

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт
теплофизики им. С. С. Кутателадзе
Сибирского отделения Российской академии наук

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

Диссертация на соискание ученой степени кандидата
физико-математических наук

Научный руководитель:
кандидат физико-математических наук
Кочкин Дмитрий Юрьевич

Новосибирск – 2026

Оглавление

Введение.....	4
Глава 1. Анализ современного состояния проблемы.....	9
1.1. Режимы двухфазного течения	9
1.1.1. Режимы двухфазного течения в трубах	9
1.1.2. Режимы двухфазного течения в мини- и микроканалах	10
1.2. Неустойчивости течений в мини- и микроканалах	22
1.2.1. Гидродинамические неустойчивости.....	22
1.2.2. Ламинарно-турбулентный переход в мини- и микроканалах.....	35
1.3. Экспериментальное исследование волновой структуры пленки жидкости и уноса капель в крупномасштабных каналах	38
1.3.1. Начало уноса и волны возмущения.....	38
1.3.2. Механизм формирования волн возмущения	41
1.3.3. Локальные характеристики волн возмущений в крупномасштабных каналах	43
1.3.4. Механизмы уноса капель и характеристики капель.....	46
1.4. Теоретические и численные исследования волновой структуры пленки и уноса капель от волновой межфазной границы	48
1.4.1. Теоретическое исследование волн при газоплёночном течении	48
1.4.2. Теоретические исследования двухфазных течений с уносом капель	55
1.4.3. Численное моделирование газожидкостного пленочного течения, в том числе в условиях турбулентности.....	57
1.5. Выводы к первой главе	66
Глава 2. Методы и подходы	68
2.1. Эксперимент.....	68
2.1.1. Экспериментальный стенд и рабочий участок	68
2.1.2. Шлирен-метод	72
2.1.3. Конфокальный метод.....	73
2.1.4. Синтетический Шлирен-метод, основанный на отражении (Moon glade-BOS).....	75
2.1.5. Неопределенности измерений	80
2.2. Численное моделирование.....	80
2.2.1. Постановка задач, начальные и граничные условия	80
2.2.2. Система уравнений	86
2.2.3. Валидация численной модели	92
2.3. Выводы ко второй главе	98
Глава 3. Экспериментальное исследование двухфазного течения в плоском миниканале	100
3.1. Исследование перехода к кольцевому течению в миниканале	100

3.2. Влияние геометрии плоского миниканала	104
3.3. Толщина пленки жидкости при стратифицированном течении	109
3.4. Выводы к третьей главе	116
Глава 4. Численное моделирование течения пленки жидкости, увлекаемой высокоскоростным потоком газа в плоском миниканале	118
4.1. Механизм формирования волн различных типов в плоском миниканале	118
4.2. Волновая структура пленки жидкости в режиме с уносом капель в плоском миниканале	125
4.3. Механизмы уноса капель в плоском миниканале	131
4.3.1. Двумерная постановка	131
4.3.2. Трехмерная постановка	138
4.4. Сопоставление данных, полученных с помощью различных численных моделей	143
4.5. Выводы к четвертой главе	145
Заключение	148
Благодарности	150
Список условных обозначений	151
Перечень публикаций по теме диссертации в рецензируемых изданиях, рекомендуемых ВАК	156
Список литературы	157

Введение

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 полученных результатов состоит в том, что:

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 каналов к миниканалам: уменьшение продольного размера волн возмущений на порядок величины и их высоты относительно остаточной пленки в 5–7 раз, что приводит к подавлению волн быстрой ряби; увеличение частот волн возмущений до 5 раз; уменьшение средней толщины пленки до 4 раз

2. 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. 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. 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 миниканала за счет уноса капель при уменьшении его высоты

Достоверность 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 теплообмена 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 9 работ, входящих в перечень ведущих рецензируемых журналов и изданий, рекомендованных ВАК.

Объем и структура работы. Диссертация состоит из введения, четырех глав и заключения. Полный объем диссертации составляет 172 страницы с 87 рисунками и 3 таблицами. Список литературы содержит 218 наименований.

Глава 1. Анализ современного состояния проблемы

1.1. Режимы двухфазного течения

1.1.1. Режимы двухфазного течения в трубах

Большинство режимов течения в горизонтальных трубах имеют несимметричную структуру вследствие влияния гравитации. При этом жидкость стремится занять нижнюю часть канала, вытесняя газ в верхнюю область. Жидкость также подвержена действию других сил, таких как поверхностное натяжение, вязкость, касательные напряжения, динамические силы со стороны газовой фазы. В зависимости от соотношения скоростей фаз наблюдаются различные режимы, которые являются результатом взаимодействия нескольких сил, действующих на компоненты потока.

Режимы течения, реализующиеся при различных скоростях газа и жидкости в горизонтальных трубах [1], представлены на Рисунке 1.1. При относительно низких расходах газа и жидкости наблюдается стратифицированное гладкое течение (“stratified smooth flow”, Рисунок 1.1 а), однако оно существует в небольшом диапазоне скоростей газа и жидкости. Так, например, стекающая пленка воды остается гладкой при числе Рейнольдса пленки менее 5,7 [2,3]. С увеличением расходов фаз на границе раздела газ-жидкость начинают формироваться волны и возникает стратифицированное волновое течение (“stratified wave flow”, Рисунок 1.1 б). При относительно низком расходе газа и высоком расходе жидкости газ распадается на отдельные крупные пузыри, которые перемещаются вместе с потоком, формируя пробковый режим течения (“plug flow”, Рисунок 1.1 в). При дальнейшем увеличении расходов газа и жидкости эти пузыри начинают сливаться и вытягиваться вдоль потока, в результате чего формируется снарядный режим течения (“slug flow”, Рисунок 1.1 г). Основное отличие пробкового от снарядного режима заключается в разделении жидкой фазы более крупными, вытянутыми пузырями газа, по форме напоминающими снаряд. При дальнейшем увеличении только расхода газа возникает кольцевой режим (“annular flow”, Рисунок 1.1 д), при котором жидкость течёт в виде кольцевой плёнки по стенкам канала, а газ занимает центральную часть канала. В данном режиме также наблюдаются сложные процессы, связанные с уносом капель в ядро потока и с захватом пузырьков газа в пленку жидкости. При относительно больших расходах жидкости и малом расходе газа формируется дисперсно-пузырьковый режим (“dispersed bubble flow”, Рисунок 1.1 е), в котором жидкость выступает в роли непрерывной фазы, а газ распределён в виде множества отдельных мелких пузырьков. В отличие от пробкового режима (“plug flow”), где газовые пузыри крупные и занимают значительную часть сечения, нарушая однородность потока, в дисперсно-

пузырьковом режиме пузырьки малы, равномерно распределены по жидкости. В литературе также выделяют дисперсный режим, который характеризуется мелкими каплями, увлекаемыми газовым потоком [4].

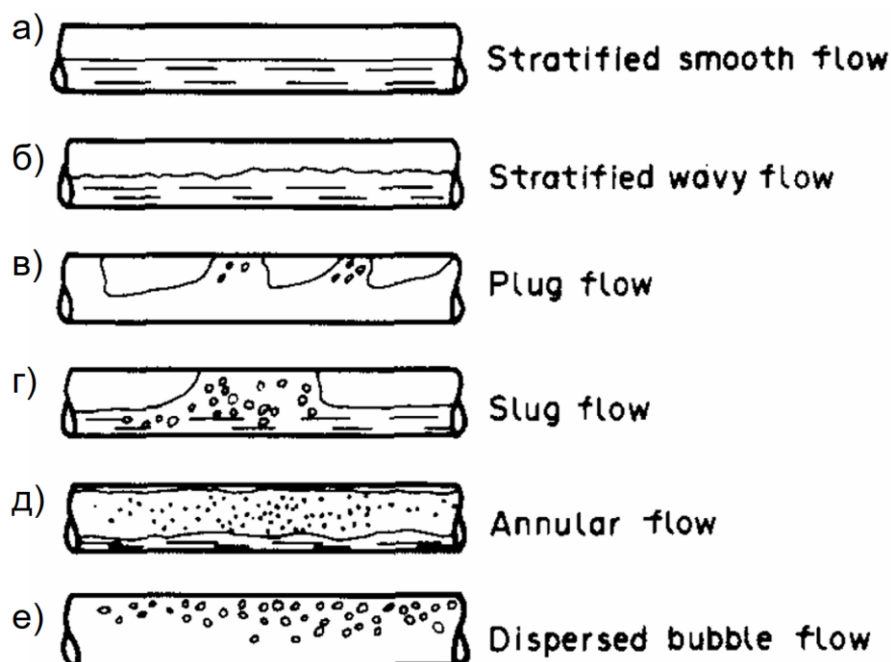


Рисунок 1.1 – Режимы течения в горизонтальной трубе [1]. а) Стратифицированное гладкое течение. б) стратифицированное волновое течение. в) Пробковый режим. г) Снарядный режим. д) Кольцевой режим. е) Дисперсно – пузырьковый режим

При вертикальном течении можно наблюдать различные структуры потока, которые имеют сходство с описанными для горизонтального течения, за исключением расслоенного течения. Как правило, структуры двухфазного потока в вертикальных каналах обладают большей осевой симметрией. Это объясняется тем, что сила тяжести направлена вдоль потока. Остальные гидродинамические силы влияют на течение так же, как и в горизонтальном случае.

1.1.2. Режимы двухфазного течения в мини- и микроканалах

С уменьшением диаметра трубы соотношение между основными действующими силами меняется, в частности, относительное влияние капиллярных сил увеличивается, по сравнению с инерционными и гравитационными силами. При диаметре, сопоставимым с капиллярной постоянной $l_\sigma = [\sigma / g(\rho_{liq} - \rho_{gas})]^{1/2}$, которая для воды составляет $\sim 2,7$ мм (g – ускорение свободного падения, σ – поверхностное натяжение, ρ_{liq} – плотность жидкости, ρ_{gas} – плотность газа), выраженным становится действие сил поверхностного натяжения, что отражается на режимах течения.

Наиболее часто используемые параметры для различения макро- мини- и микроканалов включают: отношение капиллярной постоянной к диаметру $Co = l_\sigma / D = 1/D [\sigma / g(\rho_{liq} - \rho_{gas})]^{1/2}$; число

Бонда $Bo = g (\rho_{liq} - \rho_{gas})D^2 / \sigma$, которое показывает соотношение гравитационных и капиллярных сил; число Этвеша $Eo = g (\rho_{liq} - \rho_{gas})D^2 / \delta\sigma$, и капиллярную постоянную l_σ . При этом все вышеописанные критерии выражаются через l_σ . Для прямоугольных каналов в критериях перехода вместо диаметра D используется гидравлический диаметр $D_h = 2WH/(W+H)$, где W – ширина, H – высота канала. Сводная таблица значений критериев перехода от макро- к мини- и микроканалам, полученных разными авторами, приведена в обзорной работе O'Neill и Mudawar [5].

Kew и Cornwell [6] определили, что переход к микроканалам происходит при гидравлическом диаметре меньше половины капиллярной постоянной ($Co > 1/2$ – микроканалы, $Co < 1/2$ мини- и макроканалы). Физически критерий, связанный с использованием капиллярной постоянной, можно связать с однородностью пленки жидкости в горизонтальной трубе [7]: в крупномасштабных горизонтальных трубах пленка жидкости в нижней части трубы толще. С уменьшением диаметра трубы пленка жидкости становится более равномерной по окружности поскольку в определенный момент капиллярные силы начинают доминировать над гравитацией. Tibirica и Ribatski [8] предложили, что переход от макро- к микромасштабу происходит, когда гравитационные силы составляют примерно 5% от сил поверхностного натяжения $Bo = 1/20$, что эквивалентно $D < l_\sigma/20$.

Mudawar предположил [9], что граница между двухфазным течением в микро- и макроканалах связана с отношением размера пузырьков, формирующихся при испарении и кипении, к диаметру канала. Если пузырьки значительно меньше диаметра канала, они свободно перемещаются в потоке и практически не взаимодействуют со стенками, что характерно для макроканалов. В случае, когда размеры пузырьков становятся сопоставимы с диаметром канала, их движение начинает существенно ограничиваться стенками, что приводит к изменению структуры течения и соответствует микроканальному режиму. Характерный размер пузырька можно оценить, приравнявая силу сопротивления со стороны жидкости, стремящуюся оторвать пузырёк от стенки, и силу поверхностного натяжения, удерживающую его у стенки [10]:

$$C_D \left(\frac{\pi D_{bubble}^2}{4} \right) \frac{1}{2} \rho_{liq} U_{liq}^2 \sim \pi D_{bubble} \sigma, \quad (1.1)$$

где U_{liq} – скорость жидкости, C_D – коэффициент сопротивления, который в ламинарном случае определяется следующим образом [10]:

$$C_D = \frac{24}{Re_{tran}} \left(1 + \frac{3}{360} Re_{tran} \right), \quad (1.2)$$

где Re_{tran} – переходное число Рейнольдса. Переходный диаметр между макро- и микроканальным течением можно определить из условия $D_{tran} \leq D_{bubble}$. Условие на переходный диаметр D_{tran} получается из 1.1 и 1.2,

$$D_{tran} = \frac{160}{9} \frac{(\sigma \rho_{liq} - 3 \mu_{liq} G_{liq})}{G_{liq}^2}, \quad (1.3)$$

где μ_{liq} – динамическая вязкость жидкости, $G_{liq} = \rho_{liq} U$ – удельный массовый расход жидкости. Согласно критерию (1.3) для характерной скорости воды, равной 1 м/с, используемой в данной диссертационной работе, граница перехода от макро к микроканалам составляет $D_{tran} = 1,3$ мм.

Tibirica и Ribatski [8] предложили критерий, основанный на известном факте подавления стратифицированного течения в капиллярах [11,12]. Согласно этому критерию, переход определяется максимальным диаметром трубы, при котором жидкая пробка (“slug”) может существовать в статических условиях. Условием статической устойчивости жидкой пробки является равенство силы, вызванной гидростатическим давлением на интерфейсе, и горизонтальной составляющей силы поверхностного натяжения на линии контакта жидкость–твердое тело–пар. Эта гипотеза пренебрегает инерционными и вязкими эффектами. Диаметр трубы в состоянии равновесия равен

$$D_{tran} = \sqrt{\frac{8 \cos \theta \sigma}{g(\rho_{liq} - \rho_{gas})}} = l_{\sigma} \sqrt{8 \cos \theta}, \quad (1.4)$$

где θ – угол смачивания.

На основе анализа экспериментальных данных Чиннов и Кабов [13] предложили следующую классификацию перехода от макро к микромасштабам: 1) крупномасштабные (конвективные) каналы, $D > 5l_{\sigma}$; 2) Гравитационно-капиллярные каналы, $0,5 l_{\sigma} < D < 5 l_{\sigma}$, в которых проявляется значительное совместное влияние капиллярных и гравитационных сил, но гравитационные силы превосходят капиллярные; 3) Капиллярно-гравитационные каналы $0,1l_{\sigma} < D < 0,5l_{\sigma}$, в которых капиллярные силы превосходят гравитационные. Тип каналов 3 и 4 авторы [13] назвали миниканалами. 4) Капиллярные каналы (микроканалы) $D < 0,1l_{\sigma}$, в которых влияние гравитации отсутствует и доминирующими являются капиллярные силы.

В данной диссертационной работе исследуются процессы в плоских каналах высотой от 500 до 1000 мкм (гидравлический диаметр $D_h = 0,98–1,8$ мм). Согласно классификациям Tibirica С. В. и Ribatski G. [8] и Mudawar I. [9], такие каналы относятся к микроканалам. В то же время Чиннов и Кабов [13] классифицируют их как миниканалы. Таким образом, в настоящее время в научной литературе отсутствует единый критерий перехода от макро- к микроканалам. В данной работе принят критерий Чиннова и Кабова [13], в соответствии с которым исследуемые каналы отнесены к миниканалам. Гидравлический диаметр используемых в работе миниканалов на порядок меньше, чем у труб и прямоугольных каналов, с которыми будут сравниваться

полученные в диссертационной работе результаты, и превышает характерный размер для микроканалов ($D_{tran} \approx 270$ мкм для воды).

Как ранее отмечалось, при переходе от крупномасштабных каналов к миниканалам существенное влияние начинают оказывать капиллярные силы, что влияет на границы режимов течения и способствует появлению новых режимов. Ребров [14] классифицирует режимы течения в миниканалах на три группы в зависимости от доминирующего механизма: режим с преобладанием капиллярных сил, режим с преобладанием инерционных сил и переходный режим. К основным режимам течения относятся шесть типов (Рисунок 1.2): пузырьковый, снарядный, струйно-снарядный, струйный, вспененный и дисперсно-кольцевой.

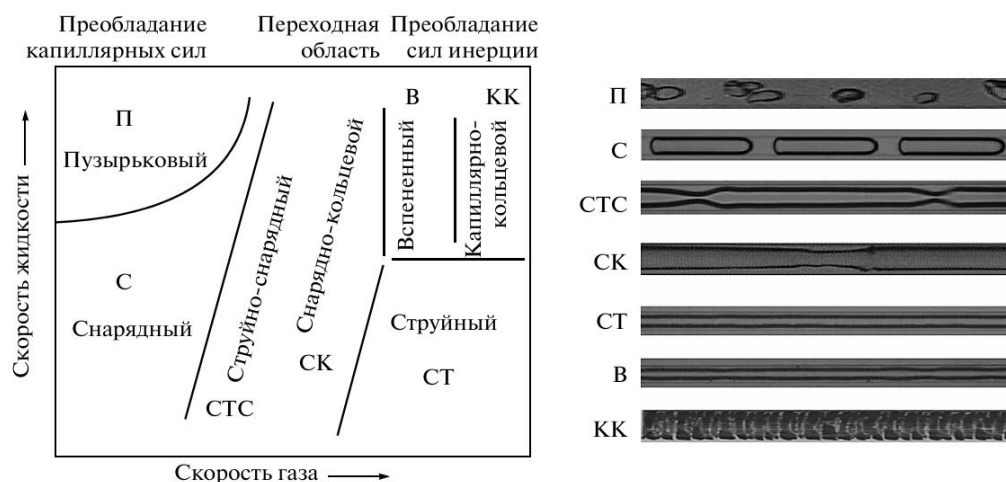


Рисунок 1.2 – Схематическое представление двухфазных режимов течения в капиллярах [14]

Shin и Kim [15] разработали обобщенный подход для прогнозирования режимов течения в миниканалах. Используемая база данных охватывает 16 различных рабочих жидкостей. Диапазон гидравлических диаметров составлял от 0,2 до 4 мм. Авторы классифицировали режимы течения в миниканалах на две основные категории (некольцевые и кольцевые течения) и семь подкатегорий (Рисунок 1.3): пробковый (“slug”), газонасыщенный снарядный (“aerated slug”), переходный (“transition”), смешанный режим (“multiple”), волновой кольцевой (“wavy-annular”), гладкий кольцевой (“smooth-annular”) и дисперсно-кольцевой (“dispersed-annular”) режимы течения. Стратифицированный режим в капиллярах подавляется [11,12]. Наименьшее значение диаметра капилляра, при котором зафиксирован стратифицированный режим, составляет 1,6 мм [16].

