

На правах рукописи



Мунгалов Александр Станиславович

**Структура расслоенного течения в режиме с уносом капель и
переход к кольцевому течению в плоских миниканалах**

1.1.9. Механика жидкости, газа и плазмы

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Новосибирск - 2026

Работа выполнена в Федеральном государственном бюджетном учреждении науки Институте теплофизики им. С.С. Кутателадзе Сибирского отделения Российской академии наук (ИТ СО РАН)

Научный кандидат физико-математических наук
руководитель: Кочкин Дмитрий Юрьевич

Официальные Исаев Сергей Александрович,
оппоненты: доктор физико-математических наук, профессор,
Федеральное государственное бюджетное образовательное
учреждение высшего образования «Санкт-Петербургский
государственный университет гражданской авиации имени
Главного маршала авиации А.А. Новикова», заведующий
лабораторией фундаментальных исследований

Васильев Николай Викторович,
кандидат технических наук, доцент, Федеральное
государственное бюджетное учреждение науки
Объединённый Институт высоких температур Российской
академии наук, заведующий лабораторией теплообмена в
энергетических установках

Ведущая Федеральное государственное бюджетное образовательное
организация: учреждение высшего образования «Московский
государственный университет имени М.В. Ломоносова»

Защита состоится 18 ноября 2026 года в 09 часов 30 минут на заседании диссертационного совета 24.1.129.01, созданного на базе ИТ СО РАН, по адресу: 630090, г. Новосибирск, пр. Академика Лаврентьева, д. 1.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке и на сайте ИТ СО РАН: www.itp.nsc.ru. Отзыв на автореферат, заверенный печатью организации, просьба отправлять на имя ученого секретаря диссертационного совета по адресу: 630090, г. Новосибирск, пр. Академика Лаврентьева, д. 1. (e-mail: dissovet@itp.nsc.ru).

Автореферат разослан «__» октября 2026 года.

Ученый секретарь
диссертационного совета
д.ф.-м.н., профессор РАН



Терехов Владимир Викторович

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность темы диссертации. С ростом вычислительных мощностей и миниатюризацией устройств проблема отвода тепла от теплонапряженных элементов становится всё более актуальной. Это особенно важно для таких областей, как микроэлектроника, системы искусственного интеллекта, аэрокосмическая техника, силовая электроника, а также светодиодные и лазерные технологии, компоненты современных синхротронов. В этих устройствах локальные плотности теплового потока могут превышать 1 кВт/см^2 , что значительно превосходит возможности большинства методов охлаждения.

В настоящее время к наиболее эффективным методам охлаждения относятся технологии, использующие фазовые переходы. К таким системам относятся контурные и пульсационные тепловые трубы, термосифоны, системы со стекающей жидкой плёнкой, кипение в крупномасштабных каналах (характерный размер которых существенно превышает капиллярную постоянную жидкости), кипение в мини- и микроканалах, а также спрейное и струйное охлаждение. Кроме того, одним из перспективных направлений интенсификации теплообмена является реализация расслоенного (стратифицированного) течения волновой жидкой плёнки, увлекаемой высокоскоростным газовым потоком в плоских мини- и микроканалах. На сегодняшний день продемонстрировано, что при использовании данного метода охлаждения достигается существенная интенсификация теплообмена за счет формирования в пленке жидкости микроразмерных метастабильных сухих пятен, которые появляются и замываются с высокими частотами ($\sim 1\text{--}10 \text{ кГц}$). Сверхинтенсивное испарение в области контактных линий на границах появляющихся сухих пятен позволяет отводить плотности теплового потока свыше 1 кВт/см^2 при использовании воды в качестве рабочей жидкости. Предполагается, что достигнутые критические тепловые потоки могут быть увеличены путем повышения скоростей пленки и газового потока. Однако стратифицированное течение ограничено определенным диапазоном скоростей фаз из-за различных типов неустойчивостей. В то же время для реализации вышеописанной технологии охлаждения целесообразно поддерживать стратифицированный режим. При нем обеспечивается значительно меньший перепад давления по сравнению с кольцевым течением; скорость пленки выше; значительная часть жидкости направляется в область нагрева. Таким образом, дестабилизация стратифицированного течения, в частности, переход к кольцевому режиму течения, является нежелательным процессом и может снизить эффективность данного метода охлаждения. Вместе с тем, эффективное управление процессами теплообмена и реализация потенциала подобных пленочных систем требуют детального понимания структуры течения, в том числе в адиабатических условиях. Это обусловлено тем, что именно

гидродинамические параметры пленки (скорость пленки, ее средняя и базовая толщина, амплитуда и частота волн, структура вихревых течений в жидкой и газовой фазах) выступают одними из ключевых факторов, определяющих интегральную интенсивность теплоотдачи.

Целью диссертационной работы является экспериментально-расчетное исследование газожидкостного пленочного течения в плоском миниканале, включающее численное моделирование структуры волнового стратифицированного течения в режиме с уносом капель, а также изучение процесса перехода от расслоенного режима течения к кольцевому.

В соответствии с целью работы были поставлены следующие **задачи**:

1. Создание экспериментального стенда для исследования двухфазного течения в плоских миниканалах. Проектирование, изготовление и сборка рабочих участков различной геометрии.

2. Экспериментальное исследование перехода от расслоенного течения к кольцевому в плоских миниканалах в широком диапазоне скоростей фаз, а также определение средней толщины пленки жидкости при стратифицированном течении. Сопоставление полученных результатов с данными, полученными для макроканалов.

3. Построение численных моделей течения пленки, увлекаемой газовым потоком, в режиме с уносом капель в плоском миниканале, их верификация и валидация.

4. Численное исследование волновой структуры плёнки жидкости и характеристик газовой фазы при стратифицированном течении в режиме с уносом капель. Сопоставление результатов моделирования для плоских миниканалов с экспериментальными данными для крупномасштабных каналов.

5. Выявление механизмов уноса капель от межфазной границы пленки жидкости, увлекаемой потоком газа в плоских миниканалах, методами вычислительной гидродинамики.

Научная новизна

1. Методами вычислительной гидродинамики впервые продемонстрировано, что переход от макро- к миниканалам при сопоставимых значениях плёночного числа Рейнольдса и скоростей газа приводит к значительному увеличению частот волн; уменьшению средней толщины пленки жидкости; существенному уменьшению продольного размера волн возмущений и их амплитуды, что приводит к подавлению волн быстрой ряби.

2. Выявлено качественное подобие между процессом формирования начальных волн и волн быстрой ряби на волне возмущения, связанное с вихревым течением в жидкости и мелкомасштабными вихрями в газе.

3. С помощью численного моделирования впервые описаны механизмы уноса капель в плоском миниканале и выявлена роль стеснённости газожидкостного пленочного течения, в частности, воздействия пульсаций и крупномасштабных вихрей в газе на отрыв капель от межфазной границы.

4. Экспериментально установлено, что унос капель со свободной поверхности жидкой пленки, увлекаемой потоком газа, играет значительную роль в формировании кольцевого режима течения в плоском миниканале, а при исключении контакта жидкости с боковыми стенками становится определяющим механизмом перехода при высоких скоростях фаз. При этом площадь орошения верхней стенки миниканала за счет уноса капель увеличивается при уменьшении его высоты.

Научная и практическая значимость работы. Полученные экспериментальные и численные результаты имеют важное значение для разработки пленочных миниканальных систем охлаждения, рассчитанных на высокие расходы фаз и функционирующих в условиях развитой турбулентности, предназначенных для отведения сверхвысоких тепловых потоков. В работе исследованы фундаментальные механизмы волнообразования при газопленочном течении и выявлено влияние масштабного фактора (переход от крупномасштабных каналов к миниканалам) на характеристики волновых процессов. Установлено закономерное уменьшение толщины плёнки и кратное увеличение частот волн возмущения в миниканалах, что обуславливает потенциал повышения эффективности теплоотдачи.

Впервые установлено, что в плоских миниканалах унос капель с волновой межфазной границы является не второстепенным эффектом, а важным процессом, способным инициировать смену режима течения, в частности переход от стратифицированного к кольцевому режиму. Таким образом, показано, что унос необходимо учитывать как при построении моделей газопленочных течений, так и при проектировании пленочных систем на основе миниканалов.

Полученные результаты имеют важное прикладное значение для проектирования систем охлаждения, способных отводить сверхвысокие тепловые потоки. В основе их работы лежит механизм интенсификации теплообмена, связанный со сверхинтенсивным испарением в области контактных линий «газ–жидкость–твёрдое тело». Контактные линии образуются на границах микроразмерных метастабильных сухих пятен при прорыве паровых пузырей сквозь пленку. Критическим параметром является высокая частота замывания таких пятен (от 100 Гц до нескольких кГц). Результаты работы позволяют идентифицировать волновой процесс в качестве одного из доминирующих механизмов замывания сухих пятен. Это обосновывается выявленным существенным увеличением частот волн в миниканалах по сравнению с крупномасштабными каналами, достигающим пятикратного увеличения. Данный результат указывает на принципиально более высокую интенсивность волновых процессов, а следовательно, и на потенциал миниканальных пленочных систем охлаждения.

Положения, выносимые на защиту

1. Трансформация гидродинамических характеристик высокоскоростного газожидкостного пленочного течения при переходе от

крупномасштабных труб к плоским миниканалам: результаты численного моделирования по уменьшению продольного размера волн возмущений на порядок величины и их высоты относительно остаточной пленки в 5–7 раз, что приводит к заметному подавлению волн быстрой ряби; увеличение частот волн возмущений до 5 раз; результаты эксперимента и численного моделирования по уменьшению средней толщины пленки до 2–4 раз.

