vol. 13, № 2. – P. 93-97. <https://doi.org/10.22226/2410-3535-2023-2-93-97>.

16. Котухов А.В., Ефремов Д.В., Банникова И.А., Баяндин Ю.В., Уваров С.В., Наймарк О.Б., Жарко Н.А., Дежкунов Н.В. Наблюдение кавитационного шума без субгармоники // *Письма в журнал технической физики*. – 2023. – Т. 49, № 6. – С. 39-42. <https://doi.org/10.21883/PJTF.2023.06.54816.19455>.

17. Ефремов Д.В., Банникова И.А., Уваров С.В., Баяндин Ю.В., Наймарк О.Б., Крутихин Е.В., Журавлёв В.А. Исследование псевдопластических свойств жидкостей, применяемых для гидроразрыва пласта, в широком диапазоне

скоростей сдвига и давлений // Вестник Пермского университета. Физика. – 2023. – № 3. – С. 81-87. <https://doi.org/10.17072/1994-3598-2023-3-81-87>.

18. Efremov D.V., Uvarov S.V., Naimark O.B. Experimental study of hydro- and sonoluminescence in intense hydrodynamic flows and a method for recording cavitation / Orlov M.Y., Visakh P.M. (eds.) Proceedings of the XII All Russian Scientific Conference on Current Issues of Continuum Mechanics and Celestial Mechanics (XII CICMCM), 15-17 November 2023, Tomsk, Russia // Springer Proceedings in Physics. Vol 412. P. 95-100. https://doi.org/https://doi.org/10.1007/978-981-97-1872-6_14.

19. Ефремов Д.В., Уваров С.В., Дежкунов Н.В., Наймарк О.Б. Установка для исследования стадийности развития кавитации в каналах по данным измерений гидро- и сонолюминесценции // Заводская лаборатория. Диагностика материалов. – 2024. – Т. 90, № 6. – С. 36-41. <https://doi.org/10.26896/1028-6861-2024-90-6-36-41>.

20. Ефремов Д.В., Уваров С.В., Банникова И.А., Наймарк О.Б. Способ исследования кавитационных явлений в технологических жидкостях и стенд для его осуществления // Патент Российской Федерации на изобретение № 2796207 от 09.12.2022.

21. Mineev V.N., Mineev A.V. Viscosity of metals under Shock-Loading conditions // J.Phys IV Rfance. – 1997. – V. 7. – P. C3-583–C3-585

22. Derjaguin B.V., Bazaron U.B., Lamazhapova Kh.D., Tsidypov B.D. Shear elasticity of lovt -viscosity liquids at low frequencies // Physical Review A. – 1991. – Vol. 42, No. 4. – P. 2255–2258

23. Naimark O.B. Defect-induced instabilities in condensed media // Jetp Letters. – 1998. – Vol. 67, No. 9. – P. 751–758

24. Наймарк О.Б. Неравновесные структурные переходы как механизм турбулентности // Письма в ЖТФ. – 1997. – Т. 23, № 13. – С. 81–88

25. Наймарк О.Б. О некоторых закономерностях скейлинга в пластичности, разрушении, турбулентности // Физ. мезомех., – 2015. – Т. 18, № 3. – С. 71–83