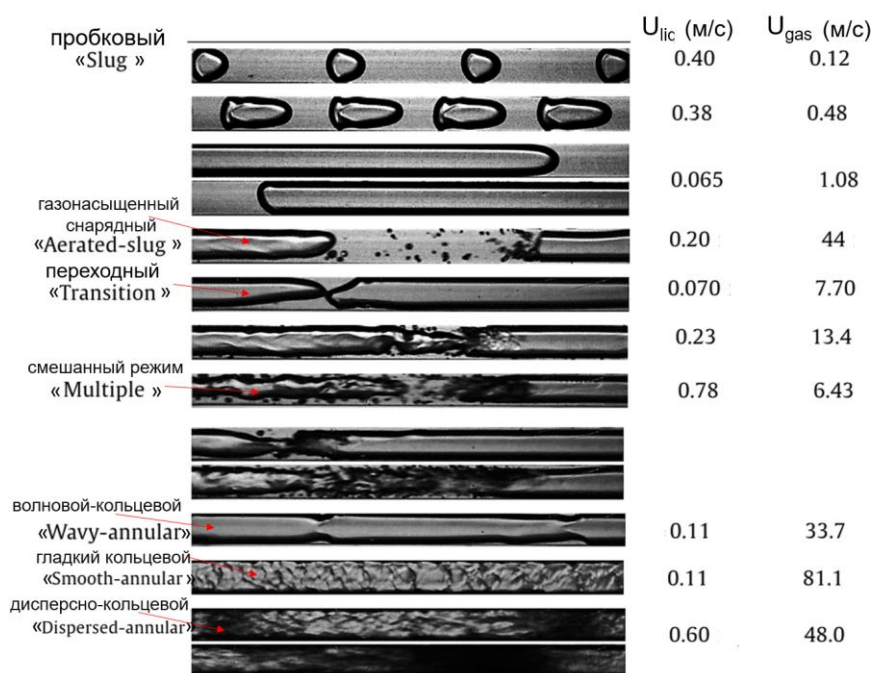


Рисунок 1.3 – Режимы течения в прямоугольном микрочанале с гидравлическим диаметром $D_h = 1,33$ мм [17]

Козулиным и Кузнецовым [18] применялся статистический подход для прогнозирования режимов течения в микрочанале размером $0,67 \times 2$ мм для восходящего адиабатического течения воды и азота. С применением метода двухлучевого лазерного сканирования получены статистические характеристики потока: скорости движения газовых снарядов, длины газовых зон и жидких мостиков, а также их вероятностные распределения, что способствовало более точному определению режимов течения. Авторы [18] идентифицировали пять режимов течения: пузырьково-снарядный (средняя длина жидкостного мостика превышает длину газового снаряда), снарядный (длина мостика меньше или равна длине снаряда), переходный (характеризуется разрушением хвостовых частей снарядов и потерей периодичности структуры), эмульсионный (периодическая снарядная структура полностью разрушена, поток представляет собой хаотичную дисперсную смесь фаз) и кольцевой.

Классификация режимов течения в микроканалах круглого сечения ($D = 20 - 100$ мкм) для систем пар-вода, воздух-вода представлена Serizawa и др. [19]. Исследования проведены в широком диапазоне скоростей газа ($U_{gas} = 0,0012 - 295,3$ м/с) и жидкости ($U_{liq} = 0,003 - 17,52$ м/с). Авторы идентифицировали и описали более десятка различных режимов течения. Помимо адаптированных аналогов макромасштабных режимов, таких как дисперсно-пузырьковый (“dispersed bubbly flow”), пробковый (“gas slug flow”) и кольцевой (“annular flow”), были обнаружены специфические структуры, такие как “liquid ring flow”, “liquid lump flow”, а также “skewed barbecue (Yakitori) shaped flow”, при котором пузыри соединены мелкомасштабными газовыми перемычками по оси канала. Также наблюдались вспененное кольцевое (frothy/wispy

annular flow), ручейковое (rivulet flow) и капельное (liquid droplets flow) течения [19]. Пример фотографии режимов течения, полученных для тщательно очищенной кварцевой трубки с внутренним диаметром 100 мкм, представлен на Рисунке 1.4. Serizawa и др. [19] установили, что стабильное кольцевое течение и формирование пробок с непрерывной жидкой плёнкой возникают преимущественно при высоких скоростях и на тщательно очищенных поверхностях. Таким образом, результаты исследования [19] демонстрируют, что состояние поверхности (степень её очистки и, как следствие, смачиваемость) оказывает значительное влияние на структуру двухфазных течений в микроканалах.

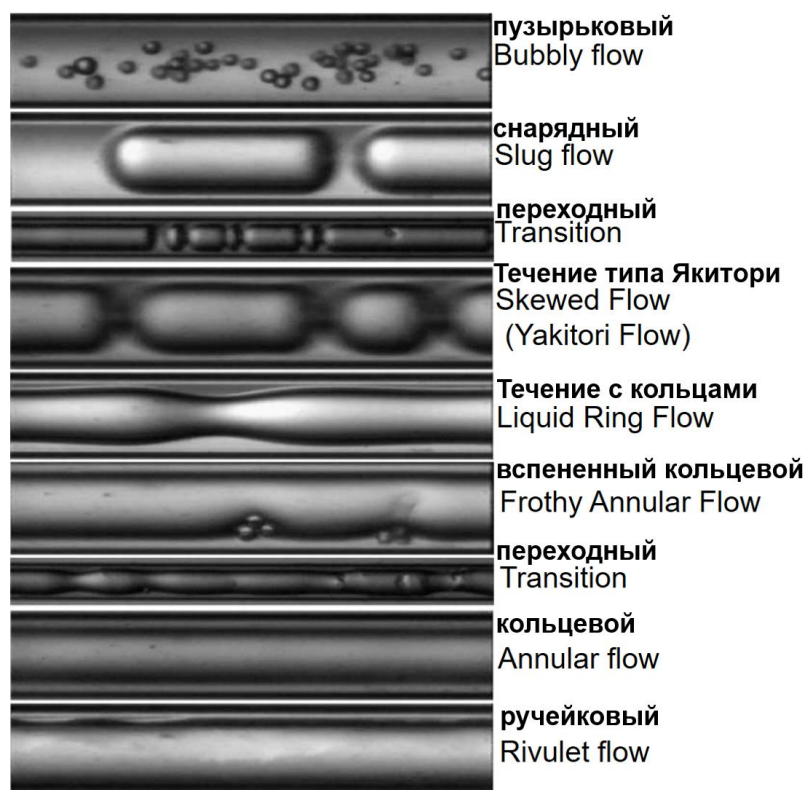


Рисунок 1.4 – Режимы течения для системы вода-воздух в тщательно очищенной кварцевой трубке с внутренним диаметром 100 мкм [19]

Еще одним важным для технических применений типом мини- и микроканалов являются плоские каналы с высоким соотношением сторон (как правило, более 10). Чиннов и др. в обзорной статье [20] отметили, что большинство исследований сосредоточено на капиллярах, в то время как мини- и микроканалы с большим соотношением сторон (щелевые или плоские каналы) остаются недостаточно изученными. Однако именно плоские миниканалы представляют интерес для высокоэффективных систем охлаждения нового поколения.

Кабов и др. [21] выделили новые режимы течения в плоских миниканалах, среди которых струйный (Рисунок 1.5 а), прерывисто-струйный (“intermittent jet”), капельно-кольцевой (Рисунок 1.5 б). Кроме того, стратифицированный режим течения, важный для технических приложений, может существовать в относительно широком диапазоне расходов фаз

в плоских миниканалах в отличие от капилляров, где данный режим подавляется [11,12]. Карта режимов в горизонтальных каналах шириной 30 мм и высотой 0,3 мм и 0,44 мм представлена на Рисунке 1.6. Чиннов и др. [22] показали, что как ширина, так и высота в плоских миниканалах существенно влияет на границы между режимами. При увеличении ширины канала расширяется область стратифицированного и вспененного режимов, а уменьшение высоты канала увеличивает область вспененного режима и интенсивность каплеобразования. Кроме того, пробковый режим подавляется при высоте канала 100 мкм.

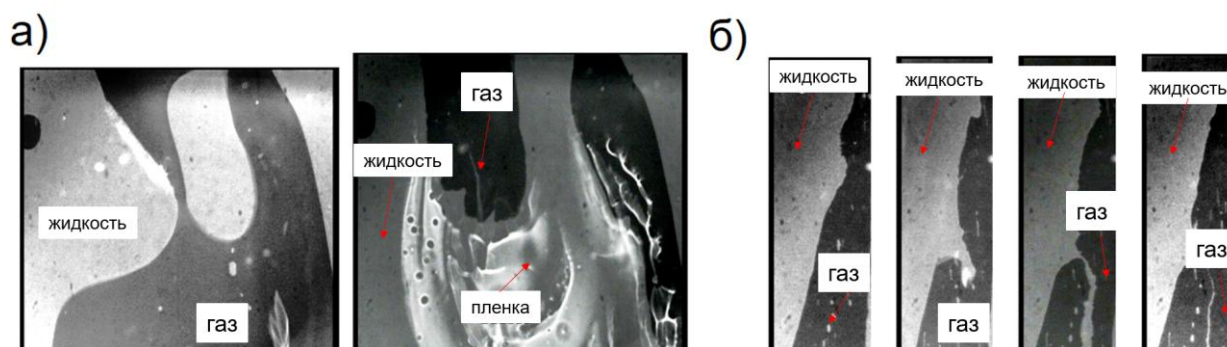


Рисунок 1.5 – Шлирен-изображения новых режимов течения, характерных для плоского миниканала [21]. а) Струйный режим. б) Капельно-кольцевой режим

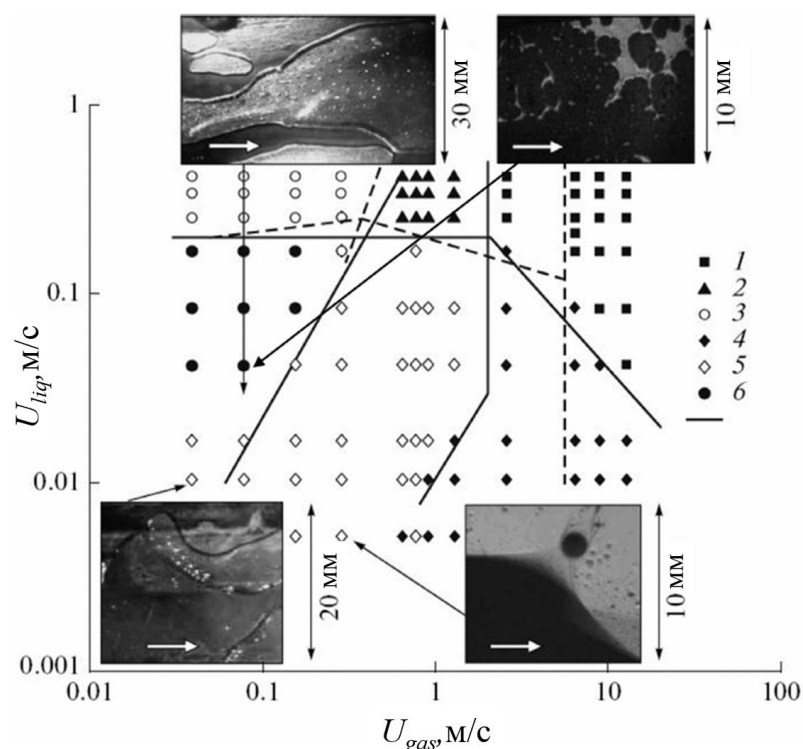


Рисунок 1.6 – Карта режимов в горизонтальных каналах шириной 30 мм и высотой 0,3 мм (пунктирные линии) и 0,44 мм (сплошные линии). Точки представляют экспериментальные данные для канала высотой 0,44 мм: (1) кольцевой; (2) вспененный; (3) пузырьковый; (4) стратифицированный капельно-кольцевой; (5) струйный; (6) пробковый. Белые стрелки на Шлирен-изображениях указывают направление потока жидкость-газ [22]

При дальнейшем уменьшении высоты и, соответственно, при переходе от плоских мини-к плоским микроканалам появляются новые типы гидродинамических неустойчивостей и новые

режимы течения. Чиннов и др. [23] исследовали режимы двухфазного течения в плоских микроканалах высотой 100 и 200 мкм и идентифицировали новый струйно-капельный режим (Рисунок 1.7). Роньшин и др. [24] в плоском микроканале высотой 50 мкм при относительно низких расходах фаз наблюдали струйный режим (Рисунок 1.8 а). С увеличением расхода жидкости смачиваемая область расширялась, и возмущения в жидкости на боковых стенках начинали взаимодействовать, образуя горизонтальные жидкие мостики, что приводило к формированию пузырькового режима (Рисунок 1.8 б). При дальнейшем увеличении приведенной скорости газа происходило увеличение размера пузырьков, что приводило к их коалесценции и к вспененному режиму, характерным признаком которого является формирование и разрушение жидких мостиков (Рисунок 1.8 в). При относительно низких расходах жидкости и высоких расходах газа наблюдался стратифицированный режим (Рисунок 1.8 г). С увеличением расхода жидкости на верхней стенке формировалась пленка, и происходил переход к кольцевому режиму (Рисунок 1.8 д). Дементьев и др. [25] провели экспериментальное исследование адиабатных двухфазных течений в плоском микроканале размером $0,0125 \times 10 \text{ мм}^2$ с использованием пяти рабочих жидкостей с различными физическими свойствами и классифицировали режимы течения следующим образом (Рисунок 1.9): струйный, струйно-капельный, струйно-вспененный, вспененный и капельно-кольцевой. Авторы [25] показали, что уменьшение высоты канала существенно меняет не только границы режимов течения, но и трансформирует сами режимы. Неустойчивость Саффмана-Тейлора, неустойчивость, вызванная поперечным градиентом давления, и смачиваемость поверхности становятся определяющими факторами формирования режимов течения в плоских микроканалах высотой около 12 мкм.

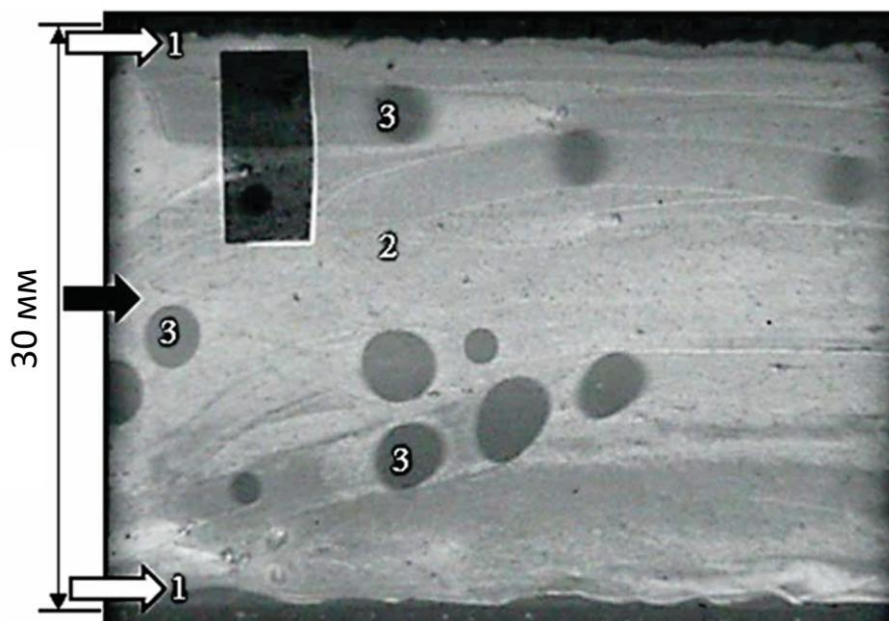


Рисунок 1.7 – Шлирен-изображение струйно-капельного течения в канале размерами $0,1 \times 30 \text{ мм}^2$. 1 – жидкость, 2 – жидкая пленка на нижней стенке канала, 3 – капля жидкости. Черная стрелка – направление движения газа, белые стрелки – направление движения жидкости [23]

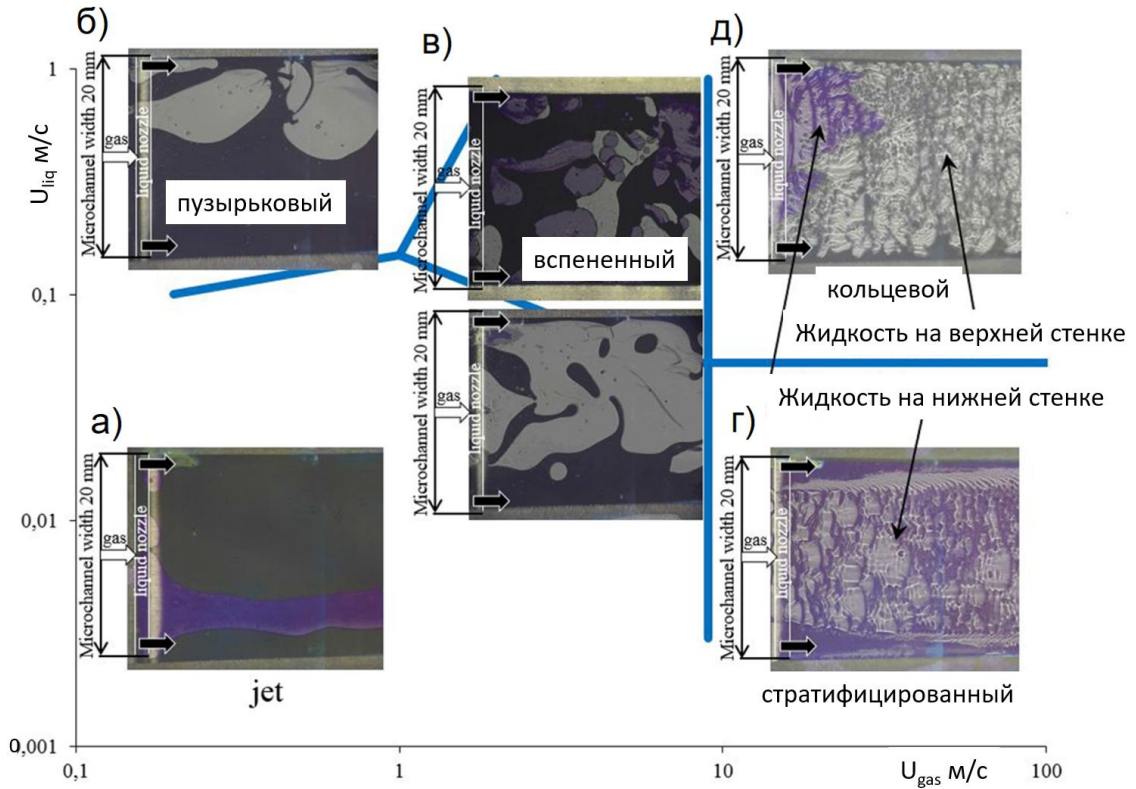


Рисунок 1.8 – Карта режимов течения двухфазного потока в канале с поперечным сечением $0,05 \times 20 \text{ мм}^2$ [24]