2. Результаты численного моделирования, демонстрирующие качественное подобие механизмов формирования начальных волн и волн быстрой ряби на волне возмущения, обусловленное влиянием мелкомасштабных вихрей в газовой фазе и вихревого течения в жидкости, способствующих зарождению обоих типов волн при совместном течении пленки жидкости и газа в миниканале.

3. Выявленный с помощью численного моделирования механизм уноса капель в условиях стесненного газожидкостного пленочного течения, связанный со взаимодействием волны возмущения с пульсациями, в частности, с крупномасштабными вихрями в газовой фазе, вызывающим осцилляции вертикального градиента давления над волной, что приводит к росту амплитуды волны, формированию лигамента жидкости и его разрыву на капли, которые преимущественно осаждаются на верхнюю стенку миниканала.

4. Экспериментально зафиксированный механизм формирования кольцевого режима течения в плоском миниканале за счет уноса капель от волновой межфазной границы и выявленная закономерность существенного увеличения площади орошения верхней стенки плоского миниканала за счет уноса капель при уменьшении его высоты.

Достоверность и обоснованность представленных результатов обеспечивается комплексным подходом, сочетающим современные экспериментальные методы и валидированные численные модели. Экспериментальная часть основана на применении прецизионного конфокального оптического метода для измерения толщины жидкой пленки, а также шлирен-визуализации для исследования перехода к кольцевому течению. Численное моделирование выполнено с использованием современных методов описания границы раздела фаз. Достоверность используемых численных моделей подтверждена их валидацией на основании собственных экспериментальных данных, а также сопоставлением с данными других авторов и верификацией путем исследования сеточной сходимости. Дополнительным критерием достоверности служит апробация ключевых результатов работы в ведущих международных и отечественных жестко рецензируемых журналах.

Личный вклад соискателя. Основные научные результаты, включенные в диссертацию и выносимые на защиту, получены соискателем лично. Вклад соискателя заключался в проектировании и сборке экспериментальной установки и рабочих участков, в подготовке и проведении всех представленных в работе экспериментов, в настройке и калибровке

оборудования, обработке и анализе результатов эксперимента, в построении численных моделей, верификации расчетных сеток, валидации моделей с помощью экспериментальных данных, полученных соискателем лично, подготовке публикаций в рецензируемые журналы, а также докладов на российские конференции.

Апробация результатов. Результаты, представленные в диссертации, обсуждались на следующих всероссийских конференциях и семинарах: Всероссийская конференция “XLI Сибирский теплофизический семинар” (г. Новосибирск, 7–10 октября 2025 г., диплом первой степени); Школа-семинар молодых ученых и специалистов под руководством академика А.И. Леонтьева “Проблемы газодинамики и тепломассообмена в энергетических установках”, посвященная 100-летию академика В.Е. Алемасова (г. Казань, 23–27 мая 2023 г.); XVII Всероссийская школа-конференция “Актуальные вопросы теплофизики и физической гидрогазодинамики” (г. Шерегеш, 19–24 марта 2023 г.); Восьмая Российская национальная конференция по теплообмену (РНКТ-8) (г. Москва, 17–22 октября 2022 г.); VII Всероссийская научная конференция “Теплофизика и физическая гидродинамика” (г. Сочи, 5–14 сентября 2022 г., диплом первой степени); XXXVIII Сибирский теплофизический семинар (г. Новосибирск, 29–31 августа 2022 г., диплом второй степени); XXXVII Сибирский теплофизический семинар (г. Новосибирск, 14–16 сентября 2021 г., диплом третьей степени); Актуальные вопросы теплофизики и физической гидрогазодинамики (г. Новосибирск, 24–27 ноября 2020 г., диплом за лучший доклад студента); XXVI Сибирский теплофизический семинар (г. Новосибирск, 5–7 октября 2020 г., диплом за лучший доклад студента); Семинар по материалам кандидатской диссертации, Институт систем энергетики им. Л. А. Мелентьева СО РАН под руководством академика РАН В.А. Стенникова, 15.05.2025, г. Иркутск; Семинар по материалам кандидатской диссертации, Институт вычислительного моделирования СО РАН, 10.04.2025, г. Красноярск; Семинар по материалам кандидатской диссертации: Сибирский федеральный университет, 11.04.2025, г. Красноярск.

Публикации. По теме диссертации опубликовано 10 работ, входящих в перечень ведущих рецензируемых журналов и изданий, рекомендованных ВАК.

Объем и структура работы. Диссертация состоит из введения, четырёх глав и заключения. Полный объём диссертации составляет 182 страницы с 89 рисунками и 3 таблицами. Список литературы содержит 220 наименований.

СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во введении обоснована актуальность работы, определена цель и поставлены задачи исследования, сформулированы научная новизна и практическая значимость работы, представлены основные положения, выносимые на защиту.

В первой главе диссертации выполнен анализ современного состояния

проблемы, охватывающий классификацию двухфазных режимов течения в макро-, мини- и микроканалах, критерии масштабного перехода, а также основные механизмы гидродинамических неустойчивостей. Рассмотрены экспериментальные, теоретические и численные исследования волновой структуры жидкой плёнки и механизмов уноса капель, выполненные преимущественно для крупномасштабных каналов. В свою очередь, в мини- и микроканалах отсутствуют данные о локальных характеристиках высокоскоростных газожидкостных течений: не описана волновая структура в режиме с уносом, не раскрыты механизмы уноса капель и не определена роль уноса в формировании кольцевого режима. Большинство численных работ опирается на RANS-подходы, которые не позволяют разрешить мелкомасштабные пульсации и вихри. Таким образом, анализ роли вихревых течений в волновых процессах и механизмах уноса представлен лишь в единичных численных исследованиях, проведенных для макроканалов.

Во **второй главе** представлены экспериментальная установка и экспериментальные методики (*первый раздел*), а также методы численного моделирования (*второй раздел*). Схема экспериментального стенда для исследования двухфазного течения в плоских миниканалах представлена на рис. 1. Он включает в себя замкнутый жидкостный контур, открытый газовый контур и рабочий участок (плоский миниканал). Жидкостный резервуар, служащий для подачи и сбора рабочей жидкости, открыт в атмосферу. В качестве компонентов двухфазного потока использовались дистиллированная вода и воздух. Эксперименты проводились при комнатной температуре. Подача газа в миниканал осуществлялась компрессором через регулятор расхода со встроенным датчиком. Жидкость подавалась в канал шестерёнчатым насосом, а контроль расхода производился ультразвуковым расходомером. В качестве основных методов исследования двухфазного течения использовались шлирен-метод для визуализации, который позволял регистрировать контакт жидкости с верхней стенкой миниканала (нижней стенкой стекла), и конфокальный оптический метод для измерения толщины

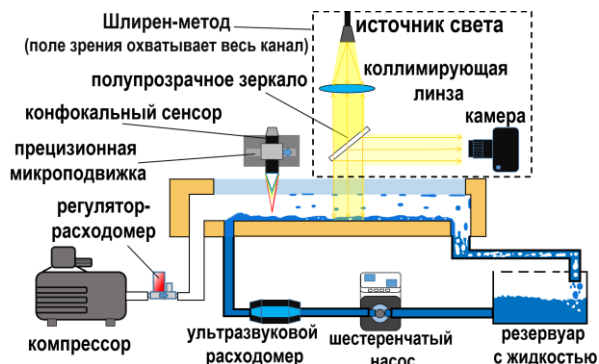


Рисунок 1 – Схема экспериментального стенда для исследования двухфазного течения в плоском миниканале

пленки. Для записи течения применялась камера Nikon D500 с частотой 30 кадр/с. Для измерения высоты миниканалов и локальной толщины жидкой плёнки использовался конфокальный датчик Micro-Epsilon IFS2405-3 с контроллером IFC2451. Сканирование выполнялось с помощью прецизионной позиционирующей системы при скорости перемещения сенсора 0,1 мм/с и частоте записи 300 кГц. Числа Рейнольдса для жидкости и газа изменялись в пределах: $Re_{liq} = Q_{liq}/\mu_{liq}w = 80-860$, где Q_{liq} – массовый расход жидкости, μ_{liq} – динамическая вязкость жидкости, w – ширина подводящего канала жидкости; $Re_{gas} = U_{gas}D_h/\nu_{gas} = 1040-10350$, где U_{gas} – среднерасходная скорость газа, ν_{gas} – кинематическая вязкость газа, а D_h – гидравлический диаметр канала.

Рабочие участки были изготовлены методом фотополимерной 3D-печати с использованием принтера Anycubic Photon Mono M5. Рабочий участок включает основание (рис. 2 а), внутри которого расположена вставка, формирующая миниканал. Сверху миниканала размещено стекло с объемным просветлением для реализации оптических методов. Рабочий участок собирается при помощи болтовых соединений. Уплотнение осуществляется двумя силиконовыми прокладками толщиной 1,2 мм, установленными в основании, а также по периферии миниканала. Было изготовлено 4 миниканала различной геометрии. Конфигурация 1: высота канала $H \approx 915$ мкм, высота подводящего канала жидкости (показана на рис. 2 б) $\delta \approx 310$ мкм. Конфигурация 2: $H \approx 970$ мкм, $\delta \approx 300$ мкм, при этом устранялся контакт жидкости с боковыми стенками с помощью углублений у боковых стенок, в которых размещались хорошо смачиваемые текстильные волокна (рис. 2 в).