26. Баренблат Г.И., Ботвина Л.Р. Автомодельность усталостного разрушения. Накопление повреждаемости // Изв. АН СССР. Механика твёрдого тела. – 1983. – № 4. – С. 161–165
27. Naimark O.B. Defect Induced Transitions as Mechanizm of Plasticity and Failure in Multifield Cintinua Advances in Multifield Theories of Continua with Substructure / Ed. by G. Capriz, P. Mariano. Boston: Birkhauser, 2004. – P. 75-114
28. Банникова, И. А., Зубарева А.Н., Уткин А.В., Уваров С.В., Наймарк О.Б. Метастабильные состояния, релаксационные механизмы и разрушения жидкостей при интенсивных воздействиях // Физическая мезомеханика. – 2016. – Т. 19. – №3. – С. 69–77.
29. Канель Г.И., Разоренов С.В., Уткин А.В., Фортон В.Е. Экспериментальные профили ударных волн в конденсированных веществах. М.: Физматлит. 2008. 248 с.
30. Богач А.А., Уткин А.В. Прочность воды при импульсном растяжении // Прикладная механика и техническая. – 2000. – Т. 41, № 4, – С. 198–205.
31. Банникова И.А., Баяндин Ю.В., Уваров С.В., Изюмов Р.И. Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ № 2014615995 от 09.06.2014 г.
32. Наймарк О.Б. Неустойчивости в конденсированных средах, обусловленные дефектами // Письма в ЖЭТФ. – 1998. – Т. 67, № 9. – С. 714-721.
33. Swegle, J.W., Grady D.E. Shock viscosity and the prediction of shock wave rise times // Journal Applied Physics. – 1985. – Vol. 58, No.2. – P. 692–701.
34. Баяндин Ю.В., Наймарк О.Б. Экспериментальное и теоретическое исследование автомодельной структуры пластического фронта ударных волн в конденсированных средах // Физическая мезомеханика. – 2004. – Т. 7, Спец. вып., Ч. I. – С. 305–308.
35. Grady, D.E. Strait-rate dependence of the effective viscosity under steady-wave shock compression // Applied Physics Letters. – 1981. – Vol. 38. – No.10. – P. 825–826. DOI: <https://doi.org/10.1063/1.92146>
36. Уилкинсон У.Л. Неньютоновские жидкости. М.: Мир. 1964. 216 с.

37. Стебновский С.В. Динамооптический эффект в гомогенных ньютоновских жидкостях // ЖТФ. – 2002. – Т. 72, Вып. 11. – С. 24-27
38. Стебновский С.В. О сдвиговой прочности структурированной воды // ЖТФ. – 2004. – Т. 74, Вып. 1. – С. 21-23.
39. Demetriou M.D., Johnson W.L. Modeling the transient flow of undercooled glass-forming liquid // Journal of applied physics. – 2004 – V. 95, No. 5. – P. 2857-2865. doi: 10.1063/1.1645669
40. Рейнер М. Реология. М.: Наука. 1965. 223 с.
41. Pinton J.-F., Holdsworth P.C.W., Labbe R. Power fluctuations in a closed shear flow // Phys. Rev. E. – 1999. – V. 60, No. 3. – P. 2452–2455.
42. Bramwell S., Holdsworth P., Pinton J.-F. Universality of rare fluctuations in turbulence and critical phenomena // Nature. – 1998. – Vol. 396. – P. 552-554.
43. Пантелеев И.А., Froustey C., Наймарк О.Б. Структурно-скейлинговые переходы и универсальность статистики флуктуаций при пластическом течении металлов // Вычислительная механика сплошных сред. – 2009. – Т. 2, № 3. – С. 70-81
44. Чернов Д.К. Д.К. Чернов и наука о металлах. М.: Металлургиздат. 1950. 564 с.
45. Панин В.Е., Лихачев В.А., Гриняев Ю.В. Структурные уровни деформации твердых тел. Новосибирск: Наука. 1985. 230 с
46. Рыбин В.В. Большие пластические деформации и разрушение металлов. М.: Металлургия. 1985. 223 с.
47. Олемской А.И., Скляр И.А. Эволюция дефектной структуры твердого тела в процессе пластической деформации // УФН. – 1992. –Т. 162, № 6. – С. 26-79
48. Зуев Л.Б. Автоволновая модель пластического течения // Физическая мезомеханика. – 2011. – Т. 14, № 3. – С. 85-94.
49. Зуев Л.Б., Данилов В.И., Семухин Б.С. Пространственно-временное упорядочение при пластическом течении твёрдых тел // Успехи физ. мет. – 2002. – Т. 3. – С. 237-304