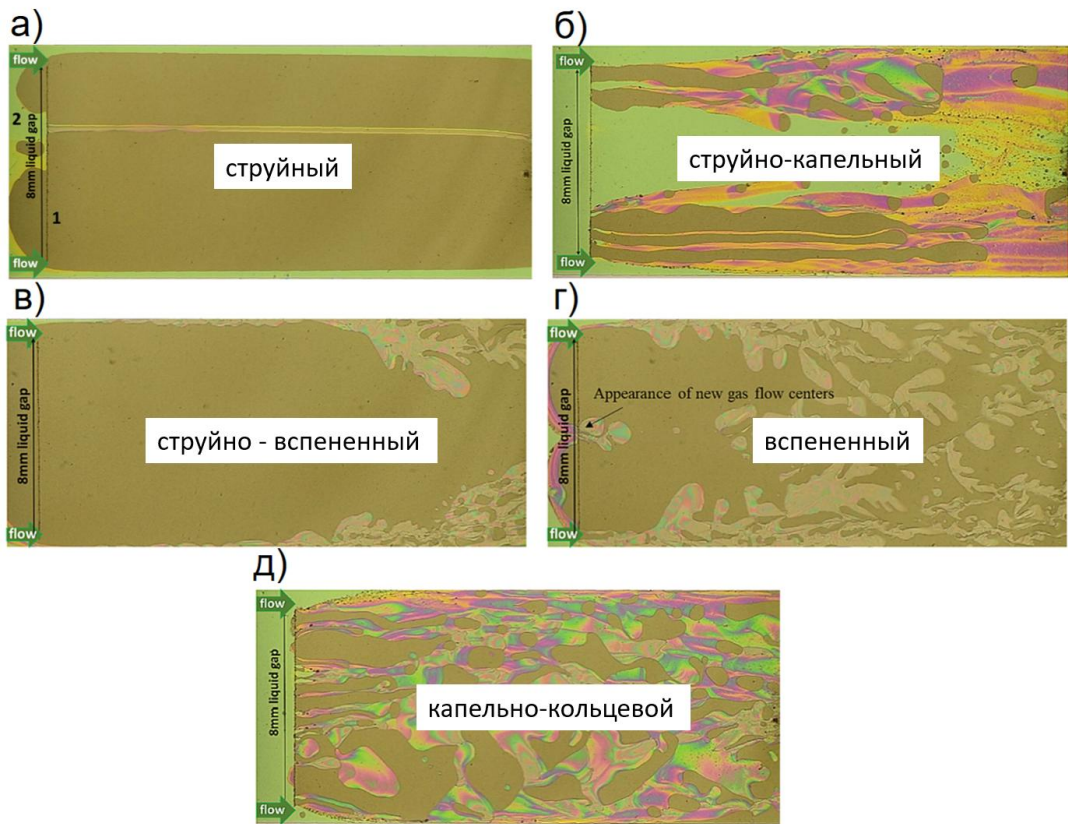


Рисунок 1.9 – Режимы течения в плоском микроканале высотой 12,5 мкм и шириной 10 мм. а) Струйный режим. б) Струйно-капельный режим. в) Струйно-вспененный режим. г) Вспененный режим. д) Капельно-кольцевой режим [25]

Несмотря на значительное количество исследований режимов течения в микро- и миниканалах, в научной литературе до сих пор отсутствует единая и общепринятая система их классификации. Экспериментальные данные о двухфазных течениях, полученные разными авторами, зачастую не согласуются между собой и могут трактоваться неоднозначно.

Данная диссертационная работа сосредоточена на стратифицированном режиме течения в плоских миниканалах и на гидродинамических неустойчивостях, которые его нарушают, в частности, приводят к кольцевому режиму течения, который существует в рамках всех предложенных классификаций. Во многих работах продемонстрирована эффективность мини- и микроканальных систем, в частности, Кузнецов [26] систематизировал их преимущества, включающие экстремальное отношение площади поверхности к объёму, малое время отклика, низкие мёртвые объёмы и устранение диффузионных ограничений, и отметил, что эти свойства обеспечивают качественный рост эффективности в следующих ключевых направлениях: активное охлаждение теплонапряжённого оборудования; МЭМС на основе управляемого взрывного распада метастабильной жидкости; микроканальные реакторы водородной энергетики. Важность стратифицированного режима течения в мини- и микроканалах обусловлена его применением для создания высокоэффективных систем охлаждения нового поколения, позволяющих отводить сверхвысокие тепловые потоки. Схема метода охлаждения, основанного на течении пленки жидкости, увлекаемой высокоскоростным газовым потоком в плоских мини- и микроканалах представлена на Рисунке 1.10. Жидкость подается в канал через щель-смеситель, расположенную на нижней стенке. В канал также подается газ, что способствует формированию тонкой пленки жидкости на нижней стенке канала.

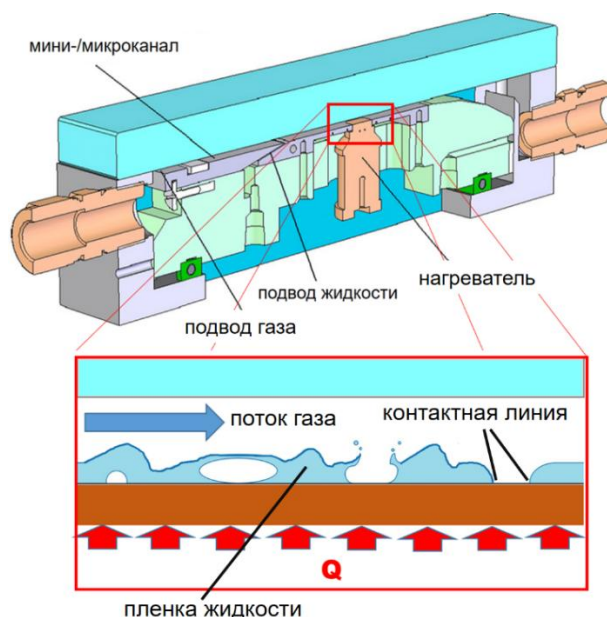


Рисунок 1.10 – Схема метода охлаждения, основанного на течении пленки жидкости, увлекаемой высокоскоростным газовым потоком в плоских мини- и микроканалах [27]

Кабовым и др. [28] было продемонстрировано, что течение пленки воды, увлекаемой высокоскоростным газовым потоком в плоском мини-/микроканале, позволяет отводить сверхвысокие плотности теплового потока (около 1200 Вт/см^2), а значение коэффициента теплоотдачи для данной системы охлаждения достигает $300\,000 \text{ Вт/(м}^2\cdot\text{К)}$. Авторы [28] установили что максимальная интенсивность отвода тепла от нагревателя достигается в режиме, когда непрерывность пленочного течения нарушается, и нагреватель покрывается мелкими (около 100 мкм) сухими пятнами со временем жизни порядка $1/100 - 1/1000 \text{ с}$ (Рисунок 1.11). В то же время, количество мелкомасштабных метастабильных сухих пятен, одновременно существующих на одном квадратном сантиметре поверхности, может достигать нескольких сотен. Существенная интенсификация теплообмена обусловлена процессом сверхинтенсивного испарения, происходящим в области трёхфазных контактных линий раздела фаз газ–жидкость–твёрдое тело [29–32], формирующихся на границах микроразрывов в пленке жидкости. Обзор динамики и теплообмена в области контактной линии представлен в работе [33].

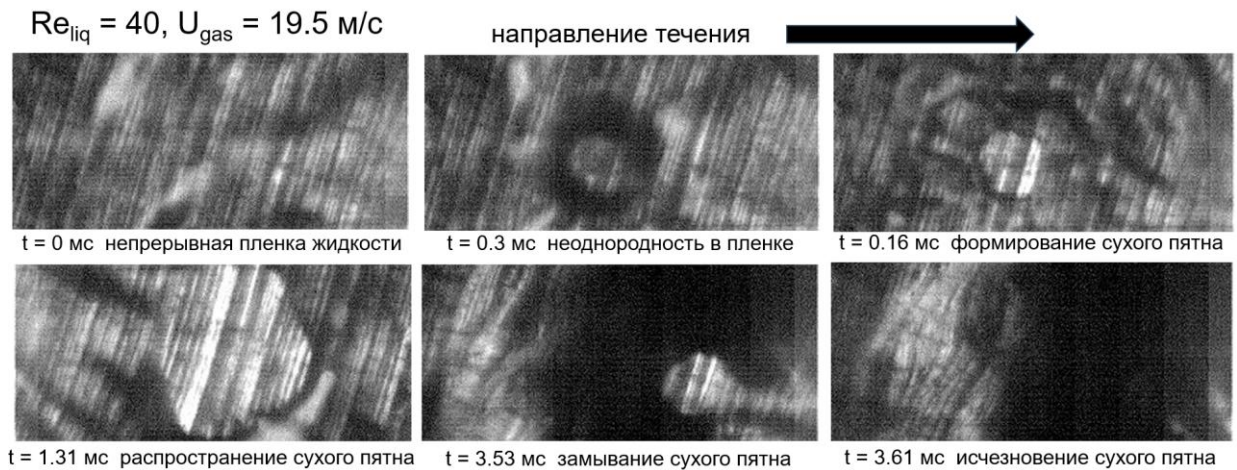


Рисунок 1.11 – Формирование и динамика сухого пятна. Частота съёмки составляет $100\,000$ кадров в секунду. Поле зрения – $0,75 \times 0,33 \text{ мм}$. Плотность теплового потока составляла 450 Вт/см^2 , температура стенки нагревателя – 130 °C [28]

Для реализации вышеописанной системы охлаждения необходим стратифицированный режим течения. С одной стороны, ключевым его преимуществом является существенно более низкий перепад давления относительно кольцевого режима, что напрямую повышает энергоэффективность системы. Роньшин и др. [34] экспериментально исследовали режимы течения и перепад давления в плоском микроканале высотой 164 мкм и шириной 10 мм и показали, что минимальный перепад давления для пленочных течений достигается в стратифицированном режиме, что делает его наиболее перспективным для использования в технических приложениях (Рисунок 1.12). С другой стороны, скорость пленки жидкости в стратифицированном режиме выше, чем при кольцевом течении, что интенсифицирует теплоотвод. Кроме того, значительная часть жидкости направляется в пленку, непосредственно

контактирующую с нагревателем, что исключает большую часть непродуктивных потерь и повышает критический тепловой поток. Так, например, в обзорной работе Павленко и др. [35] отмечается, что критический тепловой поток возрастает с увеличением толщины горизонтального слоя жидкости до значений, характерных для кипения в большом объеме. Ещё одним ключевым преимуществом использования стратифицированного течения является высокая скорость удаления пара из зоны нагрева. В отличие от кипения в каналах, где пузырьки пара уносятся потоком жидкости со скоростью порядка нескольких метров в секунду, при формировании микроразмерных сухих пятен в плёнке, увлекаемой потоком газа, пар может отводиться со скоростями на два порядка выше, достигающими сотен метров в секунду.

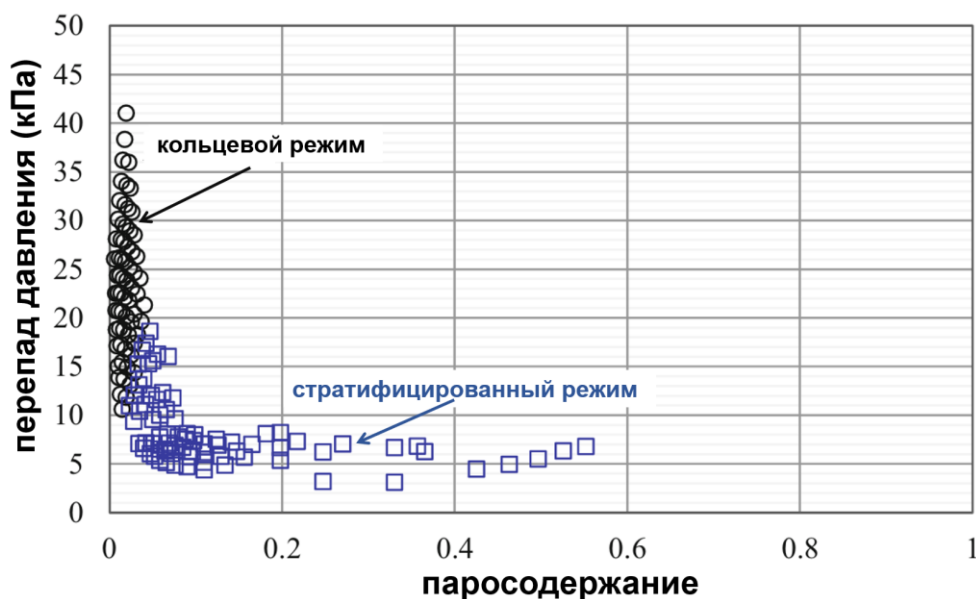


Рисунок 1.12 – Зависимость перепада давления при двухфазном течении от массового паросодержания, полученного для микроканала высотой 164 мкм и шириной 10 мм [34]

Один из возможных способов расширения существующих границ по отводимым тепловым потокам с помощью стратифицированного течения в плоских мини- и микроканалах является увеличение расходов фаз, что продемонстрировано на Рисунке 1.13, на котором представлена зависимость критического теплового потока от массового расхода жидкости. Следовательно, следующим шагом в развитии данной перспективной технологии является её реализация в условиях развитой турбулентности как в жидкости, так и в газе. На сегодняшний день достаточно мало работ, посвященных турбулентному газопленочному течению в мини- и микроканалах, в особенности, практически нет работ, рассматривающих локальные характеристики течения, включая волновую структуру пленки жидкости. Большинство исследователей, рассматривающих двухфазное течение в мини- и микроканалах, изучали ламинарное течение. При этом в мировой литературе можно найти отдельные работы, рассматривающие интегральные характеристики двухфазного течения в условиях турбулентности в капиллярах. В

частности, в работах [36–38] представлены результаты экспериментов по измерению толщины пленки в капиллярах при высоких расходах фаз.

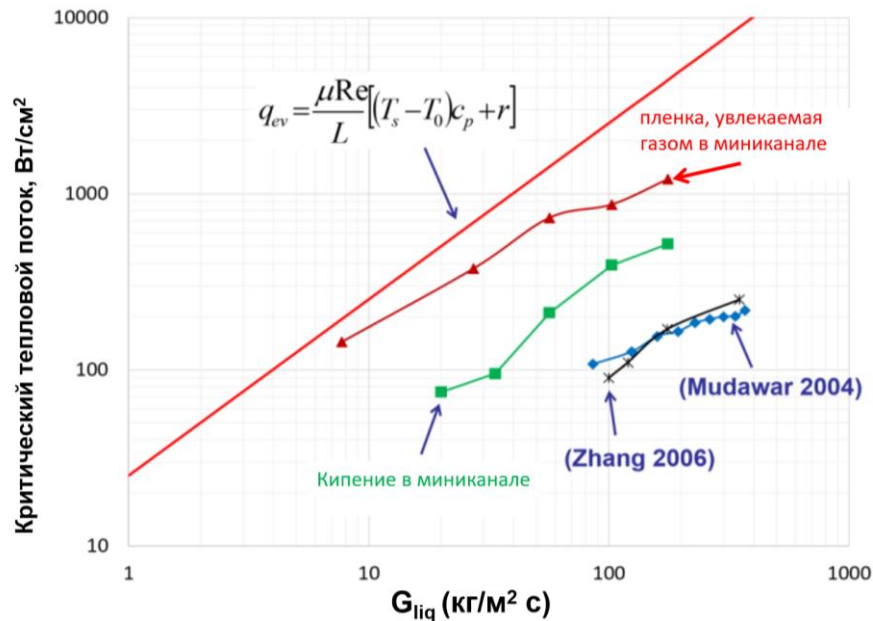


Рисунок 1.13 – Зависимость критического теплового потока от массового расхода воды [27]. Красные треугольники - течение пленки жидкости, увлекаемой потоком газа в микросканале при локальном нагреве [27]. Зеленые квадраты - кипение в микросканале при локальном нагреве [27].

Черные крестики - кипение в микросканале при равномерном нагреве [39]. Синие ромбы - кипение в микроканалах [40]. Красная сплошная линия – расчет критического теплового потока для полного испарения жидкости

Создание промышленного прототипа эффективной системы охлаждения на основе турбулентного газопленочного течения в мини- и микроканалах требует глубокого понимания локальных гидродинамических процессов и возникающих неустойчивостей. Именно такие параметры, как скорость, толщина, амплитуда, частоты волн на поверхности плёнки и др., определяют, как механизмы образования и замыкания сухих пятен, так и интегральный тепломассоперенос. Таким образом, без этого понимания невозможно полностью реализовать потенциал подобных двухфазных систем.

1.2. Неустойчивости течений в мини- и микроканалах

1.2.1. Гидродинамические неустойчивости

В литературе обсуждаются различные механизмы дестабилизации пленочных течений, в том числе приводящие к формированию волн. Одними из ключевых экспериментальных и теоретических работ, посвященных волновым режимам стекающей пленки жидкости, являются

работы Капицы [41,42]. Критическое число Рейнольдса волнообразования, предсказанное Капицей [41] на основе гипотезы о минимуме потенциальной энергии,

$$Re_{crit} = 0.61Ka^{1/11}, Ka = \frac{\sigma^3}{\rho_{liq}^3 g V_{liq}^4}, \quad (1.5)$$

где Ka – пленочное число Капицы, характеризующее соотношение между капиллярными силами, вязкими и гравитационными. Benjamin [43] показал, что течение стекающей пленки неустойчиво при любом конечном значении пленочного числа Рейнольдса, которое в случае стекающей пленки записывается как $Re_{lf} = \langle h \rangle^3 g \sin\beta / (3\nu^2)$, где $\langle h \rangle$ – средняя толщина пленки, β – угол наклона стенки ($\beta = \pi/2$ – вертикальное течение). С другой стороны, скорости роста волн малы при достаточно малых Re_{lf} , а длина волн очень большая, что даёт удовлетворительное объяснение кажущемуся отсутствию волн в некоторых экспериментальных наблюдениях, а также значительному разбросу существующих оценок квазикритического значения плёночного числа Рейнольдса, ниже которого волны не обнаруживаются. Для длинноволновых возмущений ламинарное течение вязкой жидкости по плоскости, наклонённой под углом β к горизонту, становится неустойчивым при выполнении $Re_{lf} > 5/6 \operatorname{ctg} \beta$ [43].