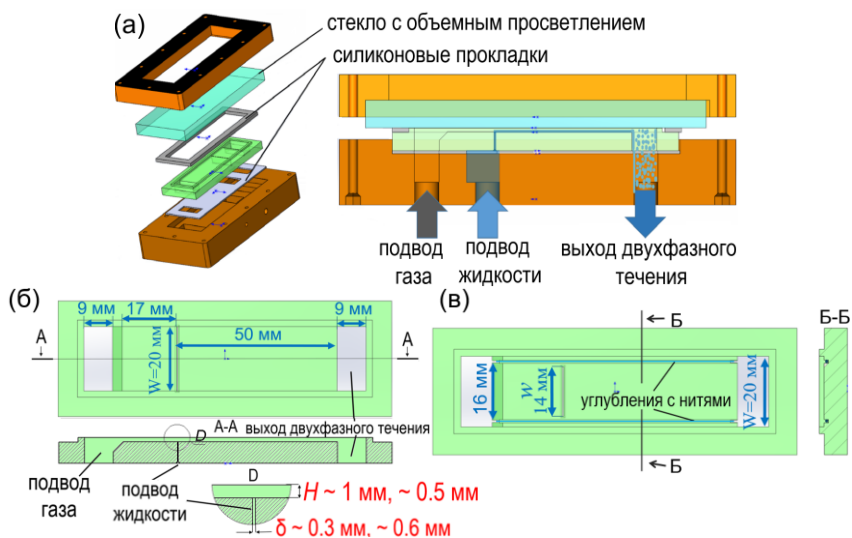


Рисунок 2 – а) Схема рабочего участка для исследования двухфазного течения в плоском миниканале. б, в) Схема напечатанных на фотополимерном принтере вставок, формирующих плоский миниканал. в) Схема миниканала с текстильными волокнами в канавках у боковых стенок миниканала, используемых для устранения контакта жидкости с боковыми стенками

Конфигурация 3: $H \approx 515$ мкм, $\delta \approx 280$ мкм. Конфигурация 4: $H \approx 1028$ мкм, $\delta \approx 615$ мкм. Ширина миниканала W была одинаковой для всех конфигураций и составляла 20 мм. В данной работе исследуемые каналы отнесены к миниканалам в соответствии с масштабным критерием, представленным в работе (Е.А. Чиннов и О.А. Кабов, ТВТ, 2006).

Во втором разделе описана постановка задач численного моделирования, начальные и граничные условия, а также методы моделирования межфазной границы и турбулентности. Задача решалась методом конечных объемов с применением Ansys Fluent 2020 R2. Вычислительная область с граничными условиями для двумерной постановки задачи представлена на рис. 3.

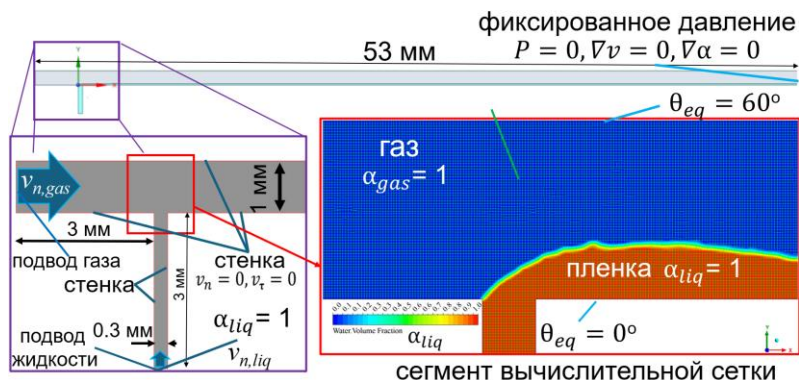


Рисунок 3 – Расчетная область, начальные и граничные условия для двумерной постановки моделирования течения пленки, увлекаемой газовым потоком в миниканале

На границе подвода газа использовались различные граничные условия, включая постоянное значение скорости газа, а также профиль скорости, полученный из предварительного расчета однофазного течения. На верхние и нижние стенки были наложены условия прилипания и непротекания, при этом для нижних стенок задавался равновесный угол смачивания, равный 0° , а для верхней задавался угол 60° . В начальный момент времени на нижней стенке канала задавалась пленка жидкости толщиной 150 мкм. Расчет производился в несколько этапов: сначала на сетке с относительно крупными квадратными ячейками размером 25 мкм $\times$ 25 мкм до достижения установившегося состояния потока; после этого сетка была уточнена по всей области, и расчет продолжался; на последнем этапе размер ячейки составлял 10 мкм $\times$ 10 мкм. Для моделирования использовалась структурированная фиксированная расчетная сетка, сегмент которой показан на рис. 3. Наименьший оцененный масштаб вихрей для параметров моделирования составил около 4 мкм у стенки и 15 мкм в ядре потока. Была исследована сходимость численного решения. Как средняя толщина пленки, так и качественные характеристики течения, включая механизмы уноса, волновую структуру, практически не отличались на средней (15 мкм $\times$ 15 мкм) и мелкой сетках (10 мкм $\times$ 10 мкм), что подтверждает достаточность принятого пространственного разрешения.

В двумерной постановке задача решалась без использования моделей подсеточной вязкости; кроме того, тестировался метод крупных вихрей (LES) с подсеточной моделью Смагоринского-Лилли. При использовании LES на границе подвода газа задавался профиль скорости, полученный из однофазной задачи течения газа. Для генерации турбулентных пульсаций на входе газа применялся алгоритм Spectral Synthesizer, реализованный в Ansys Fluent. На входе газа задавалась интенсивность турбулентности, равная 5%, а отношение $\mu_{gas,t}/\mu_g$ было принято равным 10, где μ_g – динамическая вязкость газа, $\mu_{gas,t}$ – турбулентная вязкость газа. Размер ячейки расчетной сетки составлял 15 мкм $\times$ 15 мкм. Двумерные LES-расчёты во многом качественно согласуются с результатами двумерных и трёхмерных расчётов без модели подсеточной вязкости. В количественном отношении наблюдается занижение средней толщины плёнки, что, по-видимому, связано с систематическим завышением касательного напряжения на межфазной границе из-за использования модели подсеточной вязкости, разработанной для однофазных задач.

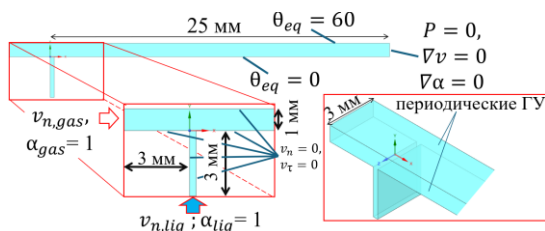


Рисунок 4 – Расчетная область и граничные условия для трехмерной постановки задачи

В трехмерном случае смоделирован сегмент реального канала (рис. 4). Граничные условия такие же, как в двумерном случае (на входе газа задавалась постоянная скорость), за исключением боковых стенок, где применяются периодические граничные условия.

Начальное условие и процедура решения также соответствуют двумерному моделированию. Расчет выполнялся на структурированной сетке с кубическими ячейками с длиной ребра 25 мкм без модели подсеточной вязкости. Хотя колмогоровский масштаб в ядре потока составлял 10 мкм, а вблизи стенки 4 мкм, данная постановка обусловлена вычислительными ограничениями и представляет собой компромисс между точностью описания турбулентных процессов, динамики межфазной границы и вычислительной реализуемостью.

Для моделирования межфазной границы использовались метод объема жидкости (Volume Of Fluid, VOF), а также сочетание метода объема жидкости с методом линии уровня (coupled Volume of Fluid Level-Set, CVOFLS). Пространственная дискретизация уравнений осуществлялась схемами второго порядка точности (за исключением уравнения для функции метода Level-Set, где применялась схема первого порядка), временная – явными и неявными схемами первого и второго порядка. Для обеспечения устойчивости применялся адаптивный шаг по времени с контролем глобального числа Куранта ($\leq 0,25$ для двумерной и $\leq 0,5$ для трёхмерной постановок).

Валидация численных моделей выполнена для течения плёнки, увлекаемой высокоскоростным газовым потоком. Осреднённая по времени и пространству

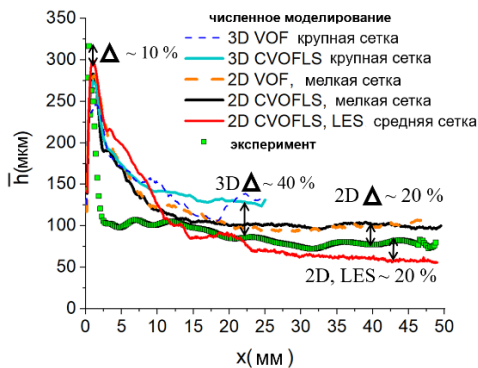


Рисунок 5 – Сравнение экспериментального и численного профиля толщины пленки вдоль миниканала. Параметры эксперимента: $Re_{liq} = 290$, $U_{gas} = 49$ м/с. Параметры численного моделирования: $Re_{liq} = 300$, $U_{gas} = 50$ м/с

ограничениями двумерной постановки и особенностями моделирования подсеточной турбулентности, разработанной для однофазной задачи. В трехмерном случае толщина пленки завышена примерно на 40% по сравнению с экспериментом (рис. 5). Это, по-видимому, связано с вынужденным укрупнением расчётной сетки, что не позволяет более точно воспроизвести касательное напряжение на интерфейсе газ-жидкость. Тем не менее, используемая трехмерная постановка воспроизводит многие особенности, свойственные крупномасштабным каналам, что будет показано в разделе результатов, и одновременно позволяет выявить новые эффекты, характерные для стеснённых условий. Качественно при $U_{gas} \approx 50$ м/с и $Re_{liq} \approx 300$, в эксперименте и в численном моделировании наблюдался расслоенный режим с интенсивным уносом капель от межфазной границы, причем отрыв капель начинал происходить на некотором расстоянии от области подводящего канала жидкости, что связано с процессом формирования волн возмущения.