50. Зуев Л.Б. О волновом характере пластического течения. Макроскопические автоволны локализации деформации // Физическая мезомеханика. – 2006. – Т.9, № 3. – С. 47-54.
51. Хилл. Р. Математическая теория пластичности. М.: Гостехиздат. 1956. 407 с.
52. Зуев Л.Б., Данилов В.И., Баранникова С.А. Физика макролокализации пластического течения. Новосибирск: Наука. 2008. 327 с.
53. Yilmaz A.J. The Portevin-Le Chatelier effect: a review of experimental findings // Sci. Technol. Adv. Mater. – 2011. – V. 12. – P. 1-16.
54. Masson A.P. Sur l'elasticite des corps solides // Annales de Chimie et de Physique. – 1841. – V. 3. – P. 451-462
55. Savart F. Recherches sur les vibrations longitudinales // Annales de Chimie et de Physique. – 1837. – V. 65. – P. 337-402
56. Классен-Неклюдова М.В. Закономерности скачкообразной деформации // Журнал русского физ-хим. общества, часть физическая. – 1928. – Т. 60, № 5. – С. 373-378.
57. Аверков В.А. Динамика и морфология полос Деформации Савара-Массона в сплаве АМг6 // Вестник ТГУ. – 2009. – Т. 14, № 3. – С. 224-225
58. Шибков А.А., Золотов А.Е. Нелинейная динамика пространственно-временных структур макролокализаций деформаций // Письма в ЖЭТФ. – 2009. – Т. 15, № 3. – С. 1269-1273
59. Шибков А.А., Золотов А.Е., Желтов М.А. Акустический предвестник неустойчивостей пластической деформации алюминий-магниевого сплава АМг6 // ФТТ. – 2010. – Т. 52, № 11. – С. 2223-2231
60. Белл Дж.Ф. Экспериментальные основы механики деформируемых твердых тел. Ч.2. М.: Наука. 1984. 432 с.
61. Одинг И.А., Иванова В.С., Будукский В.В., Геминев В.Н., Теория ползучести и длительной прочности металлов. М.: Металлургиздат, 1959. 488 с.

62. Вайнштейн А. А., Кибардин М. А., Боровиков В. С. Исследование неоднородности деформации в алюминиевом сплаве АДГ-М // Изв. АН СССР. Металлы. – 1983. – № 3. – С. 171-174.
63. Wray P.J. Strain-Rate Dependence of the Tensile Failure of a Polycrystalline Material at Elevated Temperatures // Appl. Phys. – 1969. – V. 40. – P. 4018-4029
64. Wray P.J. Tensile Plastic Instability at an Elevated Temperature and Its Dependence upon Strain Rate // Appl. Phys. – 1970. – V. 41. – P. 3347-3352
65. Третьякова Т.В., Вильдеман В.Э. Пространственно-временная неоднородность процессов неупругого деформирования металлов. М.: Физматлит. 2016. 120 с.
66. Третьякова Т.В., Вильдеман В.Э. Закономерности и схематизация процессов локализации пластического течения при испытании плоских образцов алюминиево-магниевого сплава // Физ. мех. – 2017. – Т. 20, № 2. – С. 71-78
67. Барахтин Б.К., В.И. Владимиров В.И., Иванов С.А., Ивидько И.А., А. Е. Романов А. Е. Эффект периодического изменения дефектной структуры при пластической деформации //ФММ. – 1987. – Т. 63, №6. – С. 2250–2252
68. Коттрелл А.Х. Дислокация и пластическое течение кристаллов. М.: Металлургиздат. 1958. 158 с.
69. Криштал М.М. Неустойчивость и мезоскопическая неоднородность пластической деформации (аналитический обзор). Часть I. Феноменология зуба текучести и прерывистой текучести // Физическая мезомеханика. – 2004. – Т. 7, № 5. – С. 5-29
70. Криштал М.М. Неустойчивость и мезоскопическая неоднородность пластической деформации (аналитический обзор). Часть II. Теоретические представления о механизмах неустойчивости пластической деформации // Физическая мезомеханика. – 2004. – Т. 7, № 5. – С. 31-45
71. Владимиров В.И., Романов А.Е. Дисклинации в кристаллах. Л.: Наука. 1986. 222 с.