Для пленочных течений в вертикальных трубах, увлекаемых газовым потоком, Белоглазкин и Шкадов [44] выделили несколько типов неустойчивостей, которые могут реализовываться при различном значении параметра взаимодействия жидкости и газа $r = 3 \tau_{int} / (\rho_{liq} g h_{char})$, который характеризует долю жидкости, увлекаемую газовым потоком вследствие взаимодействия пленки с газом. H_{char} – характерная толщина пленки, τ_{int} – касательные напряжения на межфазной границе. При малом значении r дестабилизация пленки вызывается вязкостью, поверхностным натяжением и силой тяжести, аналогично случаю, рассмотренному Капицей [41,42]. При достижении критического значения $r \sim 0,6$ существенным становится взаимодействие пленки жидкости и потока газа через касательное напряжение, возбуждающее даже короткие волны, которые в случае стекающей пленки стабилизировались бы поверхностным натяжением [44]. Трифионов [45] исследовал линейную и нелинейную устойчивость двухслойного течения Пуазейля в плоском канале и обнаружил в исследованном диапазоне параметров одну неустойчивую моду – “поверхностную”. При малых скоростях газа неустойчивость, связанная с деформацией поверхности раздела жидкость-газ, аналогична волнам Капицы. С другой стороны, при увеличении скорости газа нейтральная кривая для горизонтального течения приближается к нейтральной кривой для вертикального канала, и различие между течениями исчезает. Таким образом, при высоких скоростях газа, по всей видимости, доминирующим источником энергии для формирования волн становится касательное напряжение, создаваемое потоком газа. Цвелодуб и Архипов [46] разработали модель для нелинейных длинноволновых возмущений на поверхности жидкой пленки, увлекаемой турбулентным газом в условиях микрогравитации.

Путём разделения задачи и использования длинноволнового приближения авторы вывели новую систему уравнений, которая при малых числах Рейнольдса ($Re \sim 1$) сводится к одному эволюционному уравнению для толщины пленки. Анализ полученного дисперсионного соотношения указывает, что в условиях микрогравитации единственным источником неустойчивости являются касательные напряжения со стороны газовой фазы. Франк [47] исследовал методом численного моделирования двумерные нелинейные бегущие волны на жидкой пленке, увлекаемой ламинарным потоком газа, и показал существование стационарных уединенных волн (солитонов). Для выделения чистого эффекта сдвига автор намеренно не учитывал силу тяжести при рассмотрении волн, возбуждаемых газовым потоком. Сравнение профилей таких сдвиговых волн с гравитационными солитонами одинаковой амплитуды (Рисунок 1.14) показало, что профиль сдвиговой волны характеризуется более крутым задним склоном, более пологим фронтом и иной структурой капиллярного предвестника. Количественное сравнение выявило, что при одинаковом числе Рейнольдса пленки сдвиговые волны имеют значительно большую амплитуду, а при одинаковой амплитуде – значительно меньшую фазовую скорость. Также было установлено, что для сдвиговых волн существует универсальная зависимость фазовой скорости от амплитуды (при специальном масштабировании), которая качественно и количественно отличается от линейной универсальной зависимости, известной для гравитационных волн.

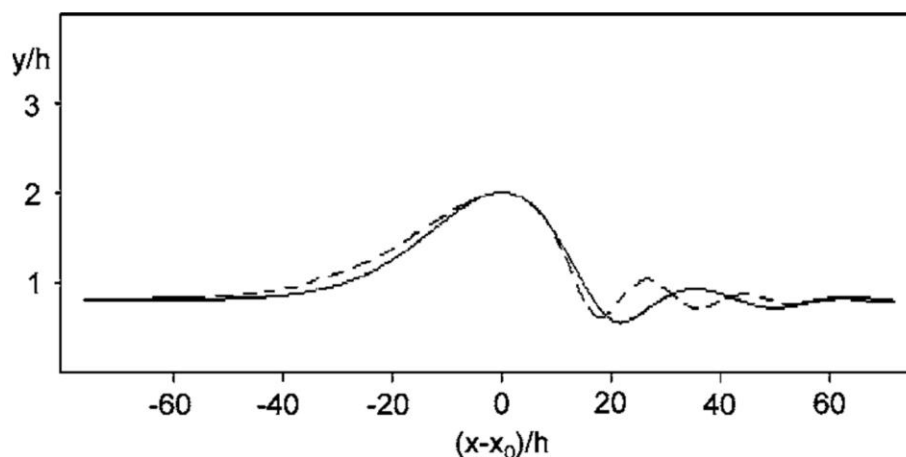


Рисунок 1.14 – Профиль уединённой волны. Сплошной линией показаны волны, индуцированные сдвиговым напряжением, пунктирной линией - волна в пленке, стекающей по вертикальной стенке. Число Галилея составляет 26 [47]

Yih [48] теоретически показал, что стратификация вязкости на границе раздела двухслойного сдвигового течения является самостоятельной причиной гидродинамической неустойчивости. Автор рассматривал плоское течение Куэтта и Пуазейля двух слоев жидкостей с различными вязкостями, но равными плотностями, заключенных между горизонтальными пластинами. Намеренно исключая продольную компоненту силы тяжести и обеспечивая непрерывность скорости на границе раздела, Yih устранил гравитационную неустойчивость

(Рэля–Тейлора) и неустойчивость Кельвина–Гельмгольца, оставляя единственным фактором стратификацию вязкости. Численные расчеты показали, что как плоское течение Куэтта, так и плоское течение Пуазейля могут быть неустойчивыми при любом, сколь угодно малом, числе Рейнольдса.

В работах [49–51] рассматривается механизм образования быстро растущей волны вследствие неустойчивости Кельвина–Гельмгольца, которая способствует переходам между различными режимами течения, в частности, переходу от стратифицированного к кольцевому режиму. Хотя классическое описание этой неустойчивости было дано для невязких сред, в современных исследованиях двухфазных течений она рассматривается как одна из ключевых неустойчивостей, инициирующих волнообразование. При относительно низких расходах газа волна (Рисунок 1.15) может коснуться верхней стенки трубы, формируя устойчивую перемычку, что приводит к пузырьковому или снарядному режиму течения. При более высоких расходах газа жидкости недостаточно для формирования перемычки, и она растекается по окружности трубы, образуя кольцевой слой. Taitel и Dukler [49] рассмотрели стратифицированный поток с уединённой волной на поверхности, над которой течёт газ (Рисунок 1.15), чтобы вывести критерии перехода к различным режимам течения. При ускорении газа давление в газовой фазе над волной уменьшается вследствие эффекта Бернулли, что способствует росту волны. Сила тяжести, действующая на волну, стремится её стабилизировать. Теория Кельвина–Гельмгольца даёт критерий устойчивости для волн бесконечно малой амплитуды, образующихся на плоском слое жидкости, текущем между горизонтальными параллельными пластинами. Согласно этой теории, волны будут расти, когда

$$U_{gas} > \sqrt{\frac{g(\rho_{liq} - \rho_{gas})l_{gas}}{\rho_{gas}}}, \quad (1.6)$$

где g – ускорение свободного падения, ρ_{liq} и ρ_{gas} – плотности газа и жидкости. Характерный размер l_{gas} , представленный на Рисунке 1.15, обозначает толщину, в которой движется газ. Критерий 1.6 обобщается для уединенной волны конечной амплитуды, представленной на Рисунке 1.15,

$$U_{gas} > c_1 \sqrt{\frac{g(\rho_{liq} - \rho_{gas})l_{gas}}{\rho_{gas}}}, \quad c_1 = \sqrt{\frac{2}{l_{gas}/l'_{gas}(l_{gas}/l'_{gas} + 1)}}. \quad (1.7)$$

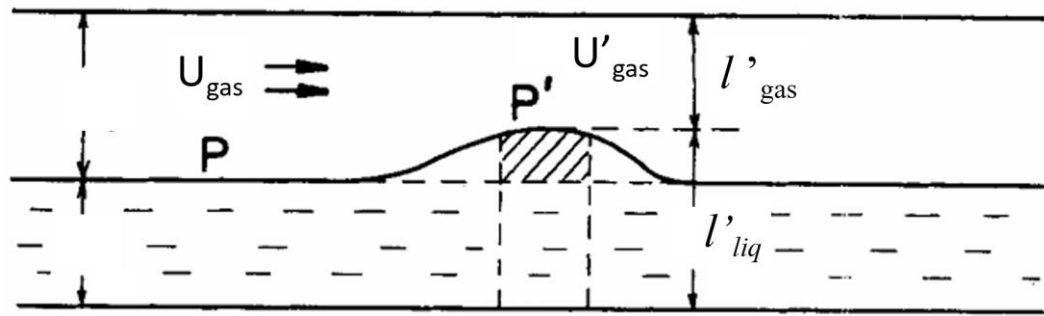


Рисунок 1.15 – Неустойчивость уединённой волны [49]

Brauner и Moalem Maron [50] показали, что переход от стратифицированного режима течения является не мгновенным, а происходит через протяжённую буферную зону, которая формируется между двумя критическими границами: ZNS (Zero Neutral Stability – нулевая нейтральная устойчивость) и ZRC (Zero Real Characteristics – нулевые вещественные характеристики). Эти границы выводятся из анализа линейной устойчивости и условий корректности постановки начально-краевой задачи для уравнений двухжидкостной модели. Геометрия стратифицированного течения с обозначениями представлена на Рисунке 1.16.

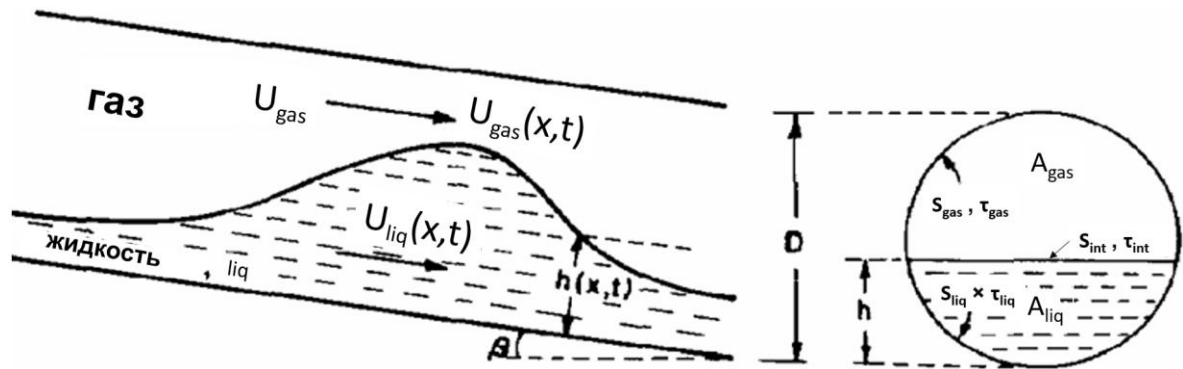


Рисунок 1.16 – Схематическое изображение стратифицированного течения [50]

Условие нейтральной устойчивости (ZNS) получается из линеаризованных уравнений двухжидкостной модели для стратифицированного течения. При поиске решения в виде малых гармонических возмущений выводится дисперсионное соотношение, связывающее комплексную частоту f и волновое число k_λ . Условие нейтральности (равенство нулю мнимой части частоты f) определяет нейтральное волновое число $k_{\lambda n}$ для заданных параметров потока. Это предельное условие приводит к критерию нейтральности в следующей форме:

$$\begin{aligned}
& J_{gas} + J_{liq} = 1 + J_{\sigma}, \\
& J_{gas} = \frac{\pi^2}{16Dg \cos \beta} \frac{\rho_{gas}}{(\rho_{liq} - \rho_{gas})} \frac{\overline{\overline{A}}_{liq}}{\overline{\overline{A}}_{gas}} U_{gas}^2 \left[\left(\frac{C_m}{U_{gas}} - 1 \right)^2 + (\gamma_{gas} - 1) \left(1 - 2 \frac{C_m}{U_{gas}} \right) \right], \\
& J_{liq} = \frac{\pi^2}{16Dg \cos \beta} \frac{\rho_{liq}}{(\rho_{liq} - \rho_{gas})} \frac{\overline{\overline{A}}_{liq}}{\overline{\overline{A}}_{gas}} U_{liq}^2 \left[\left(\frac{C_m}{U_{liq}} - 1 \right)^2 + (\gamma_{liq} - 1) \left(1 - 2 \frac{C_m}{U_{liq}} \right) \right], \\
& J_{\sigma} = \frac{\sigma k_n^2}{(\rho_b - \rho_a) g \cos \beta},
\end{aligned} \tag{1.8}$$

где нижние индексы *gas* и *liq* обозначают газ и жидкость, $U_{gas} = 4Q_{gas}/\pi D^2$ и $U_{liq} = 4Q_{liq}/\pi D^2$ обозначают приведенные скорости газа и жидкости, D – диаметр трубы, ρ_i плотность i -ой фазы, $\overline{\overline{A}}_i$ – площадь, занимаемая i -ой фазой (Рисунок 1.16), а двойная черта обозначает нормированные величины (площадь на D^2 , длина на D). β – угол наклона трубы (Рисунок 1.16). Штрих a' обозначает малое возмущение величины a . $\gamma_{gas}, \gamma_{liq}$ – факторы формы для распределения скорости в двух слоях. $C_m = f/k_{ln}$ – вещественная фазовая скорость волны в состоянии нейтральной устойчивости.

Физически, в уравнениях (1.8) каждая безразмерная группа J_i представляет определённый тип силы, действующей на волну на границе раздела газ-жидкость. J_{gas} и J_{liq} описывают инерционные вклады со стороны газа и жидкости, стремящиеся дестабилизировать волну. Правая часть уравнения представляет собой сумму стабилизирующих сил: 1 – это безразмерный вклад гравитационной силы, а J_{σ} – вклад силы поверхностного натяжения. Таким образом, уравнение (1.8) описывает баланс, когда дестабилизирующие силы сравниваются со стабилизирующими, что и определяет нижнюю границу потери устойчивости стратифицированного течения (ZNS).

Верхняя граница устойчивости стратифицированного течения получается путем анализа исходных уравнений для описания стратифицированного течения, которые являются уравнениями гиперболического типа относительно толщины слоя жидкости и приведенных скоростей фаз [50]. Корректность такой задачи гарантируется, если соответствующая система уравнений является строго гиперболической, то есть обладает вещественными характеристиками. Характеристические корни λ , определяющие скорости распространения возмущений, находятся из решения уравнения $det(M - \lambda X) = 0$, где матрицы M и X составлены из коэффициентов при временных и пространственных производных в линеаризованной системе [50]. Условие вещественности характеристических корней для газо-жидкостных систем с турбулентным газом ($\gamma_{gas} = 1$) и неподвижной жидкой фазой имеет следующий вид:

$$U_{gas}^2 \leq \frac{16}{\pi^2} \frac{1}{\rho_{gas}} \frac{\overline{\overline{A}}_{gas}}{\overline{\overline{A}}_{liq}} (\Delta \rho g \cos \beta + \sigma k_{\lambda}^2). \tag{1.9}$$

Для выполнения 1.9 необходимо также выполнение условий $U_{gas} \gg U_{liq}$ и $A_{gas}/\rho_{gas} \gg A_{liq}/\rho_{liq}$.

Таким образом, в концепции [50] полный переход от стратифицированного режима определяется буферной зоной между ZNS (нижняя граница) и ZRC (верхняя граница). Фактическая линия перехода на карте режимов складывается из трёх участков в зависимости от относительной толщины жидкого слоя h/D : линии ZNS при $h/D > 0,5$ (переход к пробковому режиму), области вблизи $h/D \approx 0,5$ внутри буферной зоны и линии ZRC при $h/D < 0,5$ (переход к кольцевому режиму). Анализ вкладов J_{liq} и J_{gas} вдоль границы перехода позволил авторам [50] также идентифицировать зоны, контролируемые жидкостью (доминирует J_{liq} , что характерно для перехода к пробковому режиму) и контролируемые газом (доминирует J_{gas} , что характерно для перехода к кольцевому режиму). Было показано, что область влияния жидкости расширяется с уменьшением её вязкости и увеличением диаметра трубы.

Ullmann и Brauner [52] провели методологическое исследование, направленное на пересмотр механистических моделей перехода между режимами течения для газо-жидкостных потоков в каналах малого диаметра (миниканалах). Авторы рассмотрели следующие типы неустойчивостей: неустойчивость Кельвина–Гельмгольца, унос капель, формирование мостиков, смачивание стенки вследствие вторичных течений, эффекты поверхностного натяжения и смачивания стенок.

Для канала произвольной формы критерий 1.9 для критической скорости, при которой произойдет рост волны записывается как,

$$U_{gas} \geq C_{geom} \sqrt{\frac{D\Delta\rho g \cos \beta + D\sigma k_{\lambda}^2}{\rho_{gas}}}, \quad (1.10)$$

где C_{geom} – геометрическая константа, которая для прямоугольных каналов равна 1, а в трубах она зависит от толщины слоя жидкости $\langle h \rangle$ [$C_{geom} = C_{geom}(\langle h \rangle/D)$]. Для тонких слоев жидкости она равна $C_{geom} \approx 0,63 (\langle h \rangle/D)^{-0,25}$. k_{λ} – типичное волновое число для длинных волн, ($k_{\lambda} \approx 2\pi/D$). Для малых чисел Бонда критическая скорость газа масштабируется как $[\sigma/(\rho_{gas}D)]^{0,5}$ и возрастает с уменьшением диаметра трубы, что соответствует критическому числу Вебера для газа $We_{gas,crit} = \rho_{gas}U_{gas}^2 D / \sigma \approx 40$.