В третьей главе представлены результаты экспериментального исследования процесса перехода к кольцевому режиму течения в миниканалах с различной высотой канала и высотой подводящего канала жидкости, а также в условиях отсутствия контакта жидкости с боковыми стенками. На рис. 6 представлено схематическое изображение двухфазного течения, которое реализуется в плоском миниканале при относительно высоких расходах фаз (в режиме с

(в нескольких продольных сечениях) локальная толщина плёнки, измеренная конфокальным методом в миниканале с исключённым контактом жидкости с боковыми стенками (рис. 2 в), использовалась для количественного сопоставления с результатами моделирования. В области установившегося течения расхождение с экспериментом в двумерном случае не превышает 20% (без модели подсеточной вязкости – завышение толщины, LES – занижение, рис. 5), что, по всей видимости, обусловлено

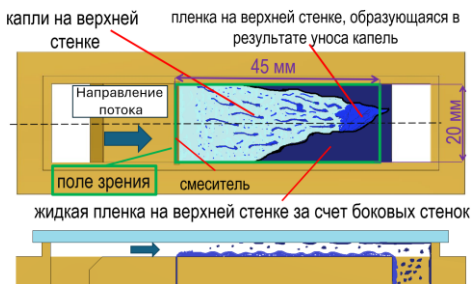


Рисунок 6 – Схема двухфазного течения при относительно высоких расходах фаз

уносом капель). На этом же рисунке также показано поле зрения камеры, капли на верхней стенке, а также пленки жидкости на верхней стенке, сформированные за счет различных механизмов. Стоит отметить, что пленка на нижней стенке при высоких расходах не визуализируется шлирен-методом, поскольку он применим для относительно малых углов наклона межфазной границы.

На рис. 7 представлены шлирен-изображения двухфазного течения при различных числах Рейнольдса жидкости Re_{liq} и среднерасходных скоростях газа U_{gas} для плоских миниканалов с разной высотой канала H с отношением длины к гидравлическому диаметру $L_{inlet-outlet}/D_h = 26-50$. Данные по U_{gas} разделены на два блока, ограниченные на рис. 7 пунктирными линиями. Каждый блок соответствует фиксированному значению U_{gas} , каждая строка блока соответствует миниканалу фиксированной геометрии, а каждый столбец соответствует фиксированному Re_{liq} .

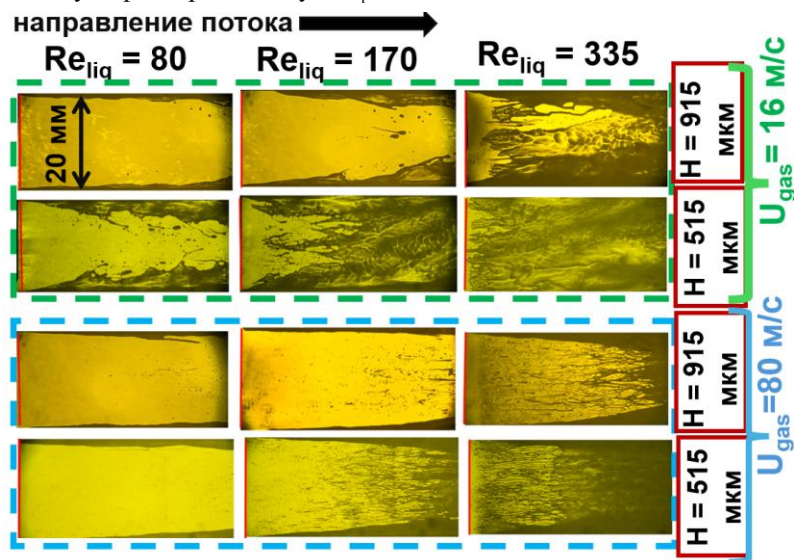


Рисунок 7 – Шлирен визуализация течения в плоских миниканалах различной геометрии.

Красная линия обозначает положение входа жидкости. Конфигурации канала: высота канала

$H = 915 \pm 65$ мкм, высота подводящего канала воды $\delta = 310 \pm 16$ мкм (первая строка);

$H = 515 \pm 55$ мкм, $\delta = 280 \pm 35$ мкм (вторая строка). Ширина канала W и угол подвода жидкости одинаковы для всех каналов и равны 20 мм и 90°

Зарегистрированы различные механизмы перехода к кольцевому режиму, включая полученные ранее осцилляции жидкости у боковых стенок (“lateral instability”, E.A. Chinnov et al., *Int. J. Multiph. Flow*, 2016), которые на рис. 7 наблюдаются при $U_{gas} = 16$ м/с и $Re_{liq} = 80$ для всех рассмотренных геометрий. С увеличением расхода жидкости возникают жидкостные мостики ($U_{gas} = 16$ м/с, $Re_{liq} = 170$, $H = 515$ мкм), способствующие переносу жидкости на верхнюю стенку. Однако с увеличением скорости газа данные типы

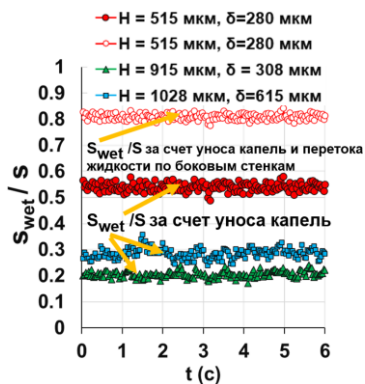


Рисунок 8 – Доля площади орошения верхней стенки S_{wet}/s плоских миниканалов с различной высотой канала H и высотой подводящего канала жидкости δ . S_{wet} – площадь орошения верхней стенки, s – площадь верхней стенки, $Re_{liq} = 335$, $U_{gas} = 80$ м/с

неустойчивостей подавляются и возникает унос капель с их последующим осаждением на верхнюю стенку (рис. 7, $U_{gas} = 80$ м/с). Кроме того, с увеличением расхода жидкости площадь орошения за счет уноса капель увеличивается (рис. 7, $U_{gas} = 80$ м/с, $Re_{liq} = 80\text{--}335$) для всех рассмотренных геометрий. На рис. 8 красными незакрашенными кружками (миниканал высотой 515 мкм) показана общая доля площади орошения верхней стенки за счет перетока по боковым стенкам и уноса капель. При $Re_{liq} = 335$ и $U_{gas} = 80$ м/с и высоте канала $H = 515$ мкм эта доля составляет $S_{wet}/s = 0,8$, где S_{wet} – площадь орошения верхней стенки, s – площадь верхней стенки, причём доля площади орошения верхней стенки за счет уноса капель равна $S_{wet}/s = 0,5$ (рис. 8, красные закрашенные кружки). Таким образом, при

высоких скоростях газа и жидкости унос капель с интерфейса жидкость–газ вносит существенный вклад в формирование пленки жидкости на изначально несмоченной части канала для рассмотренных длин каналов. Кроме того, существенное влияние на площадь орошения верхней стенки за счёт уноса капель оказывает высота миниканала. При одинаковых числах Рейнольдса жидкости и скорости газа ($Re_{liq} = 335$, $U_{gas} = 80$ м/с) уменьшение высоты канала с 915 до 515 мкм приводит к увеличению доли смоченной площади верхней стенки за счёт уноса капель в 2,5 раза (рис. 8). В то же время высота подводящего канала жидкости оказывает незначительное, но заметное влияние на интенсивность уноса: с увеличением δ доля площади орошения верхней стенки за счет уноса капель увеличивается (рис. 8).

Эксперименты также проводились в миниканале, в котором контакт жидкости с боковыми стенками устранялся (рис. 2 в). В данной конфигурации миниканала не наблюдалось перетекания жидкости на верхнюю стенку по боковым стенкам. При $Re_{liq} = 480$, $U_{gas} = 86$ м/с (рис. 9) был зафиксирован переход к кольцевому режиму течения, происходящий в результате уноса капель с межфазной границы. В свою очередь, как показано в работе (A.V. Cherdantsev et al., *Exp. Therm. Fluid Sci.*, 2022) в крупномасштабной трубе события уноса капель происходят слишком редко для формирования устойчивой пленки, а единственным механизмом, способным сформировать стабильную кольцевую плёнку, являются вторичные течения в газовой фазе. Таким образом, впервые продемонстрировано, что в плоском миниканале переход к кольцевому режиму течения может происходить только за счёт уноса капель.

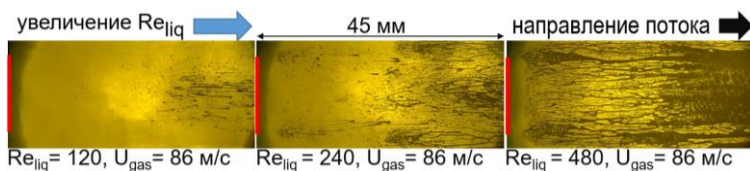


Рисунок 9 – Процесс перехода к кольцевому течению за счет уноса капель в плоском миниканале, в котором исключён контакт жидкости с боковыми стенками. Красная линия обозначает положение входа жидкости, высота канала $H \approx 970$ мкм

В *третьем разделе* представлены данные о толщине пленки в плоском миниканале, в котором устранялся контакт жидкости с боковыми стенками (рис. 2 в). На рис. 10 показано сопоставление зависимости средней толщины пленки $\langle h \rangle$ с корреляциями, моделями и экспериментальными данными для крупномасштабных каналов. Линия 2 – модель, разработанная для капилляров при существенно меньших скоростях жидкости, чем в данном исследовании.