72. Наймарк О.Б. Коллективные свойства ансамблей дефектов и некоторые нелинейные проблемы пластичности и разрушения // Физическая мезомеханика. – 2003. – Т. 6, № 4. – С. 45-72
73. Трусов П.В., Чечулина Е.А. Прерывистая текучесть: физические механизмы, экспериментальные данные, макрофеноменологические модели // Вестник Пермского национального исследовательского политехнического университета. Механика. – 2014. – № 3. – С. 186–232. DOI 10.15593/perm.mech/2017.1.09
74. Zaiser M. Scale invariance in plastic flow of crystalline solids // Advances in Physics. – 2006. – Vol. 55. – P. 185–245
75. Lebyodkin M., Dunin-Barkowskii L., Brechet Y., Estrin Y., Kubin L.P. Spatio-temporal dynamics of the Portevin-Le Chatelier effect: experiment and modeling // Acta Materialia. – 2000. – No. 48. – С. 2529–2541.
76. Kok S., Bharathi M.S., Beaudoin A.J., Fressengeas C., Ananthakrishna G., Kubin L.P., Lebyodkin M. Spatial coupling in jerky flow using polycrystall // Acta Materialia. – 2003. – No. 51. – С. 3651–3662.
77. Ananthakrishna G., Noronha S.J., Fressengeas C., Kubin L.P. Crossover from chaotic to self-organized critical dynamics in jerky flow of single crystals // Physical Review E. – 1999. – V. 60, No. 5. – P. 5455–5462.
78. Kubin L.P., Ananthakrishna G., Fressengeas C. Comment on “Portevin-Le Chatelier effect” // Physical Review E. – 2002. – V. 65, No. 1. – P. 053501-1–053501-2.
79. Kubin L.P., Estrin Y. Portevin-Le Chatelier effect in deformation with constant stress rate // Acta Metall. – 1985. – V. 33, No. 3. – P. 397-407.
80. Chatterjee A., Sarkar A., Barat P., Mukherjee P., Gayathri N. Character of the deformation bands in the (A + B) regime of the Portevin-Le Chatelier effect in Al–2.5%Mg alloy // Mater. Sci. Eng. A. – 2009. – V. 508. – P. 156-160.
81. Ananthakrishna G. Statistical and dynamical approaches to collective behavior of dislocations // Dislocations in Solids. – 2007. – V. 13. – P. 81-223.

82. Lebyodkin M.A., Dunin-Barkovskii L.R. Dynamic mechanism of the temperature dependence of the Portevin-Le Châtelier effect // *Phys. Solid State*. – 1998. – V. 40. – P. 447-452
83. Лебедин М.А., Дунин-Барковский Л.Р. Критическое поведение и механизм корреляции деформационных процессов в условиях неустойчивости пластического течения // *ЖЭТФ*. – 1998. – Т. 113, № 5. – С. 1816-1829
84. Brechet Y., Estrin Y. On the relations between Portevin Le Chatelier plastic instabilities and precipitation // *Key Eng. Mater.* – 1994. – V. 97-98. – P.235-250.
85. Brechet Y., Estrin Y. On the influence of precipitation on the Portevin-Le Chatelier effect // *Acta Metal. Mater.* – 1995. – V. 43, №3. – P. 955-963
86. D'Anna G., Nori F. Critical Dynamics of Burst Instabilities in the Portevin-Le Châtelier Effect // *Physical review letters*. – 2000. – V. 85, No. 19. – P. 4096–4099.
87. Wertman J. *Dislocation Based Fracture Mechanics*. Singapore: World Scientific Pub Co Inc. 1996. 524 p.
88. Lebyodkin M.A., Brechet Y., Estrin Y., L.P. Kubin L.P. Statistics of the Catastrophic Slip Events in the Portevin–Le Châtelier Effect // *Phys. Rev. Lett.* – 1995. – V. 74, No. 23. – P. 4758-4761. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.74.4758>
89. Miller B., O'Hern C., Behringer R.P. Stress Fluctuations for Continuously Sheared Granular Materials // *Phys. Rev. Lett.* – 1996. – V. 77, No. 15. – P. 3110-3113.
90. Sornette D., Johansen A. Large financial crashes // *Physica A*. – 1997. – V. 245. – P. 411-422
91. Френкель Я.И. Об электрических явлениях, связанных с кавитацией, обусловленной ультразвуковыми колебаниями в жидкости // *ЖФХ*. – 1940. – Т. XIV, Вып. 3. – С. 305-308
92. Маргулис М.А. Сонолюминесценция // *Успехи физических наук*. – 2000. – Т. 170, № 3. – С. 263–287
93. Бирюков Д.А., Власова М.И., Герасимов Д.Н., Синкевич О.А. Гидродинамическая люминесценция и гамма-излучение // *Теплофизика*. – 2013. – № 1, С. 69–72