Другой механизм перехода к кольцевому течению, описанный Ullmann и Brauner [52], связан с формированием кольцевой пленки в результате ударов капель жидкости, которые уносятся с поверхности раздела жидкой фазы. Разрушение капель происходит за счет инерции газовой фазы, а не обязательно за счет турбулентности в ней. Сила инерции пропорциональна начальной разности скоростей между жидким и газовым потоками, $\Delta U_{gas} = U_{gas} - U_{liq}$ (во многих практических приложениях $U_{gas} \gg U_{liq}$, следовательно, $\Delta U_{gas} = U_{gas}$). Критическое число Вебера

для разрушения капли связано с максимальным размером капли следующей эмпирической корреляцией [53]:

$$\begin{aligned} We_{crit} &= \rho_{gas} \Delta U_{gas}^2 d_{max} = 12(1 + 0.77 On^{1.6}), \\ On &= \mu_{liq} / \sqrt{\rho_{liq} d_{max} \sigma}, \\ d_{max} / D &= \frac{12}{We_{gas}} (1 + 0.77 On^{1.6}), \end{aligned} \quad (1.11)$$

где d_{max} – максимальный диаметр капли в потоке, On – число Онезорге, характеризующее соотношение между вязкими силами, силами поверхностного натяжения и инерцией. μ_{liq} – динамическая вязкость жидкости. В качестве критерия перехода к кольцевому течению используется условие $d_{max} \leq d_{crit}$. Авторы [52] отмечают, что переход к кольцевому течению за счет удара капель о стенки трубы требует наличия диспергирующих сил в газовой фазе, а именно, турбулентности. Если критический диаметр капли d_{crit} представить как $d_{crit} = 0,4\sigma / (g\Delta\rho\cos\beta^*)$ [54], где β^* связан с углом наклона трубы $\beta^* = |\beta|$, при $\beta < 45^\circ$, и $\beta^* = 90 - |\beta|$ при $\beta > 45^\circ$ получается следующий критерий перехода (Е-модель [55]):

$$\begin{aligned} \Delta U &= U_{gas} - U_{liq} \geq 4.36 \left(\frac{\sigma \Delta \rho g \cos \beta}{\rho_{gas}^2} \right)^{1/4} f(On), \\ On &= \frac{\mu_{liq}}{\sqrt{\rho_{liq} d_{max} \sigma}}, \\ f(On) &= \left[1 + 1.443 (N_{vd} \cos \beta)^{0.4} \right]^{1/2}, \\ N_{vd} &= \mu_{liq}^4 \Delta \rho g / (\rho_{liq}^2 \sigma^3), \end{aligned} \quad (1.12)$$

где N_{vd} - безразмерное число вязкости, аналог числа Мортонна $Mo = We^3 / (Fr Re^4)$ для капли, характеризующий относительное влияние вязкости жидкости по сравнению с другими силами в системе (поверхностным натяжением, гравитацией, инерцией). В случае, когда число Бонда меньше 0,2, что характерно для миниканалов, и если взять критический диаметр капли $d_{crit} \sim 0,5D$, критерий перехода выглядит следующим образом:

$$\begin{aligned} \Delta U &= U_{gas} - U_{liq} \geq 4.9 \left(\frac{\sigma}{\rho_{gas} D} \right)^{1/4} f(On), \text{ Re}_{gas} > 2100 \\ f(On) &= \left[1 + 1.875 (\mu_{liq}^2 / \rho_{liq} D \sigma)^{0.8} \right]^{1/2}. \end{aligned} \quad (1.13)$$

Стоит отметить, что критическое число Вебера в рамках данной модели для миниканалов составляет 20, в то же время, критерий, построенный относительно теории Кельвина-Гельмгольца, дает критическое число Вебера 40.

Для того, чтобы произошло формирование кольцевого течения или пробкового режима вследствие формирования мостиков, которые появляются за счет касания волн верхней стенки, содержание жидкости x_{liq} должно превышать $x_{liq}^{crit} \geq 0,4-0,5$ [52]. Для труб малого диаметра и расходов фаз, при которых течение является ламинарным, применимо точное решение для кольцевого течения [56]. Использование модели [56] даёт

$$U_{gas} \geq x^* \left[x^* \frac{\mu_{liq}}{\mu_{gas}} + 2 \right] U_{liq}, \quad x^* = \frac{1 - x_{liq}^{crit}}{x_{liq}^{crit}}, \quad (1.14)$$

Известно, что в каналах некруглого поперечного сечения (таких как квадратные или прямоугольные) при турбулентном течении возникают стационарные вторичные течения, которые представляют собой пары продольных вихрей, вращающихся в плоскости, перпендикулярной основному потоку [57,58] (вторичные течения Прандтля второго рода). Механизм генерации данных вихрей обусловлен анизотропией напряжений Рейнольдса. Эта анизотропия возникает из-за нарушения симметрии потока: наличие углов и плоских стенок приводит к тому, что турбулентные пульсации в разных направлениях в поперечном сечении становятся неравноценными. Градиенты этой анизотропии и выступают источником продольной завихренности [57,58]. В осесимметричном случае, например, в круглой трубе с однофазным потоком, данный механизм не работает, так как условие анизотропии напряжений не выполняется. Однако ситуация кардинально меняется в двухфазных потоках. В частности, в стратифицированном режиме, когда жидкость в нижней части трубы формирует асимметричный слой в форме полумесяца, возникает принципиально иная геометрия. Неравномерное распределение жидкости в нижней части трубы и распределение волн в пленке, дающее неравномерную шероховатость, создают для газовой фазы эффект сильно асимметричной границы. Эта устойчивая асимметрия, в свою очередь, порождает анизотропию напряжений Рейнольдса в газовом ядре, что и приводит к формированию пары устойчивых противовращающихся вихрей в поперечном сечении [59] (Рисунок 1.17). Важно отметить, что данные вторичные течения способствуют переносу жидкости по стенкам трубы, что приводит к формированию и поддержанию кольцевого режима. Черданцев и др. [60] рассмотрели различные гипотезы о механизмах формирования кольцевого течения в крупномасштабных трубах, такие как осаждение унесённых капель, вторичное течение и различные волновые механизмы. Авторы [60] показали, что основным механизмом подъёма жидкости по стенкам трубы является вторичное течение в газовой фазе. Более того, при больших расходах газа и жидкости жидкая плёнка может достичь верхней части трубы и образовать кольцевую плёнку ещё до формирования волн возмущений в нижней части трубы. С другой стороны, авторы [60] отметили,

что механизм уноса способствует переносу жидкости вверх по стенкам трубы, однако не является основным поскольку события уноса довольно редки и слишком хаотичны.

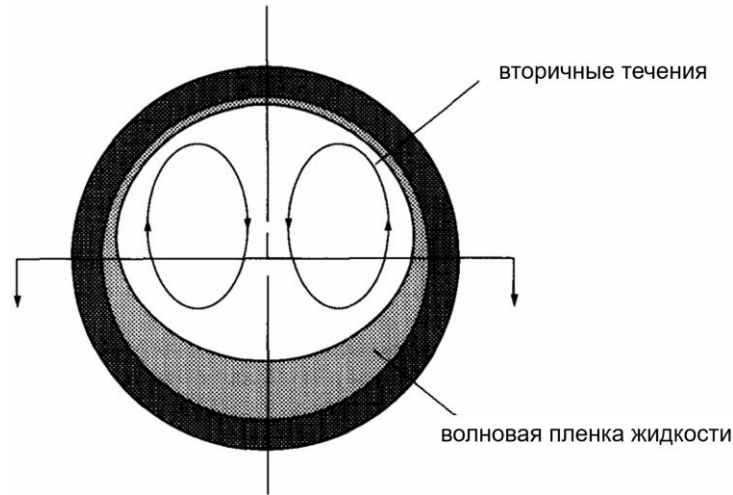


Рисунок 1.17 – Вторичные вихревые течения в поперечной плоскости трубы [59]

В работе Ullmann и Brauner [52] представлен критерий перехода к кольцевому режиму за счет вторичных течений. Геометрическое уравнение, которое связывает долю площади сечения трубы, занятой жидкостью x_{liq} , с углами ζ_0 и ζ^* (Рисунок 1.18 [52]) представляется в следующем виде [52]:

$$x_{liq} = \frac{1}{\pi} \left\{ \zeta_0 - \frac{1}{2} \sin(2\zeta_0) - \frac{\sin^2 \zeta_0}{\sin^2 \zeta^*} \left(\zeta^* - \pi - \frac{1}{2} \sin(2\zeta^*) \right) \right\}. \quad (1.15)$$

Ullmann и Brauner [61] на основе экспериментальных данных получили полуэмпирическую корреляцию для ζ^* для стратифицированного волнового режима,

$$\zeta^* = \pi + 2tg^{-1}Z, \quad Z = 57.2 \sqrt{\frac{\tau_{gas}}{(\rho_{liq} - \rho_{gas})g \cos \beta D} \frac{U_{liq}}{U_{gas}}} \frac{S_{int}}{D}, \quad (1.16)$$

где S_{int} – периметр границы раздела. Вывод этого соотношения основан на предположении, что кривизна границы раздела увеличивается с импульсом вторичных течений (порядка скорости трения, $u^* = (\tau_{gas}/\rho_{gas})^{1/2}$, действующих против силы тяжести, $(\rho_{liq} - \rho_{gas})/(g \cos \beta D)$, где β – угол наклона трубы. Ullmann и Brauner [52] показали, что в капиллярах вторичные течения способны вызвать практически полное замыкание жидкого кольца, в то время как в крупномасштабных трубах при аналогичных скоростях фаз наблюдается стратифицированный режим, т.е роль вторичных течений усиливается при переходе от макро- к микросканалам.

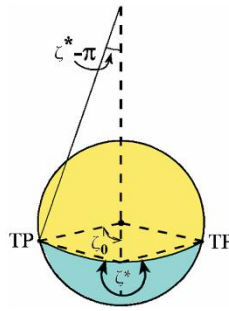


Рисунок 1.18 – Геометрическая схема смоченного периметра, задаваемого углом ζ_0 [52]

Смачиваемость стенок канала также способствует поднятию жидкости по боковым стенкам и формированию кольцевого течения [52]. При числе Бонда $Bo \gg 1$ граница раздела практически плоская ($\zeta^* \rightarrow \pi$). В другом предельном случае $Bo \ll 1$ кривизна границы раздела определяется $\zeta^* = \zeta_0 - \theta + \pi$, где $\zeta_0 + \pi < \zeta < \zeta^*$ [62], θ – угол смачивания. Анализ влияния числа Бонда на поперечный профиль пленки в трубе представлен на Рисунке 1.19 [52] для случая гидрофильной поверхности $\theta = 0$. Параметры ζ^* и ζ_0 на Рисунке 1.19 получены с помощью модели Brauner и др. [62], разработанной для ламинарного стратифицированного течения в трубах. Таким образом, при переходе от крупномасштабных каналов к микрочаналам смачиваемость может играть существенную роль в процессе перехода от стратифицированного течения к кольцевому.

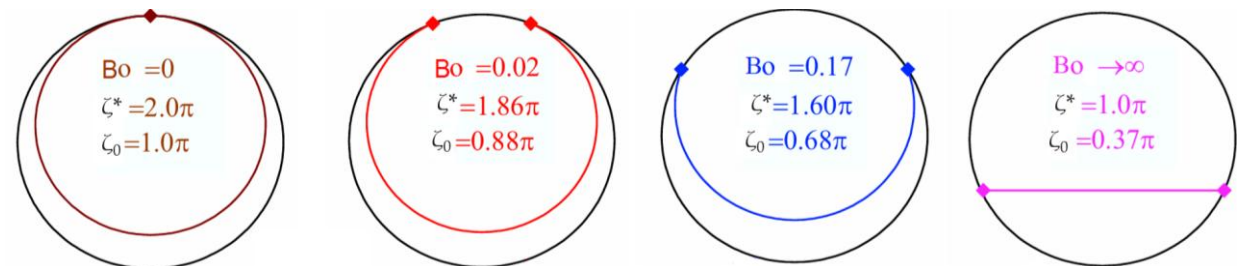


Рисунок 1.19 – Влияние числа Бонда на поперечный профиль пленки [52] при объемной доле жидкости 0,25

При переходе от крупномасштабных к плоским мини- и микрочаналам наблюдаются новые типы неустойчивостей, способствующие переходам между различными режимами течения. Течение в переходном масштабе между макро- и микрочаналами было рассмотрено в работах Павленко и др. [63], Печеркина и др. [64], в которых исследовалось спутное опускное течение жидкого азота (капиллярная постоянная около 1 мм) и его пара в вертикальном прямоугольном канале сечением $2,6 \times 7,1 \text{ мм}^2$. При низких числах Рейнольдса жидкой фазы (< 800) течение плёнок на узкой и широкой стенках развивалось независимо. С увеличением числа Рейнольдса жидкости (> 1000) волны большой амплитуды инициировали перенос жидкости с узкой на широкую сторону сечения. При этом средняя толщина плёнки и амплитуда её колебаний на узких стенках существенно превышали аналогичные параметры на широкой стенке. Увеличение скорости потока пара приводило к выравниванию толщины плёнки по периметру, что сопровождалось окончательным формированием дисперсно-кольцевого режима с каплями

жидкости в ядре потока. Чиннов и др. [22] наблюдали периодические возмущения достаточно большой амплитуды вблизи боковых стенок плоского микканала высотой 500 мкм (Рисунок 1.20). Амплитуда данных возмущений зависела от соотношения скоростей жидкости и газа и нарастала по мере движения возмущений вдоль канала (Рисунок 1.20), что впоследствии приводило к коалесценции двух противоположащих возмущений с последующим формированием жидких перемычек или кольцевого течения. Авторы [22] назвали подобное поведение жидкости боковой неустойчивостью, при этом на данный момент отсутствует ее теоретическое описание.

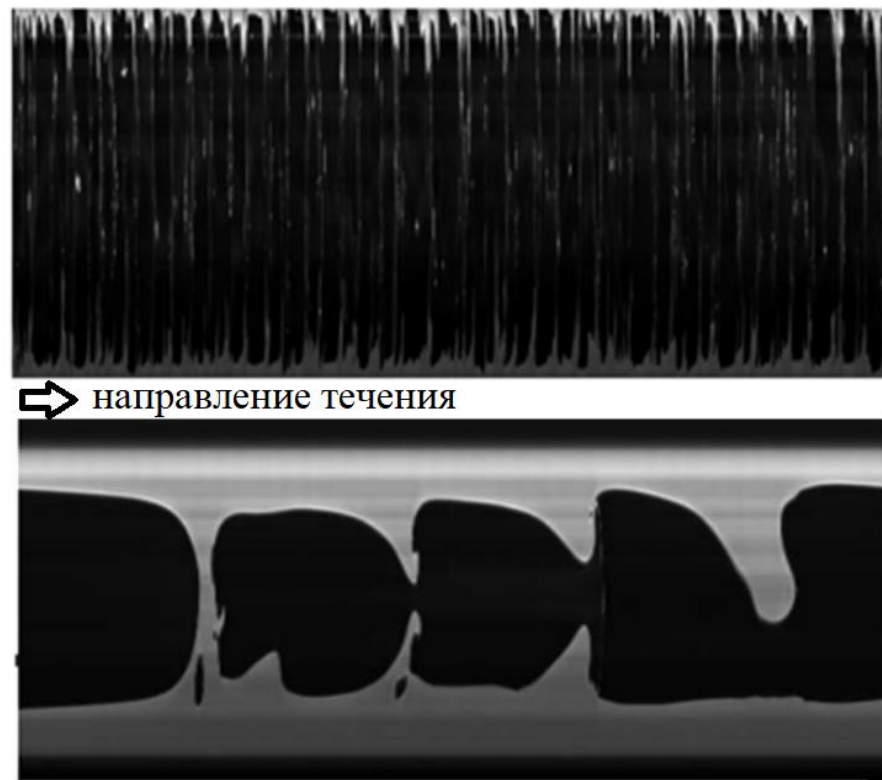


Рисунок 1.20 – Боковая неустойчивость, возникающая в коротких плоских микканалах, при различных соотношениях расходов фаз [22]

При переходе от плоских мини- к микроканалам при ламинарном течении наблюдается так называемая фронтальная неустойчивость, обнаруженная Чинновым и др. [22] в плоском микроканале высотой 100 мкм. Фронтальная неустойчивость возникает у входного участка и характеризуется формированием струй у смесителя, взаимодействующих с газовым потоком. Авторы [22] предполагают, что данный тип неустойчивости может быть разновидностью неустойчивости вязких пальцев, связанной с фильтрацией газа через жидкость вблизи области подвода жидкости в канал. Роншин и др. [24] предложили критерий перехода от ламинарного стратифицированного к кольцевому течению в плоских микроканалах, основанный на структурировании жидких струй вдоль канала (Рисунок 1.21). Авторы [24] экспериментально установили, что в плоском микроканале переход от стратифицированного к кольцевому течению

зависит только от ширины микроканала. Количество струй N (Рисунок 1.21) пропорционально ширине микроканала. Критерий перехода к кольцевому течению за счет струй, формирующихся вблизи смесителя, полученный в работе [24], записывается следующим образом:

$$\begin{aligned} Re_{crit} We_{crit}^{-1/3} &= 2.3 \times 10^5, \\ Re_{crit} &= WU_{liq} / \nu_{liq}, \\ We_{crit} &= \rho_{liq} WU_{liq}^2 / \sigma, \end{aligned} \quad (1.17)$$

Re_{crit} , We_{crit} – критическое число Рейнольдса и Вебера. Диапазон высоты от 0,05 мм до 1 мм, ширины 10 – 40 мм. Количественные критерии перехода между режимами течения, в частности от стратифицированного к кольцевому ламинарному, в плоских микроканалах также приведены в работе [65].

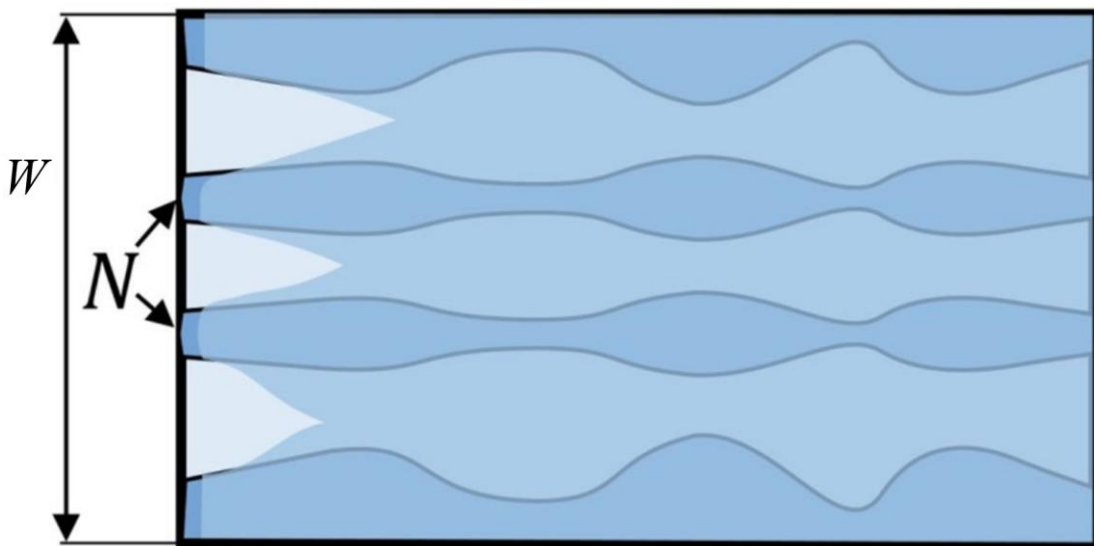


Рисунок 1.21 – Переход к кольцевому режиму в плоском микроканале за счет пульсаций струй, образующихся вблизи подвода жидкости [24]. N – количество струй, W – ширина канала

При дальнейшем уменьшении высоты микроканала появляется модифицированная неустойчивость Саффмана-Тейлора. Дементьев и др. [25] выделили данный тип неустойчивости для двухфазного течения газ-жидкость в плоском микроканале высотой около 10 мкм. Эта неустойчивость имеет капиллярно-модуляционную природу и обусловлена развитием пальцеобразования, вызванного нарушением устойчивости межфазных границ под действием локальных возмущений, связанных с инерцией газа [66] (Рисунок 1.9).