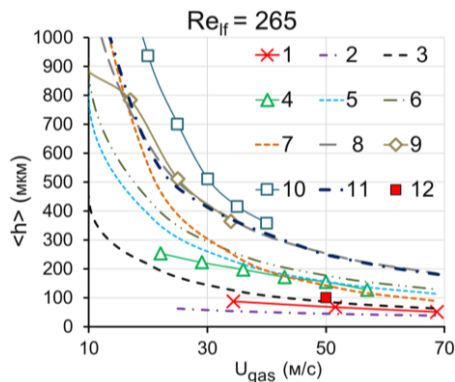


Рисунок 10 – Зависимость средней толщины пленки жидкости $\langle h \rangle$ от среднерасходной скорости газа U_{gas} при $Re_{lf} = Q_{liq}/(w_{fiber} \mu_{liq}) = 265$, где w_{fiber} – расстояние между текстильными волокнами (показано на рис. 2 в). 1 – представленные данные для плоского миниканала с несмачиваемыми боковыми стенками (показан на рис. 2 в); 2 – модель Y. Yoshinaga et al., IRACC, 2014, разработанная для кольцевого течения в капиллярах; 3 – корреляция M. Leng et al., Exp. Therm. Fluid Sci. 2018, разработана для крупномасштабного плоского канала; 4 – эксперимент J. Vasques et al. Exp. Therm. Fluid Sci. 2018: кольцевое течение в вертикальной трубе $D = 11,7$ мм, $Re_{lf} = 220$, $D/l_o = 4,3$; 5 –

корреляция J. Asali et al., AIChE, 1985, для макроканала; 6 – корреляция P. Kosky and F. Staub, AIChE, 1971, для макроканала; 7 – корреляция P. Roberts et al., Chem. Eng. Sci., 1997, для макроканалов; 8 – корреляция G. Hughmark, AIChE, 1973, для макроканалов; 9 – эксперимент I. Zadrazil et al., Int. J. Multiph. Flow, 2014, кольцевой поток в вертикальной трубе, $D = 32$ мм, $Re_{lf} = 306$, $D/l_o \approx 12$; 10 – эксперимент S. Zdornikov et al., Int. J. Multiph. Flow, 2024: течение в горизонтальной трубе $D = 20$ мм, $D/l_o = 7$, $Re_{lf} = 220$; 11 – модель П. Гешева, TA, 2014. Модель касательного напряжения на межфазной границе τ_{int} для линий 5, 6, 8; М. Miya, Chem. Eng. Sci. 1971. Модель τ_{int} для линий 7, 11: J. Asali et al., AIChE, 1985. l_o – капиллярная постоянная жидкости; 12 – численное моделирование, проведенное в данной работе: 2D, модель интерфейса CVOFLS, без модели подсеточной вязкости, $Re_{liq} = 300$, $D_H/l_o = 0,7$

На представленном графике наблюдается значительное расхождение между данными о толщине пленки, полученными различными авторами для крупномасштабных труб и миниканалов в сопоставимых условиях. Значения для плоского миниканала, полученные в данной работе, систематически ниже данных для труб большего диаметра. Наибольшее различие достигает четырехкратной величины (рис. 10, кривая 10). Таким образом, можно заключить, что толщина пленки в плоских миниканалах при высокоскоростном газожидкостном стратифицированном течении

существенно меньше (до 4 раз) толщины кольцевой пленки в крупномасштабных трубах при сопоставимом числе Рейнольдса пленки жидкости и среднерасходной скорости газа.

В четвертой главе представлены результаты исследования структуры пленочного течения с уносом капель в плоском миниканале, полученные методами вычислительной гидродинамики. Первый раздел посвящен механизму формирования волн возмущения, отвечающих за унос капель. Показано, что он не отличается от такового в крупномасштабных каналах и связан со слиянием начальных волн (S.V. Alekseenko et al., *Int. J. Multiph. Flow*,

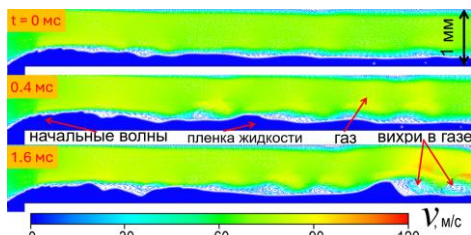


Рисунок 11 – Процесс формирования волн возмущения в результате слияния начальных волн (2D задача, метод CVOFLS, без модели подсеточной вязкости)

волны возмущения. Выполненные в данной работе трёхмерные расчёты для плоского миниканала воспроизводят все вышеописанные стадии (рис. 12 а). Более того, расчеты позволяют выявить и другие особенности формирования начальных волн. Так, в зоне первичного взаимодействия газа с межфазной границей в газовой фазе генерируются мелкомасштабные вихри, которые на рис.12 б сверху показаны красным цветом. При переходе в систему

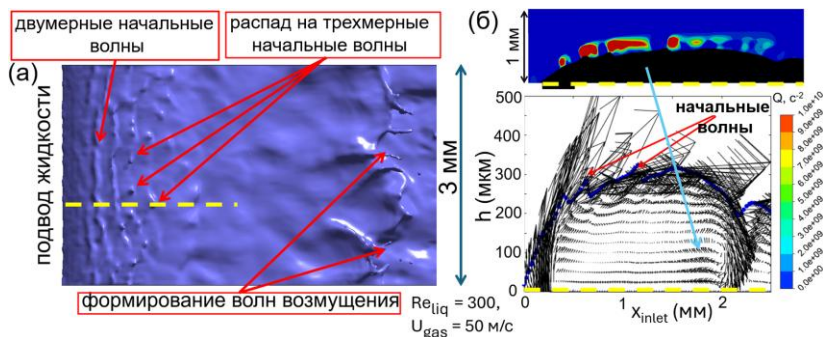


Рисунок 12 – а) Формирование волн возмущений за счет слияния начальных волн в миниканале, (численное моделирование, 3D, модель интерфейса – CVOFLS, без модели подсеточной вязкости; синий цвет – межфазная граница, вид сверху). б) Процесс формирования начальных волн. Сверху: распределение Q-критерия в газовой фазе, демонстрирующее мелкомасштабные вихри в газе. Снизу: формирование вихревого течения в плёнке вблизи подводящего канала жидкости (чёрные стрелки – поле скорости в жидкости в системе отсчёта, связанной с точкой в жидкости, расположенной примерно в 1 мм от области первичного взаимодействия фаз)

отсчёта, связанную с жидкостью, вблизи области первичного взаимодействия фаз наблюдается вихревое течение в плёнке (рис. 12 б снизу), которое, как и мелкомасштабные вихри, способствует формированию начальных волн. Отметим, что данный процесс формирования начальных волн воспроизводится и в двумерной постановке.

В работе были определены частоты волн в миниканале при высокоскоростном течении. Для их количественной оценки была построена нормированная спектральная плотность мощности, $I_N = FF^* / \int_0^\infty FF^* df$, где F – преобразование Фурье, F^* – комплексно-сопряжённое преобразование Фурье, которые вычислялись относительно величины $h(x_{j, \text{inlet}}, t) - \bar{h}(x_{j, \text{inlet}})$, где $h(x_{j, \text{inlet}}, t)$ – толщина пленки жидкости в момент времени t и на расстоянии $x_{j, \text{inlet}}$ от области первичного взаимодействия газа и жидкости, а $\bar{h}(x_{j, \text{inlet}})$ обозначает осреднённую по времени толщину плёнки в той же точке. Следует отметить, что I_N была построена на основе данных, полученных из 2D-моделирования на сетке среднего разрешения (15 мкм × 15 мкм), поскольку для неё был рассчитан значительно больший временной интервал по сравнению с сеткой с высоким разрешением (10 мкм × 10 мкм) и 3D-моделированием. Нормированная спектральная плотность мощности представлена на рис. 13 а.

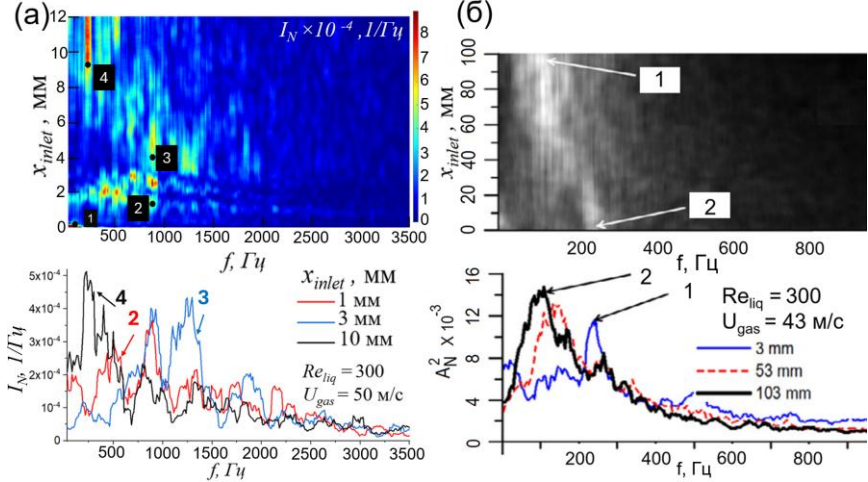


Рисунок 13 – а) Нормированная спектральная плотность мощности I_N на различных расстояниях от входа жидкости x_{inlet} для миниканала высотой 1 мм (2D, средняя сетка: 15×15 , моделирование интерфейса – CVOFLS, без модели подсеточной вязкости). б) Нормированная спектральная плотность мощности, полученная S.V. Alekseenko et al., Phys. Fluids, 2015 для трубы диаметром 15 мм

Частоты волн в миниканалах значительно возрастают по сравнению с частотами в трубе большого диаметра. На рис. 13 б представлены экспериментальные данные, полученные S.V. Alekseenko et al., Phys. Fluids, 2015 для трубы диаметром 15 мм. Сравнение показывает, что в миниканале частоты волн возрастают примерно в 5 раз в области первичного

взаимодействия жидкости и газа, а также от 2,5 (локальный максимум I_N при $f \approx 250$ Гц, рис. 13 а) до 5 раз (локальный максимум I_N при $f \approx 500$ Гц, $x_{inlet} \approx 12$ мм, рис. 13) в области установившегося течения.