94. Barber, B.R., Hiller R.A., Lofstedt R., Putterman S.J., Wenigner K.R. Physics Defining the unknown sonoluminescence // *Phys. Rep.* – 1997. – Vol. 281. – P. 65-144. DOI:10.1016/S0370-1573(96)00050-6
95. Farhat M., Chakravarty A., Field J.E. Luminescence from hydrodynamic cavitation // *Proc. R. Soc. A.* – 2011. – Vol. 467. – P. 591–606. DOI:10.1098/rspa.2010.0134
96. Маргулис М.А., Пильгунов В.Н. Свечение и электризация при течении диэлектрических жидкостей в узком канале // *Журнал физической химии.* – 2009. – Т. 83, № 8. – С. 1585–1590
97. Герценштейн С.Я., Монахов А.А. Электризация и свечение жидкости в коаксиальном канале с диэлектрическими стенками // *Механика жидкости и газа.* – 2009. – № 3. – С. 114–119
98. Бирюков Д.А., Герасимов Д.Н., Синкевич О.А. Измерение и анализ спектра гидролюминесценции // *Письма в ЖТФ.* – 2012. – Т. 38, Вып. 2. – С. 53–57
99. Бирюков Д.А., Власова М.И., Герасимов Д.Н., Синкевич О.А. Свечение жидкости в узком канале как триболюминесценция // *Оптика и спектроскопия.* – 2003. – Т. 114, № 5. – С. 768–772. DOI: 10.7868/S0030403413050048
100. Бирюков Д.А. Экспериментальное исследование люминесценции в жидкости: дис. канд. физ.-мат. наук: 01.04.14. – Москва, 2014. – 105 с.
101. Колдамасов А.И. Плазменное образование в кавитирующей диэлектрической жидкости // *ЖТФ.* – 1991. – Т. 61, Вып. 2. – С. 188–190
102. Герценштейн С.Я., Монахов А.А. Свечение жидкости в тонких диэлектрических каналах // *Физико-химическая кинетика в газовой динамике.* – 2007. – Т. 5. – С. 1–5
103. Antonov D.V., Shlegel N.E., Strizhak P.A., Tarlet D., Bellettre J. Energy analysis of secondary droplet atomization schemes // *International Communications in Heat and Mass Transfer.* – 2020 – V.117. – P. 104666(1-10). DOI: <https://doi.org/10.1016/j.icheatmasstransfer.2020.104666>
104. Shlegel N., Strizhak P.A., Tarlet D., Bellettre J. Comparing the integral characteristics of secondary droplet atomization under different situations // *International*

Communications in Heat and Mass Transfer. – 2019. – V. 108. – P. 104329(1–11). DOI: <https://doi.org/10.1016/j.icheatmasstransfer.2019.104329>

105. Kadota T., Yamasaki H. Recent advances in the combustion of water fuel emulsion // Progress in Energy and Combustion Science. – 2002. – V. 28. – P. 385–404

106. Salje E.K.H., Saxena A., Planes A. Avalanches in Functional Materials and Geophysics. Switzerland: Springer. 2017. 298 p.

107. Hohne G.W.H., Hemminger W.F., Flammersheim H.-J. Differential Scanning Calorimetry. Berlin: Springer. 2003. 298 p.

108. Спивак Л.В., Ратт А.В. Дифференциальный калориметрический анализ и термограмметрия при фазовых переходах в конденсированных средах: учеб.-метод. Пособие. Пермь: ПГНИУ. 2007. 88 с.

109. Luiggi N.J., Valera M., Rodriguez J.P., Prin J. Experimental Study of the Interaction between Recrystallization and Precipitation Processes of an AA8011 Commercial Alloy // Journal of Metallurgy. – 2014. – Vol. 2014. – P. 1-17

110. Naimark O.B. Structural-scaling transitions in solids with defects and symmetry aspects of field theory // Physical Mesomechanics. – 2010. – Vol. 13, No. 5–6. – P. 306–317. DOI: 10.1016/j.physme.2010.11.011

111. Шрамм Г.М. Основы практической реологии и реометрии. М.: Колосс. 2003. 312 с.