Важно отметить, что большинство вышеупомянутых неустойчивостей двухфазных течений в мини- и микроканалах наблюдались и исследовались в ламинарных условиях, тогда как влияние турбулентности на развитие неустойчивостей стратифицированного течения в каналах малого размера остаётся в значительной степени неизученным. В то же время, с точки зрения отвода сверхвысоких тепловых потоков с использованием стратифицированного течения в мини- и микроканалах, турбулентный режим представляет интерес, поскольку для достижения

высокого коэффициента теплоотдачи требуется прокачивать рабочие жидкости с большими скоростями. Более того, известно, что турбулентный режим способствует интенсификации теплообмена, что подтверждается многочисленными исследованиями, в частности, численными работами [67–70], посвящёнными теплообмену при турбулентном однофазном течении в миниканалах.

1.2.2. Ламинарно-турбулентный переход в мини- и микроканалах

В некоторых исследованиях пришли к выводу, что переход к турбулентности в микроканалах может происходить при критическом числе Рейнольдса меньшем чем общепринятое для крупномасштабных каналов. На основе измерений перепада давления на трение в прямоугольных микроканалах с гидравлическим диаметром от 133 до 367 мкм Wang и Peterson [71] наблюдали переход к турбулентному режиму в диапазоне чисел Рейнольдса 300–800. Hsieh и др. [72] наблюдали переход при числе Рейнольдса 240 в прямоугольном микроканале с гидравлическим диаметром 146 мкм с использованием измерений перепада давления на трение. Mala и Li [73] исследовали течение жидкости в микроканалах диаметром в диапазоне 50–254 мкм из нержавеющей стали и кварца. Переход происходил при критическом числе Рейнольдса между 300 и 900, в зависимости от материала канала. На основе локальных измерений скорости с использованием микро-PIV в прямоугольных кремниевых микроканалах с гидравлическим диаметром 50–300 мкм Zeighami и др. [74] заключили, что начало перехода происходит в диапазоне чисел Рейнольдса 1200–1600, что согласуется с работой Li и др. [75], в которой измерения также были проведены методом микро-PIV в микроканалах с гидравлическим диаметром 325 мкм. Авторы [75] получили критическое число Рейнольдса, равное 1540. Для мини- и микроканалов с высоким соотношением сторон и высотой от 128 мкм до 1050 мкм Pfund и др. [76] основываясь на измерениях перепада давления заключили, что переход к турбулентности происходит при числах Рейнольдса ниже критического числа Рейнольдса для макроканалов, в диапазоне $Re_{crit} = 1500–2100$.

Тем не менее имеется множество работ, основным выводом которых является отсутствие отличий в критическом числе Рейнольдса для крупномасштабных, мини- и микроканалов. Xu и др. [77] исследовали ламинарное и переходное течение в микроканалах с гидравлическими диаметрами 30–344 мкм и заключили, что характеристики согласуются с данными о переходе в крупномасштабных каналах. Sharp и Adrian [78] исследовали переход к турбулентности в круглых микроканалах из плавленого кварца диаметром от 50 до 247 мкм. Измерения включали перепад давления на трение и данные по средним и среднеквадратичным пульсациям скорости,

полученные с помощью микро-PIV. В качестве рабочих жидкостей использовались вода, пропанол, 20% раствор глицерина. Получено, что критическое число Рейнольдса лежит в диапазоне $Re_{crit} = 1800-2300$. Rands и др. [79] исследовали переход в микроканалах, изготовленных из плавленого кварца с шероховатостью около 10 нм, с диаметрами 16,6 мкм – 32,2 мкм и получили критическое число Рейнольдса $Re_{crit} = 2100-2500$, что согласуется с поведением течения в макромасштабных трубах. Kandlikar и Schmitt [80] исследовали влияние относительной шероховатости до 14%, на трение и переход к турбулентности в прямоугольных микрочаналах с гидравлическими диаметрами от 325 мкм до 1819 мкм. Авторы получили, что переход от ламинарного к турбулентному течению не зависит от уменьшения гидравлического диаметра канала для гладких каналов. Однако с увеличением относительной шероховатости переход происходит при более низких числах Рейнольдса ($Re_{crit} = 800$ и 350 для $e/D_h = 0,06$ и $0,14$, e – шероховатость, характеризующая высоту пилообразного выступа в специально изготовленных каналах). Кроме того в статье представлены три параметра в качестве возможных кандидатов для описания влияния шероховатости на коэффициент трения в области с $e/D_h > 0$. Dai и др. [81] исследовали влияние шероховатости поверхности на коэффициент трения и характеристики перехода к турбулентности в мини- и микроканалах ($D_h = 6,6$ мкм до 2083 мкм). Получено, что при малой относительной шероховатости ($0\% < e/D_h \leq 1\%$) шероховатость не оказывает существенного влияния на коэффициент трения и критическое число Рейнольдса, тогда как с ростом относительной шероховатости этот эффект становится более выраженным. Авторы рекомендуют в качестве порога для разделения гладких и шероховатых каналов при течении в микро- и микрочаналах, $e/D_h = 1\%$, в то время как для крупномасштабных труб порог составляет 5%. Dai и др. [81] предложили следующую корреляцию для критического числа Рейнольдса:

$$Re_{crit} = \begin{cases} 2300, & 0\% < e/D_h \leq 1\% \\ 2300 - 12000(e/D_h - 0.01), & 1\% < e/D_h \leq 20\% \end{cases}, \quad (1.18)$$

в числе Рейнольдса в качестве масштабного параметра используется гидравлический диаметр. Авторы также показали, что различная геометрия каналов (круглая и прямоугольная) мало влияет на характеристики трения и перехода. Rehman и др. [82] исследовали влияние формы входного коллектора и соотношения сторон на переход к турбулентности в мини- и микроканалах с гидравлическими диаметрами от 220 мкм до 520 мкм и с соотношением сторон от 0,25 до 1,04. Шероховатость каналов e не превышала 1,15 мкм, а e/D не превышало 0,4 %. Плавный, направленный вход (BM, Рисунок 1.22) максимально задерживает переход к турбулентности, $Re_{crit} = 3470$. Резкие конфигурации (VS, Рисунок 1.22) вызывают более ранний переход, $Re_{crit} \approx 2090-2460$. В отличие от работы Dai и др. [81] Rehman и др. [82] получили, что соотношение сторон влияет на ламинарно-турбулентный переход. Канал с соотношением сторон $H/W =$

0,25 имеет самый высокий диапазон критических чисел Рейнольдса, $Re_{crit} = 2586-2772$, а в квадратном канале ($H/W = 1,04$) переход происходит раньше, $Re_{crit} = 2233-2420$. Авторы отмечают [82], что при малых гидравлических диаметрах $D_h \leq 100$ мкм эффект сжимаемости может способствовать более раннему переходу. С помощью численного моделирования получено, что $Re_{crit} \sim 1997$ для микроканала с диаметром $D_h = 100$ мкм, в то время как для миниканала с $D_h = 500$ мкм $Re_{crit} \sim 2796$. Rehman и др. [82] наблюдали переход в классическом диапазоне $Re_{crit} = 1863-3470$ при этом, аномально раннего перехода не наблюдалось.

Таким образом, существует противоречие в данных о переходе к турбулентности в микроканалах. С другой стороны, в большинстве работ показано, что при корректном учете шероховатости, ламинарно-турбулентный переход в мини- и микроканалах подчиняется классическим законам. По всей видимости, отклонения являются следствием не масштаба как такового, а сопутствующих физических факторов, влияние которых в мини- и микроканалах усиливается. В рамках диссертационного исследования изучается волновое течение жидкой пленки, увлекаемой газовым потоком в миниканале. В данной системе прогнозирование критических условий ламинарно-турбулентного перехода представляет сложность. Это связано с тем, что сама волновая структура пленки выступает в роли естественного источника возмущений, что способствует дестабилизации потока и может инициировать переход к турбулентности при более низких числах Рейнольдса по сравнению с однофазным течением. Для анализа локальных характеристик течения проводилось численное моделирование. Результаты моделирования свидетельствуют о развитии вихревых течений как в газовом ядре потока, так и в жидкой пленке.

Развитие турбулентности при газоплёночном течении может приводить к уносу капель [46] от волновой межфазной границы. Несмотря на многолетнее и интенсивное изучение данной гидродинамической неустойчивости в крупномасштабных каналах, многие вопросы остаются открытыми. Подобные исследования, рассматривающие волновую структуру пленки жидкости в режиме с уносом и сам процесс уноса капель в мини- и микроканалах, на сегодняшний день практически отсутствуют в литературе.

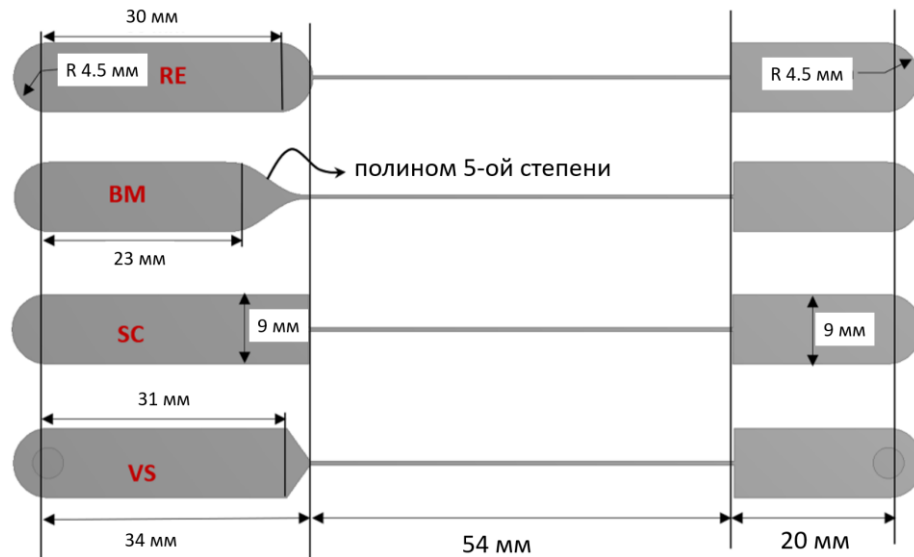


Рисунок 1.22 – Форма входного коллектора мини- и микроканалов [82]

1.3. Экспериментальное исследование волновой структуры пленки жидкости и уноса капель в крупномасштабных каналах

В данном исследовании особое внимание уделено волновой структуре пленки, а также неустойчивости, связанной с уносом капель. Следует отметить, что волновая структура пленки и процесс уноса капель остаются малоизученным в мини- и микроканалах, тогда как значительное число работ посвящено крупномасштабным каналам, характерный размер которых существенно превышает капиллярную постоянную жидкости. Обзоры кольцевого течения с уносом капель в крупномасштабных каналах приведены в работах [83–89], а экспериментальные методы исследования кольцевого течения, в частности измерения поля толщин плёнки, рассматриваются в работах [60,90–94].

1.3.1. Начало уноса и волны возмущения

Алексеев и др. [95–97] показали, что унос капель связан с волновой структурой пленки жидкости [95–97]. Известно, что структура волн изменяется при переходе от режима без уноса капель к режиму с уносом. Волновая структура без уноса включает быстро движущиеся, долгоживущие первичные волны и короткоживущие вторичные волны, формирующиеся на задних фронтах первичных волн (Рисунок 1.23) [95–97]. Вторичные волны двигаются медленнее первичных, отстают от них и поглощаются позади идущими волнами (Рисунок 1.23 б).

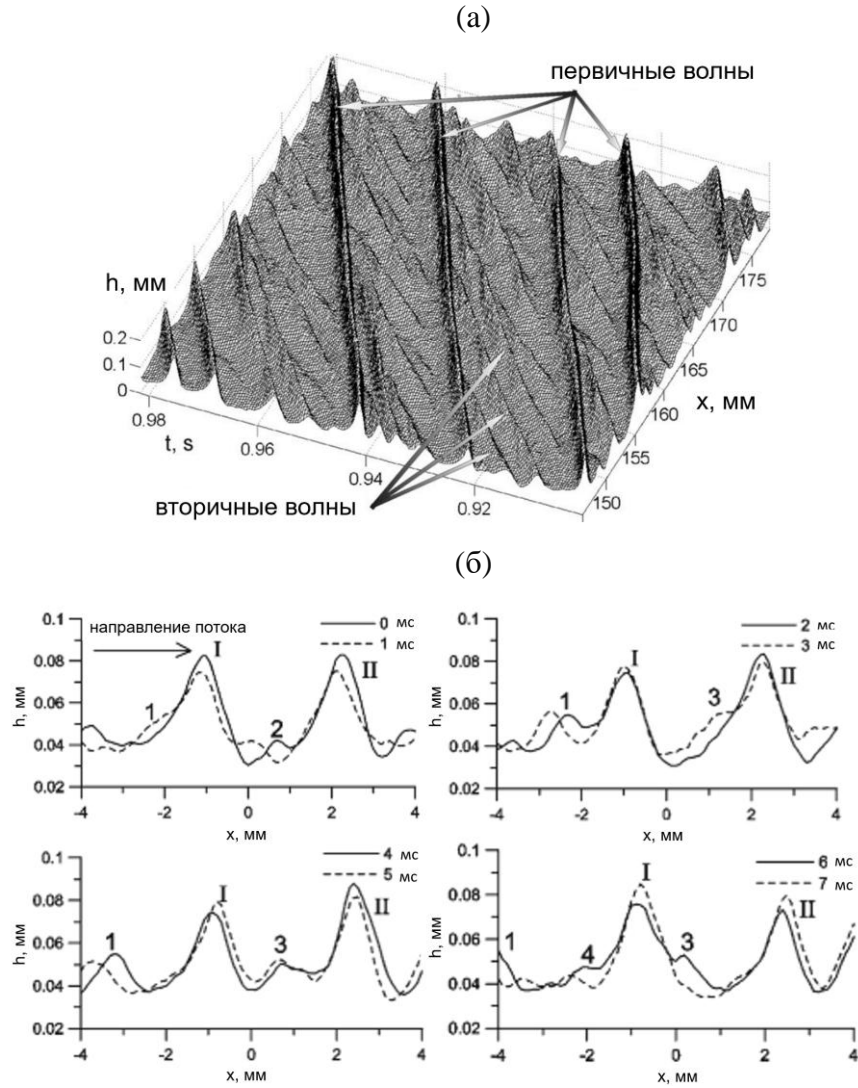


Рисунок 1.23 – Эволюция волн в режиме без уноса. (а) Пространственно-временное поле эволюции толщины плёнки в кольцевом течении без уноса каплей, $Re_{liq} = 40$, $U_{gas} = 27$ м/с, [96].
 (б) Профиль пленки, $Re_{liq} = 40$, $U_{gas} = 44$ м/с [95]

Переход к режиму с уносом в крупномасштабных каналах связан с формированием волн возмущения, возникновение которых, по-видимому, обусловлено изменением динамики первичных волн. По своей природе волны возмущения являются трехмерными, имеющими изогнутый подковообразный фронт и широкий диапазон поперечных размеров [98]. При этом существует критическое число Рейнольдса, при котором начинается унос каплей [83]. При числах Рейнольдса ниже этого значения унос не происходит независимо от скорости газового потока. Таким образом, при увеличении расхода жидкости амплитуда первичных волн возрастает, что, вероятно, приводит к возникновению вихря под гребнем волны [62] (Рисунок 1.24 а) [96]. Стоит отметить, что ни в одном экспериментальном исследовании достоверно не зафиксировано выраженное вихревое движение внутри волн возмущения, в то время как в теоретических исследованиях вихревое течение в относительно крупных волнах предсказывалось как в стекающих пленках жидкости, так и в пленках, увлекаемых газовым потоком [99–102].

Предполагается, что на заднем склоне волны возмущения формируется точка разделения, выше которой зарождаются волны быстрой ряби, а ниже волны медленной ряби (Рисунок 1.24 а), причем вихревое течение под гребнем волны в жидкости определяет положение данной точки [96]. При этом волны медленной ряби распространяются с меньшей скоростью по сравнению с волной возмущения и поглощаются позади идущими волнами (Рисунок 1.24 б). Напротив, волны быстрой ряби, зародившись в верхней части заднего склона, двигаются по волне возмущения, ускоряются и обгоняют ее (Рисунок 1.24 б, в). Черданцев и др. [103] установили для макроканалов, что именно данный тип волн, разрушаясь на переднем фронте волны возмущения, и является источником уноса капель в крупномасштабных каналах. При этом, можно отметить, что существование волн быстрой ряби является необходимым, но недостаточным условием начала уноса [104].