Во *втором разделе* анализируются особенности трансформации волновой структуры пленки в режиме с уносом капель при переходе от макро- к миниканалам. Показано влияние размера ячейки в 2D-расчетах на характеристики волн. При использовании крупной расчетной сетки (25 мкм $\times$ 25 мкм) волновая структура качественно подобна той, что наблюдается в крупномасштабных каналах: были зафиксированы как волны медленной ряби, так и волны быстрой ряби на волне возмущения, однако появление последних регистрировалось существенно реже по сравнению с экспериментами, проведенными, например, A.V. Cherdantsev et al., *Int. J. Multiph. Flow*, 2014 для макроканала. Отметим, что в трехмерном случае на такой же сетке (25 мкм) волны быстрой ряби на волне возмущения также наблюдались. При сгущении расчётной сетки в двумерном случае (до 15 и 10 мкм) волны быстрой ряби подавлялись практически полностью за счёт сокращения продольного размера волн возмущения, по всей видимости, из-за действия сил поверхностного натяжения. Волны медленной ряби, напротив, наблюдались как на крупной, так и на мелкой расчетных сетках. Появление волн быстрой ряби на крупной сетке в 2D и 3D объясняется недооценкой сил поверхностного натяжения. При моделировании методом крупных вихрей (LES) волны быстрой ряби наблюдаются, хотя их амплитуда мала относительно основной волны возмущения. Появление волн быстрой ряби в этом случае объясняется переоценкой тангенциальных напряжений на интерфейсе газ-жидкость, что способствует их формированию.

На рис. 14 представлено сравнение профиля волны возмущения, полученного в миниканале с помощью численного моделирования в двумерной постановке с экспериментальными данными S.V. Alekseenko et al., *Phys. Fluids*, 2015 для трубы диаметром 15 мм. Эволюция профиля показана в системе отсчета, связанной с волной возмущения. Продольный размер (показан на рис. 14) и высота волн возмущения значительно уменьшаются при переходе от трубы большого диаметра к миниканалу. Так, продольный размер уменьшается на порядок, а высота относительно остаточной пленки уменьшается примерно в 5-7 раз. Более того, при переходе от макро- к плоским миниканалам происходит заметное подавление волн быстрой ряби, которые играют существенную роль в уносе капель в крупномасштабных каналах, в то же время унос капель в миниканалах сохраняется. Хотя при использовании метода крупных вихрей данные типы волн все же наблюдаются (рис. 14 в), по-видимому, из-за переоценки касательных напряжений на интерфейсе газ-жидкость, их относительная амплитуда (отношение амплитуды волн быстрой ряби к амплитуде волны возмущения) оказывается существенно меньше, чем в крупномасштабном канале (рис. 14 г). Заметное подавление волн быстрой ряби связано с ростом сил поверхностного натяжения из-за уменьшения масштаба волны возмущения.

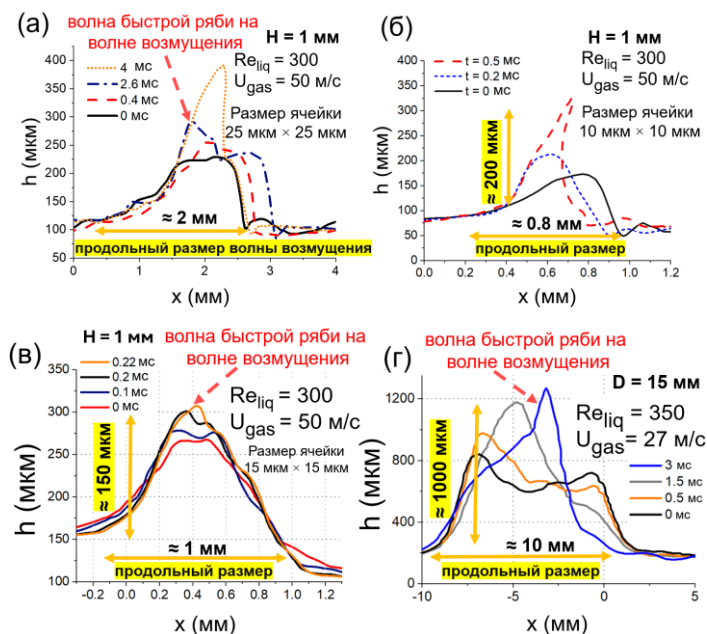


Рисунок 14 – Эволюция волны возмущения в системе отсчёта, движущейся вместе с волной. а)– в) Численное моделирование в миниканале, 2D, CVOFLS. (а) Крупная расчетная сетка (25 мкм × 25 мкм), без модели подсеточной вязкости. (б) Мелкая расчетная сетка (10 мкм × 10 мкм), без модели подсеточной вязкости. (в) размер ячейки 15 мкм × 15 мкм, LES. (г) Экспериментальные данные для трубы диаметром 15 мм, полученные S.V. Alekseenko et al., *Phys. Fluids*, 2015

Хотя, как отмечалось ранее, волны быстрой ряби на волне возмущения заметно подавляются в миниканалах, они все же наблюдаются при использовании метода крупных вихрей (рис. 14 в) и в случае использования крупной расчетной сетки в 2D и 3D. Как и в случае с начальными волнами, механизм формирования которых рассмотрен в разделе 1, вблизи гребня волн возмущения наблюдаются мелкомасштабные вихри в газе (рис. 15). Более того, в системе отсчета волны возмущения наблюдается выраженное вихревое течение, которое, как и в случае с генерацией начальных волн (рис. 12), способствует появлению волн быстрой ряби (рис. 15 б снизу). Таким образом, расширено понимание процесса формирования волн быстрой ряби, а также показана идентичность механизма генерации начальных волн, за счет слияния которых формируются волны возмущения, и генерации волн быстрой ряби, формирующихся на заднем склоне волны возмущения.

В разделе 3 рассмотрены механизмы уноса капель в миниканале. При обтекании волн газовым потоком в рассматриваемых стесненных условиях возникают относительно крупные вихревые структуры (рис. 11). Эти вихри образуются за фронтом волн возмущения (справа от них на рис. 11), распространяются по направлению течения и взаимодействуют с впереди идущими волнами. Первые крупные вихри появляются на некотором удалении

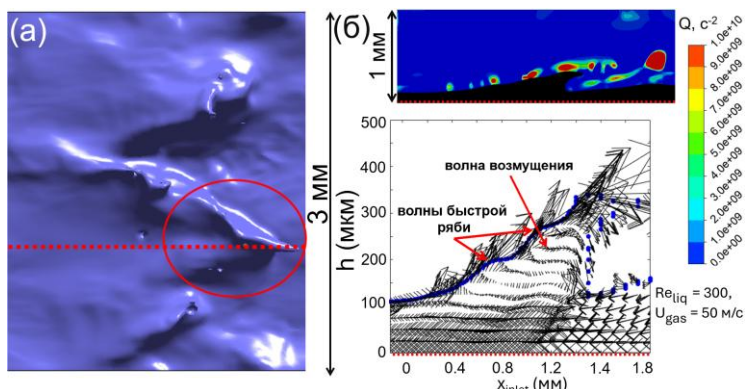


Рисунок 15 – Формирование волн быстрой ряби на волне возмущения а) Волна возмущения (интерфейс газ-жидкость, 3D, модель интерфейса – CVOFLS, без модели подсеточной вязкости; вид сверху). б) Сверху: мелкомасштабные вихри в газе вблизи заднего склона волны возмущения (распределение Q-критерия). Снизу: формирование вихревого течения в системе отсчета волны возмущения (чёрные стрелки – поле скорости)

от входа жидкости после того, как в результате слияния начальных волн сформировалось первое относительно крупное возмущение в жидкости (рис. 11, $t = 1,6$ мс). В газовом потоке наблюдаются вихри различных масштабов, что продемонстрировано на рис. 16 а. По всей видимости, мелкомасштабные вихри в том числе генерируются вблизи первого контакта газа и жидкости и распространяются далее по потоку, при этом способствуют формированию мелкомасштабных волн ряби, а крупные вихри в значительной степени влияют на устойчивость волн возмущения и способствуют уносу капель.

Подобные вихревые структуры – это не особенность двумерной постановки. Анализ ядер вихрей в газовой фазе в трехмерном случае позволяет идентифицировать как мелкомасштабные вихри, так и крупномасштабные вихри, что представлено на рис. 16 б, на котором красным цветом показаны поверхности постоянной величины $Q = 5 \times 10^{10} \text{ с}^{-2}$, где Q – Q-критерий, используемый для определения вихревых течений. По сравнению с двумерной постановкой наблюдается значительно более сложное поведение вихрей, включая их растяжение и распад.