112. Шипилов А. И., Бабкина Н.В., Меньшиков И.А. Исследование свойств технологической жидкости для гидроразрыва пласта на основе вязкоупругих ПАВ // Нефтяное хозяйство. – 2018. – № 3. – С. 30-31. DOI: 10.24887/0028-2448-2018-3-30-32

113. Шипилов А. И., Крутихин Е.В., Гоголишвили О.Ш. Исследования вязкоупругих и пескоудерживающих свойств жидкости гидроразрыва пласта на основе вязкоупругих поверхностно-активных веществ // Нефтепромысловое дело. – 2019. – Т. 509, № 5. – С. 17–23

114. Скульский О. И. Реометрические течения концентрированных суспензий твёрдых частиц // Вычислительная механика сплошных сред. – 2020. – Т. 13, № 3. – С. 269–278. DOI: 10.7242/1999-6691/2020.13.3.21

115. Derjaguin B.V., Bazaron U.B., Lamazhapova Kh.D., Tsidypov B.D. Shear elasticity of low-viscosity liquids at low frequencies // *Progress in Surface Science*. – 1992. – Vol. 40, № 1–4. – P. 462–465.
116. Базарон У.Б., Будаев О.Р., Дерягин Б.В., Ламажапова Х.Д. О низкочастотной сдвиговой упругости жидкостей // *Доклады Академии наук СССР*. – 1990. – Т. 315. – С. 595–599.
117. Красильников В.А., Крылов В.В. Введение в физическую акустику. М.: Наука. 1984. 403 с.
118. Uvarov S.V., Bannikova I.A., Naimark O.B. Pulse loading of glycerol by electric explosion of wire // *Journal of Physics: Conference Series*. – 2015. – Vol. 653. – P. 012034 (1–5).
119. Баяндин Ю.В., Уваров С.В., Савельева Н.В., Банникова И.А., Ледон Д.Р., Ефремов Д.В., Крутихин Е.В., Журавлев В.А. Экспериментальное и теоретическое исследование реологических свойств неньютоновских сред (растворов вязкоупругих пав) при квазистатическом и динамическом нагружениях // *Вестник пермского федерального исследовательского центра*. – 2022. – № 1. – С. 26-46. DOI: 10.7242/2658-705X/2022.1.3.
120. Альмухаметова Э.М., Ворсина Н.А., Сыртланов О.В. Эффективность применения гидроразрыва пласта в условиях Повховского месторождения // *Эксплуатация нефтяных и газовых месторождений и подготовка нефти*. – 2013. – Т. 93, № 3. – С. 23-29
121. Антонов Е.Н., Шиян С.И. Техника и технология проведения гидравлического разрыва пласта на скважинах Самотлорского месторождения // *Булатовские чтения*. – 2020. – С. 48-57
122. Стромберг А.Г., Семченко Д.П. Физическая химия: Учебник для вузов. М.: Высшая школа. 2003. 527 с.
123. Yamasaki H., Tsue M., Kadota T. Evaporation and Combustion of Emulsified Fuel: Onset of Microexplosion // *JSME Int J B*. – 1993. – V. 36, Issue 4. – P. 677–681. DOI: <https://doi.org/10.1299/jsmeb.36.677>

124. Weibull W. A statistical theory of the strength of materials. Stockholm: Generalstabens Litografiska Anstalts Förlag. 1939. 45 p.
125. Tsue M., Kadota T., Segawa D. Statistical analysis on onset of microexplosion for an emulsion droplet // Twenty-Sixth Symposium (International) on Combustion / The Combustion Institut. – 1996. – P. 1629-1635
126. Tsue M., Yamasaki H., Kadota T., Segawa D. Effect of gravity on onset of microexplosion for an oil-in-water emulsion droplet // Twenty-Seventh Symposium (International) on Combustion / The Combustion Institute. – 1998. – P. 2587–2593
127. Naimark O.B. Collective Modes of Defects and Gapped Momentum States in Liquids // AIP Conference Proceedings. – 2022. – V. 2509. – Art. id. № 020139. <https://doi.org/10.1063/5.0085489>