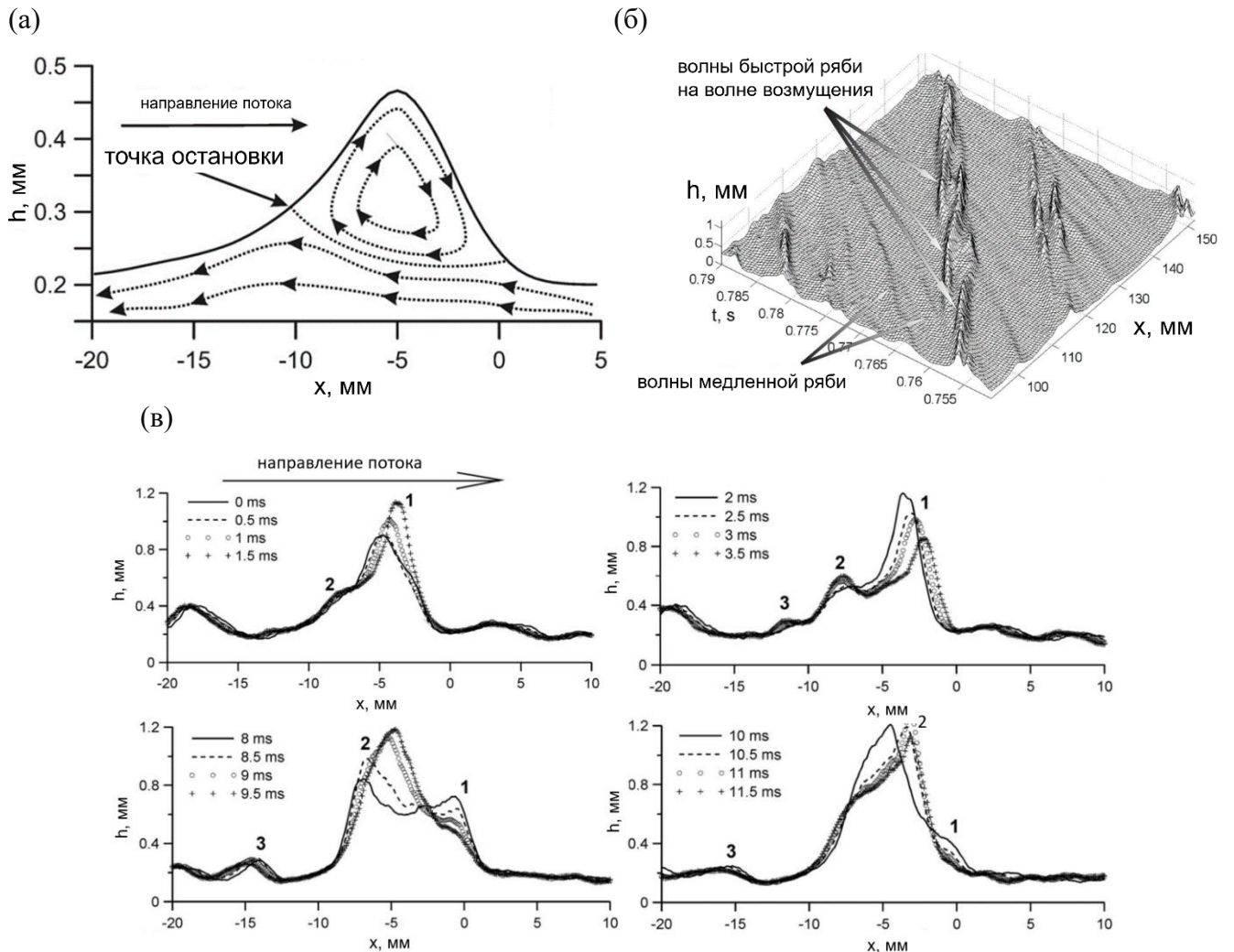


Рисунок 1.24 – (а) Области зарождения волн медленной и быстрой ряби на заднем склоне волны возмущения. Пунктирные линии показывают вероятные линии тока жидкости в системе отсчёта, движущейся вместе с волной [96]. (б) Пространственно-временное поле эволюции толщины плёнки в кольцевом течении в режиме с уносом капель, показывающее динамику волн быстрой ряби на волнах возмущения и медленной ряби на задних склонах волн возмущения и на остаточном слое, $Re_{liq} = 350$, $U_{gas} = 27$ м/с [96]. (в) Генерация и эволюция ряби в режиме с уносом, $Re_{liq} = 350$, $U_{gas} = 27$ м/с [96]

Известно, что граница между режимом течения без/с уносом в крупномасштабных каналах имеет гиперболическую форму в координатах Рейнольдса пленки и скорости газа. Черданцев и др. [105] проанализировали переход к волнам возмущения и уносу в вертикальной трубе с диаметром $D = 11,7$ мм в кольцевом потоке и определили две ветви перехода: вертикальную (при высоких скоростях газа и низких расходах жидкости) и горизонтальную (при низких скоростях газа и высоких расходах жидкости). Авторы [105] отмечают, что в общем случае для инициирования волны возмущения требуется сильное локализованное возмущение для формирования горба жидкости на поверхности пленки, а также достаточное количество жидкости выше вязкого подслоя для создания относительно крупного горба. Ниже вертикальной ветви первое условие выполняется, однако толщина пленки относительно небольшая и практически вся жидкость течет в вязком подслое. В свою очередь, ниже горизонтальной ветви средняя толщина пленки выше толщины вязкого подслоя, однако отсутствуют источники сильных возмущений для инициации формирования волн возмущения. В работе [98] также были предложены количественные критерии для обнаружения перехода от мелкомасштабных трехмерных волн к крупномасштабным волнам возмущения. Выделены следующие критерии: асимметрия распределения толщин; градиент скорости волны относительно скорости газа (в режиме мелкомасштабных волн их скорость почти не зависит от скорости газа. С появлением волн возмущений их скорость значительно возрастает с увеличением скорости газа); амплитуды спектра в промежуточном диапазоне частот (после перехода к волнам возмущения спектр на промежуточных частотах приобретает вид гладкой степенной зависимости с наклоном около $-4/5$).

1.3.2. Механизм формирования волн возмущения

Механизм формирования волн возмущения связан со слиянием высокочастотных возмущений вблизи области подвода жидкости в канал, что было показано Алексеенко и др. [104] для крупномасштабного канала. В области подвода жидкости, вероятно, из-за неустойчивости Кельвина-Гельмгольца происходит генерация высокочастотных волн, или, как их называют в литературе, начальных волн, которые имеют некоторый разброс по скоростям, и таким образом, сливаются, формируя крупномасштабные возмущения, способные генерировать волны медленной и быстрой ряби на своих задних склонах – волны возмущения (Рисунок 1.25). Более того, данный механизм волнообразования справедлив не только в окрестности подвода жидкости, но и вдали от него. Авторы [104] наблюдали слияние волн медленной ряби вдали от области подвода жидкости, что приводило к формированию так называемых эфемерных волн

(Рисунок 1.26), которые, как и волны возмущения, покрыты волнами быстрой ряби, и, по всей видимости, данные типы волн являются промежуточным, нестабильным возмущением, которое может эволюционировать в полноценную волну возмущения. Алексеенко и др. [104] отмечают, что эфемерные волны могут играть важную роль на больших расстояниях по потоку, где частота волн возмущения уменьшается. При относительно высоких расходах газа и при числе Рейнольдса жидкости близкому к критическому появляются волны, покрытые волнами быстрой ряби, формирующиеся в результате коалесценции первичных волн. При этом в подобных условиях в работе [104] уноса не наблюдалось. Таким образом, механизм формирования волн возмущений связан с коалесценцией коротковолновых возмущений.

Исследование механизма формирования волн возмущений в трехмерной постановке было проведено Исаенковым и др. [106]. Оказалось, что процесс генерации происходит в несколько стадий (Рисунок 1.27). На первом этапе начальные волны являются двумерными. Через некоторое расстояние от входа жидкости происходит распад начальных волн на трёхмерные волны с поперечным размером порядка нескольких миллиметров, которые распространяются с разными скоростями (второй этап). На третьем этапе коалесценция этих волн приводит к формированию крупных квазидвумерных волн возмущения. Авторы [106] сравнили экспериментально полученные характеристики волн вблизи входа с результатами анализа линейной устойчивости. Теория устойчивости в несколько раз завышает частоту и фазовую скорость начальных волн, при этом расхождение увеличивается с увеличением скоростей газа и жидкости [106].

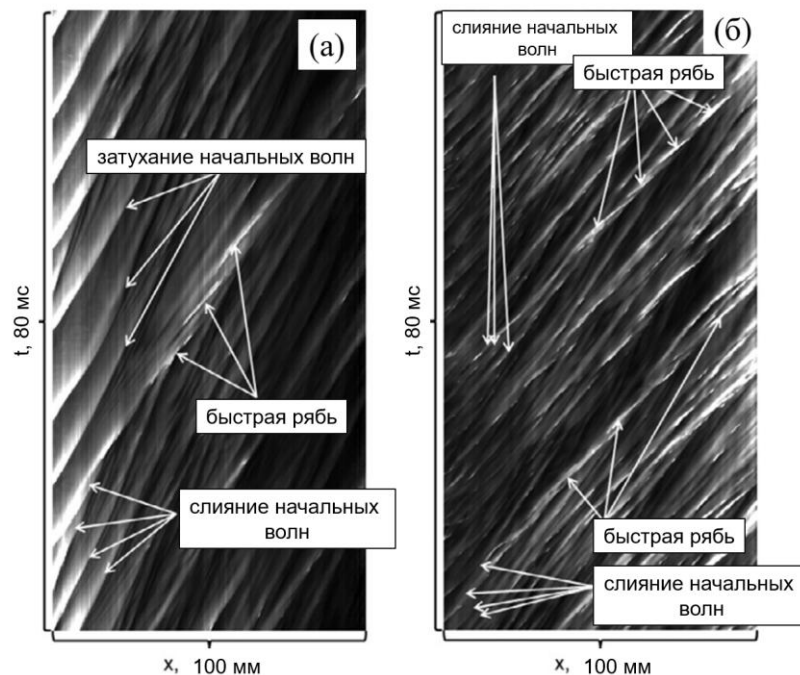


Рисунок 1.25 – Пространственно-временное поле толщин плёнки вблизи входа жидкости. (а) $Re_{liq} = 220$, $U_{gas} = 22$ м/с, (б) $Re_{gas} = 400$, $U_{gas} = 29$ м/с [104]

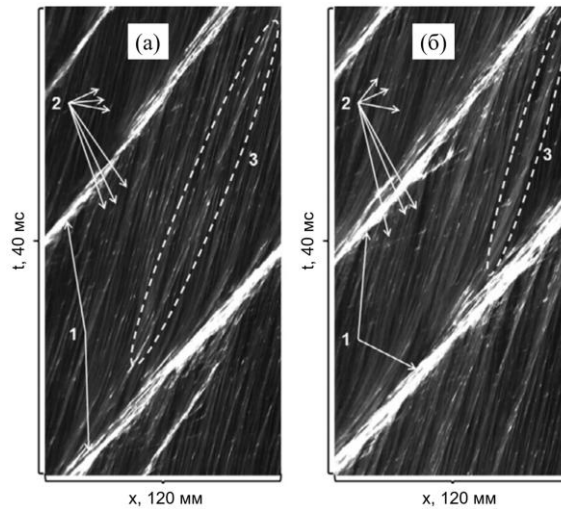


Рисунок 1.26 – Формирование эфемерных волн на задних склонах волн возмущения. (1) Волны возмущения; (2) медленная рябь; (3) эфемерная волна. (а) $Re_{liq} = 142$, $U_{gas} = 58$ м/с, (б) $Re_{liq} = 220$, $U_{gas} = 52$ м/с. Расстояние от входа жидкости 500–620 мм [104]

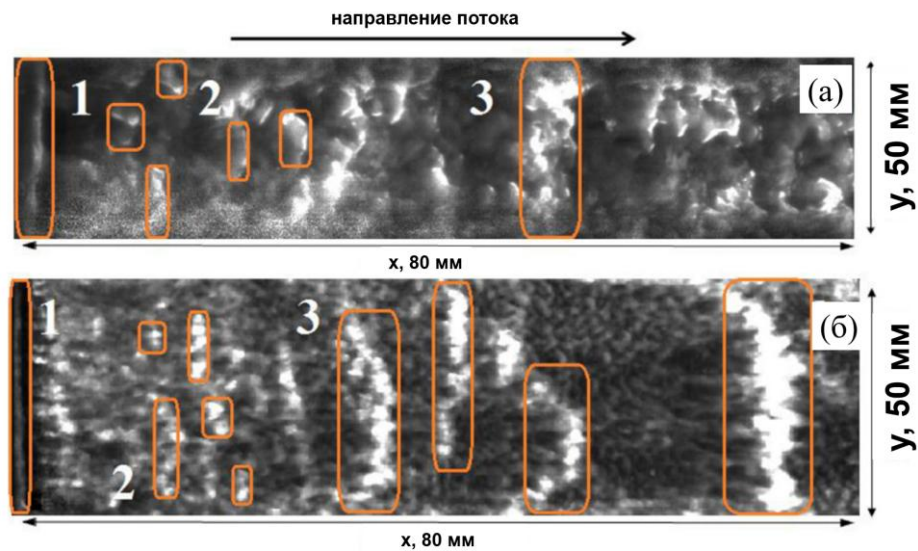


Рисунок 1.27 – Трехмерное изображение поверхности пленки. $Re_{liq} = 220$, $U_{gas} = 43$ м/с. (а) Цилиндрический канал, (б) Прямоугольный канал. Цифрами указаны этапы формирования волн возмущений [106]

1.3.3. Локальные характеристики волн возмущений в крупномасштабных каналах

Эволюция пленки жидкости, а также волн возмущения при их азимутальном распространении по стенкам горизонтально ориентированной трубы диаметром 20 мм проанализированы Здорниковым и др. [107]. Показано, что при азимутальном угле, равном нулю (дно трубы), развитие течения не отличается от вертикальных труб. При это при значении угла $\pi/2$ формирование новых волн возмущений не происходит. Однако волны возмущения, сформировавшиеся на дне трубы распространяются по окружности под действием вторичных течений, при этом их амплитуда имеет выраженную асимметрию относительно азимутального

угла. При относительно низких расходах жидкости авторы [107] получили, что структура пленки жидкости относительно боковых стенок состоит из четырех областей, как показано на Рисунке 1.28. В нижней части трубы волны возмущения устойчивы и под действием вторичных течений распространяются по окружности трубы, однако достигая области В (Рисунок 1.28) устойчивость края волны возмущения теряется и наблюдается затухание и исчезновение данных волн. Далее по окружности в регионе С (Рисунок 1.28) существует только рябь, а область D (Рисунок 1.28) остается несмоченной. С увеличением расхода жидкости остается только область А. Здорников и др. [107] подчеркивают, что процессы, связанные с уносом капель и касанием волн верхней стенки, могут способствовать переносу жидкости вверх и, соответственно, формированию кольцевого течения, но при этом они не способны поддерживать кольцевое течение без сильных вторичных течений.

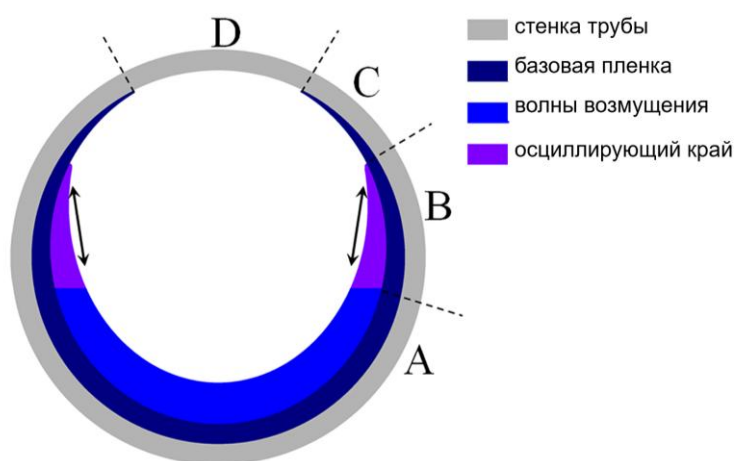


Рисунок 1.28 – Структура течения в горизонтальной трубе при относительно низких расходах жидкости [107]. А – область, в которой волны возмущения устойчивы; В – область осцилляций края волны возмущения; С – область, в которой базовая пленка покрыта рябью; D – несмоченная область [107]

Влияние свойств жидкости на переход к кольцевому режиму в горизонтальной трубе с диаметром 20 мм проанализировано Здорниковым и др. [108]. Показано, что при относительно высоких скоростях газовой фазы снижение поверхностного натяжения, а также увеличение вязкости облегчают подъем пленки жидкости по стенкам трубы и, соответственно, переход к кольцевому течению. Кроме того, авторы [108] получили, что формирование кольцевого течения может происходить в отсутствие волн возмущения. При относительно высоких скоростях газа уменьшение поверхностного натяжения приводит к увеличению толщины пленки и ее неоднородности, а частота волн возмущения и их скорости снижаются [108]. Авторы [108] подчеркивают, что демонстрация такого поведения схожа с эффектом увеличенной вязкости, что Здорников и др. объясняют эффектом массового захвата пузырьков жидкой пленкой при низком поверхностном натяжении.

Исследование влияния боковых стенок на локальные характеристики пленки в прямоугольном канале (высотой 26 мм и шириной 166 мм) проведено Черданцевым [98]. Показано, что увеличение средней толщины плёнки у стенок в исследуемом диапазоне параметров связано не с капиллярными эффектами, а с изменением свойств волн возмущений. Вблизи стенок амплитуда волн возмущений увеличивается. Кроме того, из-за искривления фронта увеличивается продольная длина.

Эволюцию волн возмущения в нисходящем кольцевом потоке в трубе с диаметром 11,7 мм проанализировали Черданцев и др. [109]. Авторы установили, что стабилизация базовой пленки и продольного размера волн возмущений происходит на расстоянии 150–200 мм от области подвода жидкости, при этом скорость волн возмущений сначала возрастает до области стабилизации, а затем ускорение снижается. Амплитуда волн растет пропорционально квадратному корню из расстояния во всей области наблюдения. В свою очередь, частота волн возмущений экспоненциально уменьшается из-за коалесценции волн. С другой стороны, коалесценция практически не влияет на скорость волны возмущения, амплитуду и продольный размер [109].

Vasques и др. [110] исследовали влияние ориентации течения (восходящий и нисходящий поток) в трубе диаметром 11,7 мм на локальные характеристики двухфазного течения. Показано, что ориентация слабо влияет на среднюю толщину пленки, скорость волн возмущения в исследованном диапазоне скоростей (22–57 м/с). В то же время толщина базовой пленки возрастает на 10 - 30 % в восходящем потоке, что авторы [110] связывают с уменьшением межфазного касательного напряжения на поверхности базовой пленки из-за перекрытия волнами возмущения части потока, и соответственно снижению скорости за фронтом волн.

Исследование возможности управления волнами возмущения в нисходящем кольцевом потоке путем наложения пульсаций расхода жидкости на входе было проведено Черданцевым и др. [111]. Авторы показали, что наложенные пульсации могут сделать поток регулярным (включая амплитуду и продольный размер) и практически исключить слияние волн на больших расстояниях (до 90 диаметров трубы), а диапазон восприимчивости определяется частотой волн возмущения вдали от входа, а не расходами фаз. Однако возможность управления ограничена относительно высокими скоростями фаз, что авторы связывают с турбулизацией потока.

Исследование временной и пространственной структуры интерфейса жидкость-газ при кольцевом восходящем течении в вертикальной и наклонной трубе диаметром 24 мм проведено Fershtman и др. [112]. Авторы классифицировали два типа волн на поверхности раздела, включая волны ряби, волны возмущения и зарегистрировали подкласс волн возмущения - аномальные волны ("Rogue Waves"). Критерием определения аномальной волны являлось отношение высоты волны к среднеквадратичному уровню возмущений. Fershtman и др. [112] получили, что в

наклонных трубах гравитация вызывает асимметрию потока (наиболее толстая плёнка формируется на нижней стороне трубы). На нижней стенке волны обладают большей амплитудой, но распространяются медленнее по сравнению с менее выраженными волнами в верхней части трубы. С ростом угла наклона частота волн по всему сечению трубы увеличивается.

Исследование полей скорости в жидкости в кольцевом нисходящем течении в трубе проведено Zadrazil и др. [113]. Внутри крупных волн при $h_w/h_{bf} > 2,5-3$, h_w – высота волны h_{bf} – толщина базовой пленки, было обнаружено несколько зон рециркуляции (вихрей), как показано на Рисунке 1.29. Авторы полагают, что данные вихри могут играть важную роль в механизмах уноса, а также в переносе массы и импульса от области вблизи стенки к интерфейсу газ-жидкость.