В миниканале было идентифицировано несколько механизмов уноса капель. Преобладающий механизм в двумерной постановке на детализированной расчетной сетке связан с потерей устойчивости волны возмущения при ее взаимодействии с налетающими крупными вихрями, как показано на рис. 17. Для качественного описания процесса были рассмотрены зависимости давления от времени в точках 1, 2 и 3, представленных на рис. 17, $t = 0$ мс. На рис. 18 показана зависимость градиентов давления от времени, возникающих при обтекании волны газом, а также зависимость амплитуды волны относительно остаточной пленки $h_w = Y(2) - Y(1)$ от времени. Время на рис. 17 и рис. 18 совпадает. Объёмные силы, способствующие росту амплитуды волны, пропорциональны отрицательным градиентам давления,

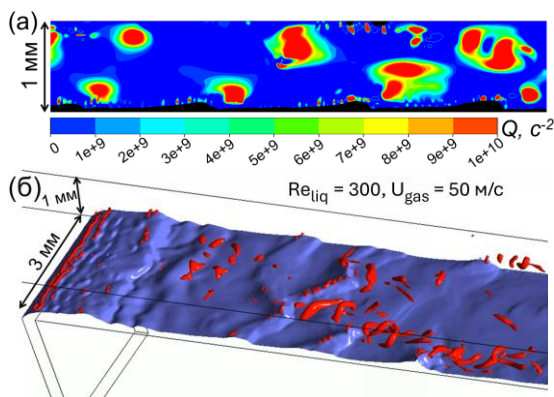


Рисунок 16 – Распределение Q -критерия (а) в газовой фазе, черным цветом показана жидкость. Двумерная постановка, модель интерфейса – CVOFLS, метод крупных вихрей (LES). (б) Ядра вихрей в газовой фазе. Синим цветом показан интерфейс газ-жидкость. Красным цветом показана поверхность постоянной величины $Q = 5 \times 10^{10} \text{ c}^{-2}$. Модель интерфейса CVOFLS, без модели подсеточной вязкости, размер ребра кубической ячейки сетки 25 мкм

вычисленным относительно точек 1, 2 и 3 (рис. 17 $t = 0$ мс): $f_{21} \approx -[P(2) - P(1)] / h_w$, $f_{32} \approx -[P(3) - P(2)] / [Y(3) - Y(2)]$. По мере продвижения волны вдоль канала силы, действующие на волну, уравниваются, и волна стабилизируется, практически не меняя своей формы. Однако, когда вихрь локализуется перед волной возмущения (рис. 17, $t = 0$ мс), давление перед волной $P(1)$ уменьшается, что приводит к снижению f_{21} и последующему уменьшению амплитуды волны (в данном случае к замедлению скорости роста волны в вертикальном направлении, рис. 18, $t = 0$ мс). При разрушении вихревой структуры в результате взаимодействия с волной (рис. 17, $t = 0,06$ мс), давление $P(1)$ увеличивается, вызывая резкий рост f_{21} (рис. 18 а, $t = 0,06$ мс). В этот момент поверхностное натяжение не успевает стабилизировать межфазную границу, что приводит к последующему увеличению амплитуды волны. Характерное время инерционного воздействия со стороны газа значительно короче, чем характерное время, за которое поверхностное натяжение стремится стабилизировать волну. По оценке, соответствующее число Вебера для параметров численного моделирования составляет $We = \rho_{gas} U_{gas}^2 H / \sigma \approx 40$, где ρ_{gas} – плотность газа, U_{gas} – среднерасходная скорость газа, H – высота канала, σ – поверхностное натяжение. Кроме того, по мере увеличения амплитуды волны из-за пульсаций потока происходит частичное перекрытие канала волной возмущения, что в определённый момент вызывает значительные осцилляции величины f_{32} (рис. 18 б $t \approx 0,2$ мс), приводящие к увеличению h_w и потере устойчивости волны соответственно. В конечном счете формируется вертикальный лигамент жидкости с его последующим разрывом на капли.

Осцилляции вертикального градиента давления, возникающие при обтекании волны газовым потоком и приводящие к уносу капель, могут быть вызваны не только взаимодействием относительно крупных вихрей с волной. В процессе отрыва капель от межфазной границы и опрокидывания волн в газовом потоке генерируются пульсации, которые воздействуют на впереди идущие волны и усиливают унос капель далее по течению.

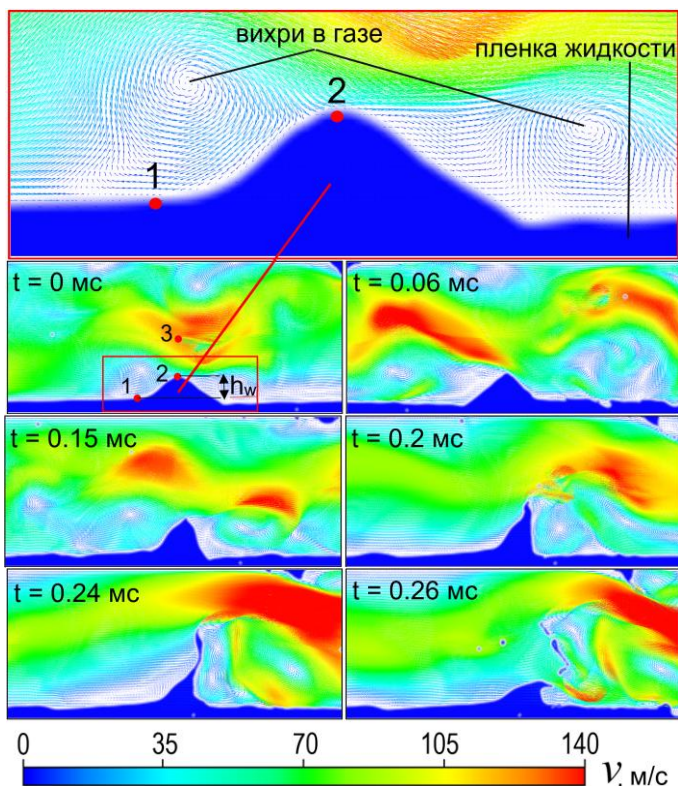


Рисунок 17 – Механизм уноса капель с межфазной границы в микканале, связанный с потерей устойчивости волны, обусловленной взаимодействием волны возмущения с вихрями и пульсациями газового потока. Двумерная постановка, модель интерфейса CVOFLS, без модели подсеточной вязкости. $Re_{liq} = 300$, $U_{gas} = 50$ м/с

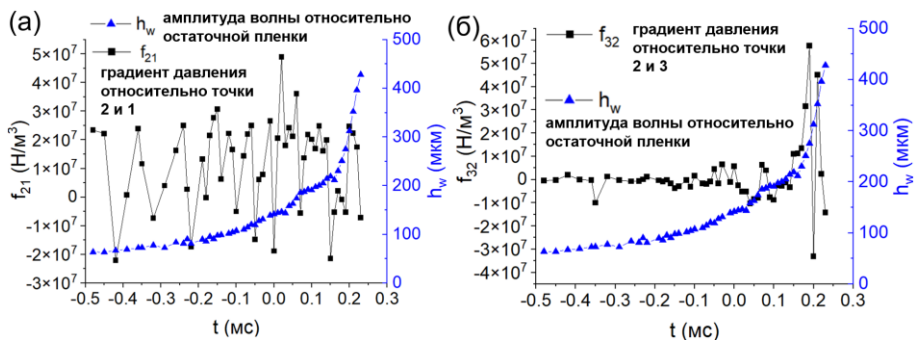


Рисунок 18 – Зависимость отрицательных градиентов давления f_{21} (а) и f_{32} (б) от времени, возникающих при обтекании волны возмущения газовым потоком в микканале, а также зависимость амплитуды волны h_w относительно толщины базовой плёнки от времени. Двумерная постановка, модель интерфейса CVOFLS, без модели подсеточной вязкости. $Re_{liq} = 300$, $U_{gas} = 50$ м/с, $H = 1$ мм

В трехмерной постановке также наблюдается механизм уноса капель, связанный с действием вертикального градиента давления, возникающего при обтекании волны возмущения газовым потоком (рис. 19). Воздействие градиента давления вызывает формирование жидкого лигамента в вертикальном направлении, за которым следует его разрыв на капли. Однако по сравнению с двумерным моделированием в трехмерном случае наблюдается меньшее количество вихревых структур, которые являются одним из источников данной неустойчивости. Это связано с ограниченным разрешением расчетной сетки для их воспроизведения. Поскольку сила поверхностного натяжения недооценивается на относительно крупной сетке в трехмерной постановке, наблюдается формирование волн быстрой ряби, как было показано в двумерном случае (рис. 14 а) при использовании расчетной сетки с относительно крупными ячейками ($25 \text{ мкм} \times 25 \text{ мкм}$). Таким образом, из-за недооценки сил поверхностного натяжения в трехмерном случае также воспроизводится механизм уноса, характерный для крупномасштабных каналов – разрыв лигамента (“ligament break-up”, A.V. Cherdantsev et al., *Int. J. Multiph. Flow*, 2014), показанный, например, на рис. 20 в.

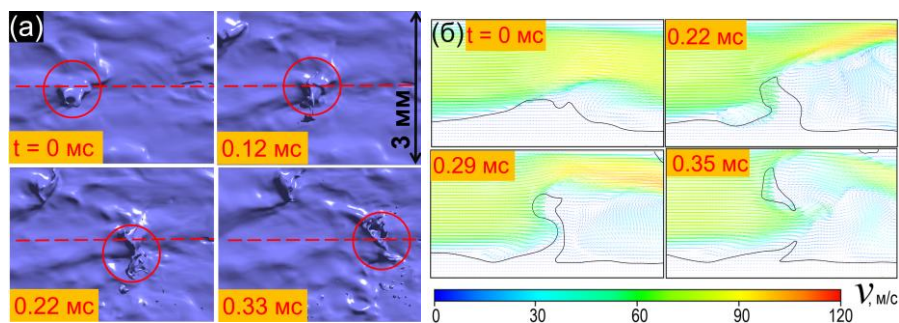


Рисунок 19 – Процесс уноса капель, связанный с формированием и разрывом вертикального жидкого лигамента вследствие неустойчивости, вызванной градиентом давления, возникающим при взаимодействии газового потока с волной возмущения. (а) Поверхность постоянной величины $\alpha_{\text{liq}} = 0,5$ (межфазная граница), (б) двумерный профиль межфазной границы (построенный относительно красной пунктирной линии), а также поле скоростей. Чёрная линия соответствует положению межфазной границы ($\alpha_{\text{liq}} = 0,5$). $Re_{\text{liq}} = 300$, $U_{\text{gas}} = 50 \text{ м/с}$. Модель интерфейса CVOFLS, без модели подсеточной вязкости

В четвертом разделе представлено сопоставление данных (рис. 20), полученных с помощью различных моделей интерфейса газ-жидкость. Показано, что по сравнению с методом объема жидкости (VOF) даже при использовании относительно крупных ячеек расчетной сетки метод coupled Volume of Fluid Level-Set (CVOFLS) успешно воспроизводит основные особенности течения, включая формирование трёхмерных волн, унос капель и захват пузырьков газа пленкой. На детализированных расчетных сетках в двумерном случае значительных различий между результатами, полученными с использованием методов VOF и CVOFLS, не наблюдалось. Тестирование

метода крупных вихрей (LES) в двумерной постановке выявило занижение толщины плёнки, по-видимому, вследствие переоценки касательных напряжений на межфазной границе. Следует отметить, что, несмотря на доступность базовых LES-моделей в современных вычислительных пакетах, их прямое применение к задачам с подвижной межфазной границей требует модификации.

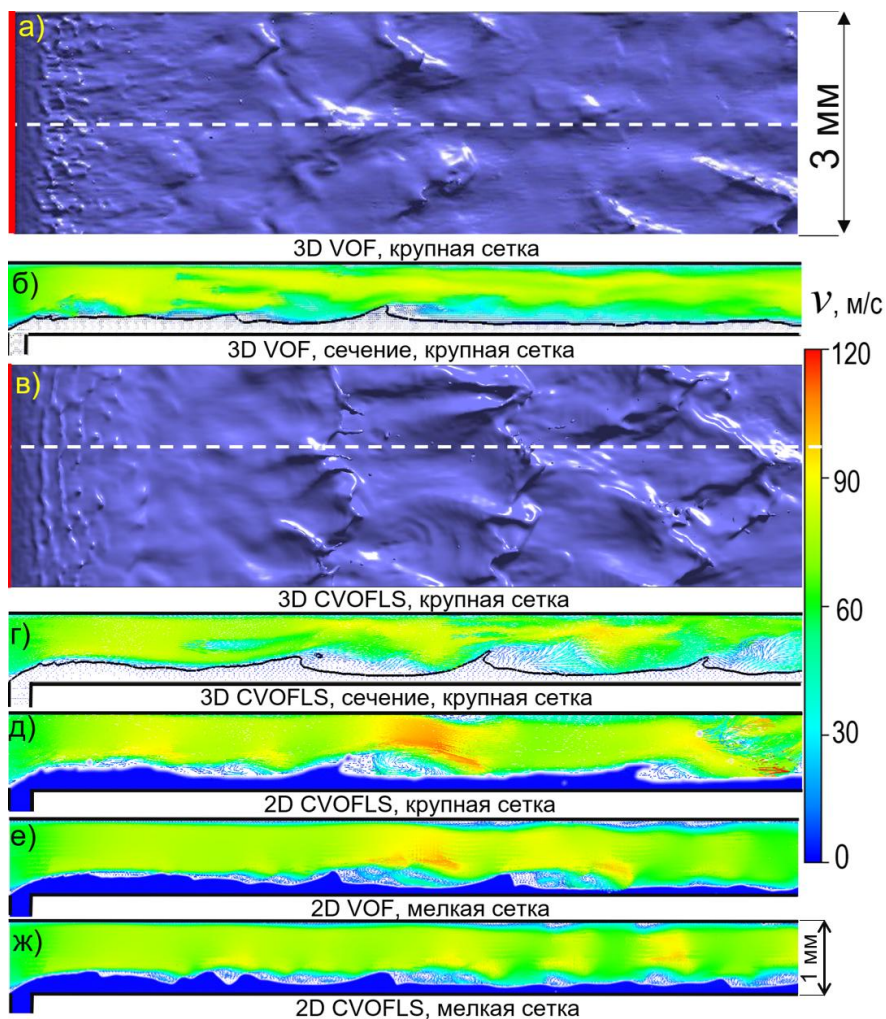


Рисунок 20 – Сравнение результатов численного моделирования, полученных на различных расчетных сетках и с использованием различных моделей интерфейса (VOF, CVOFLS) в двумерных и трехмерных постановках. Красная линия на (а) и (в) обозначает положение входа жидкости. Белая пунктирная линия на (а) и (в) показывает положение сечения для (б) и (г) соответственно. $Re_{liq} = 300$, $U_{gas} = 50$ м/с, расчеты проведены без модели подсеточной вязкости

Основные выводы по диссертации:

1. **Толщина плёнки.** Экспериментально показано, что толщина плёнки в плоском миниканале при стратифицированном и ограниченном по ширине течении уменьшается до 2-4 раз по сравнению с толщиной кольцевой плёнки в крупномасштабных трубах при сопоставимых значениях плёночного числа Рейнольдса и среднерасходной скорости газа.

2. **Волновая структура плёнки в режиме с уносом капель.** С помощью численного моделирования показано, что при переходе от крупномасштабных труб к плоским миниканалам частоты волн существенно возрастают (до 5 раз). Продольный размер волн возмущения уменьшается на порядок, а их высота относительно базовой пленки – примерно в 5–7 раз. При этом волны быстрой ряби, играющие ключевую роль в уносе капель в крупномасштабных каналах, заметно подавляются.

3. **Механизм генерации начальных волн и волн быстрой ряби.** С помощью численного моделирования впервые установлено подобие механизмов формирования начальных волн и волн быстрой ряби на волне возмущения: оба типа волн генерируются за счет мелкомасштабных вихрей в газовой фазе и выраженного вихревого течения в жидкости, которое наблюдается как внутри самой волны возмущения (в её системе отсчёта), так и вблизи области подвода жидкости, где зарождаются начальные волны.

4. **Механизм уноса капель в миниканале.** С помощью численного моделирования показано, что в условиях стеснённого течения доминирующим механизмом уноса является потеря устойчивости волны возмущения, которая вызвана осцилляциями вертикального градиента давления при обтекании волны. Осцилляции возникают из-за взаимодействия волны с пульсациями, в частности с крупномасштабными вихрями в газовой фазе. Потеря устойчивости сопровождается ростом амплитуды волны, приводящим к формированию жидкого лигамента с его последующим разрывом на капли, которые преимущественно осаждаются на верхней стенке канала.

5. **Переход к кольцевому режиму.** Экспериментально установлено, что в плоских миниканалах с односторонним подводом жидкости в исследованном диапазоне отношений длины канала к гидравлическому диаметру ($L_{inlet-outlet}/D_h = 26 - 50$) при относительно высоких расходах фаз ($U_{gas} \sim 80$ м/с, $Re_{liq} \sim 300$) к кольцевому режиму приводят два основных механизма: переток жидкости по боковым стенкам, а также унос капель от волновой межфазной границы с их последующим осаждением на верхнюю стенку канала. В условиях отсутствия контакта жидкости с боковыми стенками при относительно высоких расходах фаз переход к кольцевому режиму происходит только за счет уноса капель. Выявлена закономерность увеличения доли площади орошения верхней стенки канала за счёт уноса капель при уменьшении высоты плоского миниканала: снижение высоты с 0,92 до 0,52 мм приводит к росту этого показателя с 0,2 до 0,5 (при $Re_{liq} = 335$ и $U_{gas} = 80$ м/с).

Основное содержание диссертации изложено в следующих работах:

1. **Mungalov A. S.**, Kochkin D. Y., Ronshin F. V., Karchevsky A. L., Kabov O. A. Stratified to annular flow transition due to drop entrainment in a flat minichannel // *Physics of Fluids*. – 2025. Vol. 37. N. 9 – P. 094104.
2. **Мунгалов А. С.**, Кочкин Д. Ю., Карчевский А. Л., Кабов О. А. Переход от расслоенного течения к кольцевому в плоском миниканале при высоких скоростях жидкости и газа // *Доклады Российской академии наук. Физика, технические науки*. – 2025. – Т. 524. – С. 69–75.
3. **Мунгалов А. С.**, Кочкин Д. Ю., Кабов О. А. Толщина пленки жидкости в плоском миниканале при турбулентном газопленочном течении // *Теплофизика и аэромеханика*. – 2026. – № 2. – С. 351–358.
4. **Mungalov A.**, Kochkin D., Kabov O. Numerical simulation of a liquid film driven by turbulent gas flow in a flat minichannel // *Interfacial Phenomena and Heat Transfer*. – 2025. Vol. 13. N. 4. – P. 71–87.
5. **Mungalov A. S.**, Kochkin D. Y., Derevyannikov I. A., Kabov O. A. Free surface deformations of the horizontal liquid film heated from the substrate side: experiment and numerical simulation // *Interfacial Phenomena and Heat Transfer*. – 2023. Vol. 11. N. 2. – P. 95–107.
6. Kochkin D., **Mungalov A.**, Zaitsev D., Kabov O. Use of the reflective background oriented schlieren technique to measure free surface deformations in a thin liquid layer non-uniformly heated from below // *Experimental Thermal and Fluid Science*. – 2022. Vol. 133. N.1. – P. 110576.
7. Lobasov A. S., Shebelev A. V., Kochkin D. Y., **Mungalov A. S.**, Zaitsev D. V., Minakov A. V., Karchevsky A. L., Kabov O. A. A comprehensive study of thermocapillary rupture of liquid layer // *Physics of Fluids*. – 2024. Vol. 36. N. 10 – P. 102024.
8. **Mungalov A. S.**, Kochkin D. Y., Pukhovoy M. V., Zolotarev K. V., Kabov O. A. Measurement of submicro-deformation of optical elements using reflective background oriented schlieren technique // *Eurasian Journal of Mathematical and Computer Applications*. – 2025. Vol. 13. N. 1. – P. 79–88.
9. **Mungalov A. S.**, Derevyannikov I. A. Reflective synthetic schlieren technique for measuring liquid surface deformations // *AIP Conference Proceedings*. – 2021. Vol. 2422. N. 1. – P. 040012.
10. **Mungalov A. S.**, Kochkin D. Y. Surface deformation of non-uniformly heated thin layer of liquid // *AIP Conference Proceedings*. – 2021. Vol. 2422. N. 1 – P. 040011.