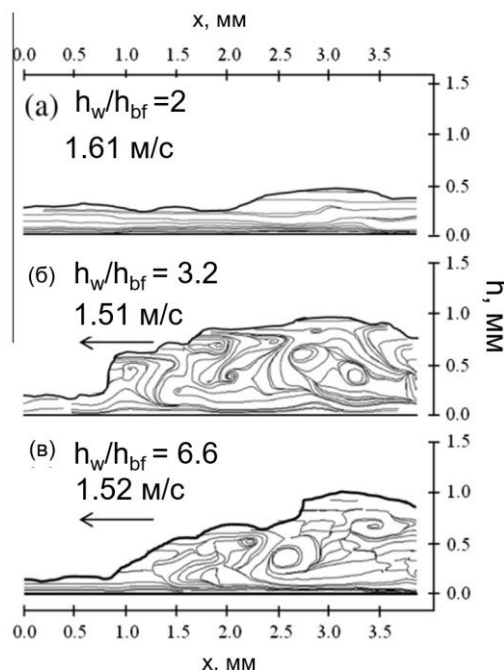


Рисунок 1.29 – Мгновенные линии тока для волн в стекающих плёнках ($Re_g = 0$), показывающие зоны рециркуляции внутри волн. (а) $Re_{liq} = 919$, (б) $Re_{liq} = 1226$, (в) $Re_{liq} = 1532$, [113]

1.3.4. Механизмы уноса капель и характеристики капель

Как отмечалось ранее унос капель в крупномасштабных каналах связан с формированием и эволюцией волн быстрой ряби на волне возмущения [103]. Черданцев и др. [103] выделили три механизма уноса в горизонтальном прямоугольном канале, включая разрыв сумки (“bag break-up”) и разрыв лигамента (“ligament break-up”) быстрой ряби, а также вторичный унос из-за ударов капель о поверхность пленки. В случае механизма “bag break-up” на гребне волны возмущения образуется жидкая дуга (“сумка”), которая под действием газового потока выдвигается вперёд, расширяется и в итоге разрывается на множество мелких капель (Рисунок 1.30), причем этот процесс может быть инициирован как естественным развитием ряби, так и ударом уже унесённой

капли о задний склон волны. Механизм уноса “ligament break-up” связан с формированием струйки жидкости (лигамента), формирующейся на стыке двух соседних волн быстрой ряби на гребне волны возмущения. Под действием газового потока лигамент вытягивается в направлении течения и разрывается на капли, размер которых обычно больше, чем при механизме “bag break-up” (Рисунок 1.31). Вторичный унос из-за ударов капель о поверхность пленки – это механизм, косвенно связанный с волновой структурой. Он не предполагает прямого разрушения быстрой ряби газовым потоком. Вместо этого его источником служат уже унесенные первичные капли, которые могут осаждаться обратно в пленку жидкости. При ударе капли вызывают локальное разбрызгивание, что приводит к образованию вторичных капель, часть которых вновь захватывается газовым потоком.

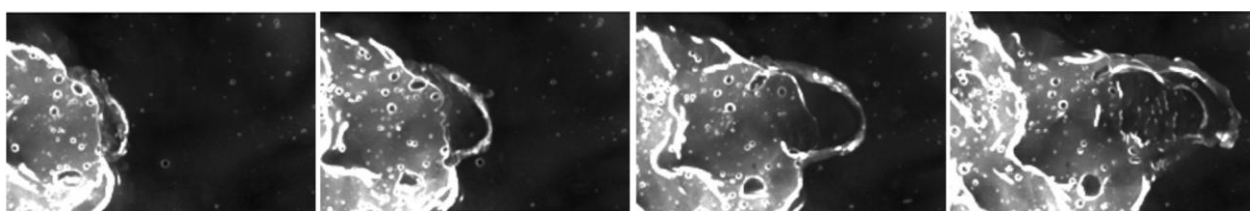


Рисунок 1.30 – Механизм уноса в крупномасштабных каналах – разрыв сумки (“bag break-up”) [103]

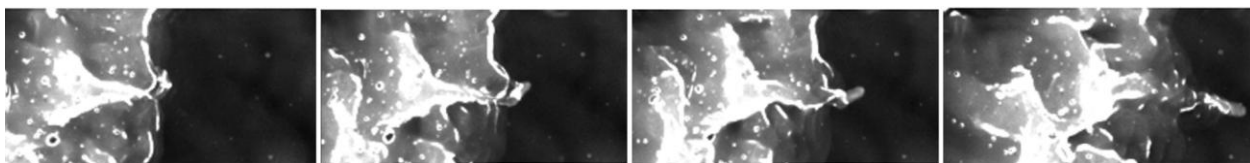


Рисунок 1.31 – Механизм уноса в крупномасштабных каналах – разрыв лигамента (“ligament break-up”) [103]

Zhang и др. [114] исследовали механизмы уноса капель, а также характеристики капель в вертикальном кольцевом и дисперсно-кольцевом потоке в трубе с диаметром 50 мм. Авторы показали, что в кольцевом и дисперсно-кольцевом потоке существует пять видов механизмов уноса капель, включая подрезание волн (“shearing-off of waves”, Рисунок 1.32), разрыв сумки (“bag break-up”), разрыв лигамента (“ligament break-up”), удар капли о жидкую пленку и разрыв пузырей (“burst of bubbles”, Рисунок 1.32). При переходе от дисперсно-кольцевого режима к кольцевому доминирующий механизм уноса капель меняется с подрезания волн на разрыв лигамента. Что касается характеристик уносимых капель, Zhang и др. [114] установили, что определяющим фактором, влияющим на размер капель, является среднерасходная скорость газа, с ростом которой размер капель уменьшается, при этом влияние скорости жидкости несущественно. Распределение капель по размерам является бимодальным в дисперсно-кольцевом потоке. Самые крупные капли в основном осаждаются (причем в целом процесс осаждения более интенсивный в сравнении с кольцевым течением) мелкие подвергаются дроблению и коалесценции. При кольцевом течении распределение капель по размерам более

непрерывное и однородное, капли имеют более высокую сферичность и большую начальную скорость по сравнению с дисперсно-кольцевым течением.

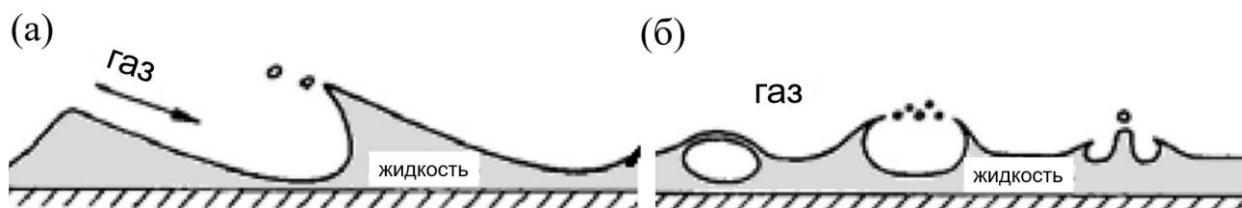


Рисунок 1.32 – (а) Механизм уноса капель – подрезание волн (“shearing-off of waves”). (б) Механизм уноса капель – разрыв пузырьков (“burst of bubbles”) [84]

Zhang и др. [115] исследовали радиальную эволюцию унесенных капель в кольцевом вертикальном потоке в трубе. Показано, что объёмный расход капель растёт от интерфейса к центру трубы, при этом количество капель снижается, что авторы объясняют увеличением вероятности коалесценции ближе к центру. Авторы отмечают, что в газовом ядре эффект коалесценции преобладает над эффектом дробления. Более того, небольшое количество крупных капель в основном определяет общий импульс капель в потоке. Влияние вязкости жидкости на размер уносимых капель при кольцевом вертикальном течении в трубе исследовали Wang и др. [116] и показали, что с ростом вязкости размер капель увеличивается, а их количество падает, что объясняется устойчивостью пленки с более высокой вязкостью к сдвиговым напряжениям, снижению вероятности дробления и коалесценции.

1.4. Теоретические и численные исследования волновой структуры пленки и уноса капель от волновой межфазной границы

1.4.1. Теоретическое исследование волн при газоплёночном течении

Теоретическое и численное моделирование волновой структуры пленки жидкости в условиях как с уносом, так и без него представляет собой комплексную и нетривиальную задачу, требующую учета множества взаимосвязанных физических процессов. Создание адекватных моделей сопряжено с необходимостью одновременно описывать турбулентный перенос в жидкой и газовой фазах, а также эволюцию сложной деформируемой границы раздела, где зарождаются и взаимодействуют волны различного масштаба. При относительно высоких скоростях фаз одним из ключевых усложняющих факторов выступает необходимость корректного описания механизмов уноса и осаждения капель, которые являются прямым следствием динамики границы и, в свою очередь, влияют на баланс массы и импульса в системе.

Обзор работ, рассматривающих теоретическое моделирование гидродинамики и теплопереноса в волновых пленках жидкости, представлен в работе [117].

Теоретический анализ позволяет выявить физическую природу возникающих неустойчивостей и оценить влияние ключевых параметров, что подробно рассмотрено в разделе 1.2.1. Кроме того, теоретические подходы обеспечивают расчёт интегральных характеристик течения, что имеет важное прикладное значение для проектирования плёночных теплообменных аппаратов и систем охлаждения. Интегральная модель для расчёта толщины и эволюции расхода жидкости в турбулентно-волновой пленке, движущейся под действием силы тяжести и касательного напряжения трения газового потока, была построена Гешевым [118,119]. Уравнения разработанной модели обобщают прежние интегральные модели Алексеенко и др. [2] и Шкадова [120].

Еще одним направлением теоретического подхода в рамках рассматриваемой задачи является исследование эволюции возмущений в пленке. Цвелодуб и Архипов [121] представили асимптотический подход к моделированию длинных нелинейных волн на горизонтальной жидкой пленке, увлекаемой турбулентным потоком газа. Авторы вывели интегро-дифференциальное эволюционное уравнение для возмущения толщины пленки, которое является обобщением уравнения Курамото - Сивашинского и включает интегральный член, учитывающий неустойчивость линейных возмущений через пульсации касательного напряжения на интерфейсе жидкость-газ. Авторы показали, что в зависимости от волнового числа возмущения эволюционируют либо в стационарные периодические волны (от почти синусоидальных до сильно несинусоидальных), либо претерпевают нелинейный переход к модам с большим волновым числом. Подобный подход был использован Цвелодубом и др. в работе [122], в которой рассматривалась задача о совместном течении турбулентного потока газа и вертикально стекающей волновой пленки жидкости. Авторы использовали осредненные по Рейнольдсу уравнения (RANS) и гипотезу Буссинеска для определения компонент тензора напряжений Рейнольдса для расчета напряжений газа на межфазной границе. Как и в работе [121], для случая малых чисел Рейнольдса жидкости задача сводилась к нелинейному интегро-дифференциальному уравнению на отклонение толщины слоя от невозмущенного уровня. Авторы исследовали эволюцию периодических возмущений и представили несколько характерных сценариев их развития, включая анализ ветвления волновых режимов. В литературе также можно найти модели, рассматривающие эволюцию трехмерных возмущений в стекающих пленках, в частности, Актершев и Алексеенко [123] представили модель для трёхмерных волн в стекающей плёнке, учитывающую касательное напряжение на поверхности. Авторы модифицировали классическую модель Шкадова [120], отказавшись от гипотезы об автомодельном профиле скорости. Вместо этого профиль скорости раскладывается в ряд по

ортогональным гармоникам. Модель корректно описывает линейную устойчивость и предсказывает сложные неавтономные профили скорости, включая зоны возвратного течения в минимумах пленки. На ее основе также продемонстрирована эволюция трёхмерных локализованных симметричных возмущений в подковообразные волны (Рисунок 1.33).

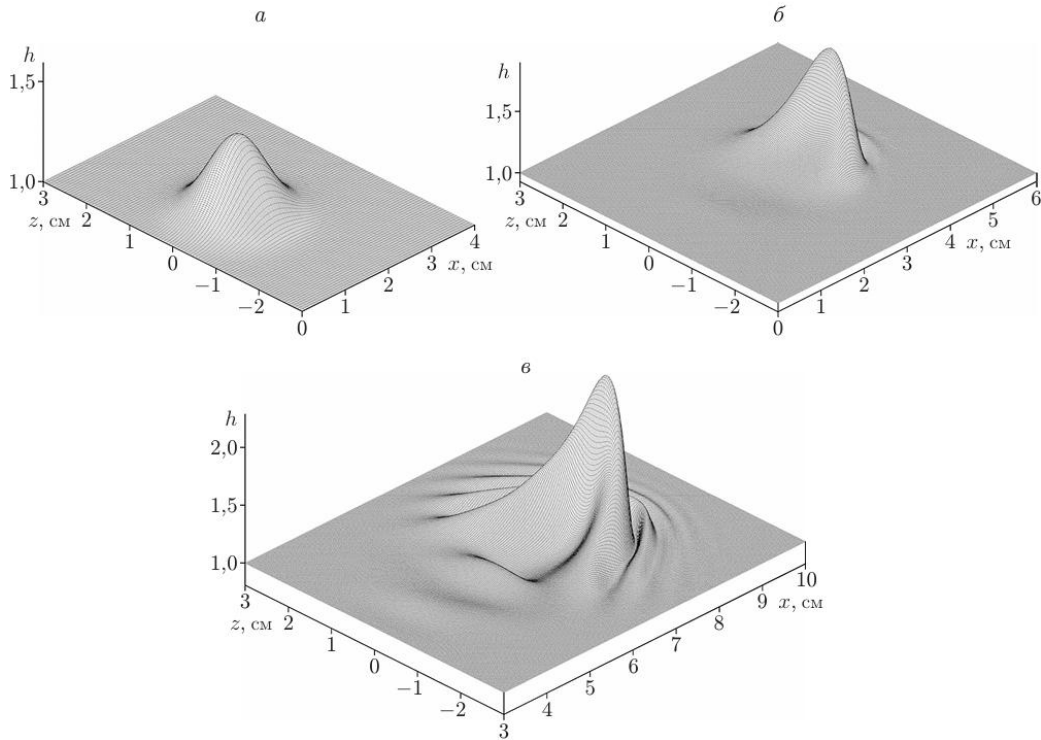


Рисунок 1.33 – Эволюция локализованного трёхмерного возмущения в различные моменты времени. а $-t=0$, б $-t=0.75$, в $-t=1.75$ [123]

На сегодняшний день отсутствуют теоретические модели, способные адекватно описать волновую структуру плёнки в режиме с уносом капель. Одна из ключевых сложностей заключается в расчёте механизмов уноса. Большинство аналитических моделей предполагают непрерывность межфазной границы и используют условия, не допускающие разрывов поверхности. В рамках теоретических подходов на сегодняшний день существует модель первичных и зарождающихся на их задних склонах вторичных волн, которые возникают в режиме без уноса капель. Подобная модель представлена Вожаковым и др. [124,125]. Авторы решали задачу в несколько этапов, включающих расчет нормальных и тангенциальных напряжений на границе раздела фаз с использованием различных подходов, таких как перенос граничных условий на невозмущенный уровень (“МТВС”), что приводит к уравнению Орра-Зоммерфельда, а также модель Benjamin [126]. Второй этап включал моделирование течения пленки. Авторы использовали несколько моделей пленочного течения, включая нелинейную модель Шкадова [120], разработанную для стекающих пленок жидкости и расширенную для случая пленки, увлекаемой турбулентным газовым потоком, Алексеенко и Накоряковым [127].

Кроме того, использовалась “модель второго порядка”, учитывающая диссипативные эффекты второго порядка малости, полученная путем модификации подхода Шкадова [120]. Вожаков и др. [124] проанализировали результаты моделей с экспериментальными данными Алексеенко и др. [128] и установили, что модель Шкадова [120] описывает неверный механизм образования вторичных волн, которые возникали из-за сильного капиллярного предвестника первичной волны, в то время как в эксперименте при высоких скоростях газа предвестник подавлен, а первичные волны стабильны. “Модель второго порядка” с моделью Benjamin [126] показывает слишком частый распад и ускорение первичных волн, что мешает генерации вторичных. Наилучший результат показала “Модель второго порядка” с “МТВС”, в которой вторичные волны генерировались на заднем склоне первичных волн, что качественно согласуется с экспериментом. Однако количественное отличие остается значительным. Таким образом, даже теоретическое моделирование волновой структуры без уноса капель представляет серьёзные трудности для современных исследователей.

В научной литературе представлены отдельные теоретические исследования, в которых анализируется влияние ключевых параметров течения, таких как высота канала, физические свойства рабочих жидкостей, а также взаимная ориентация газового и жидкостного потоков (сопутствующее или противоточное течение). Одними из таких работ являются исследования Франка [129,130]. В частности, в работе [130] исследовалось влияние высоты канала на характеристики волн в жидкой пленке, увлекаемой потоком газа, однако в ламинарных условиях. Франком было установлено, что безразмерное соотношение сторон канала (H/h , где H – высота канала, h – толщина пленки) оказывает существенное влияние на волновые характеристики. Уменьшение этого соотношения (переход к каналу меньшей высоты) приводит к подавлению амплитуды волн, но при этом увеличивает их фазовую скорость. Исследование автомодельности профилей скорости выявило, что в широком канале ($H/h = 10$) сдвиговые волны, подобно гравитационным, сохраняют автомодельность вплоть до достижения значительных амплитуд. Однако в узком канале ($H/h = 3$) автомодельность профилей скорости нарушается существенно раньше, что связано с более ранним возникновением возвратных течений. Другим теоретическим исследованием, рассматривающим течение пленки, увлекаемой газом в стесненных условиях (полуширина составляет ~ 200 толщин пограничного слоя), является работа Цвелодуба [131], в которой эволюция волн рассматривалась при противоточном турбулентном газовом потоке. Цвелодуб установил, что в отличие от широких каналов, влияние противоположной стенки на профиль скорости и возмущения напряжений газа является существенным, что учитывалось при расчете напряжений сдвига. Установлено, что в зависимости от волнового числа начальных возмущений реализуются различные сценарии: от установления стационарных бегущих волн (вблизи нейтральной кривой) до сложных осциллирующих режимов и множественности

решений в длинноволновой части спектра неустойчивости, что обусловлено в том числе стесненным характером течения газа. Другим теоретическим исследованием гидродинамических неустойчивостей на стекающей пленке жидкости, подвергающейся воздействию встречного газового потока в стесненных условиях (высота канала сопоставима с толщиной пленки), является исследование Lavalle и др. [132]. Важным результатом данной работы является описание “катастрофической” неустойчивости, возникающей при относительно высоких скоростях газа ($Re_g \sim 160$). “Катастрофическая” неустойчивость вызывает захлебывание через смену направления движения волны и остановку жидкости. При более низких скоростях Lavalle и др. получили осцилляторную неустойчивость, при которой создавалась высокочастотная периодическая (во времени и пространстве) модуляция высоты волны. Авторы [132] установили, что эта самоподдерживающаяся осцилляция совместно с выраженным вихревым течением в жидкости усиливает конвективный перенос внутри жидкой пленки и, таким образом, представляет собой привлекательный механизм управления для усиления межфазного тепло- и массопереноса. Авторы также заметили, что с увеличением расхода газа один выраженный вихрь внутри солитона дробится на несколько вихрей, а фронт волны сплющивается и вытягивается, что показано на Рисунке 1.34. Подобное формирование вихря внутри волны при противоточном течении пленки и турбулентного потока газа было теоретически получено Трифоновым [133,134]. Трифонов показал, что непосредственно перед захлебыванием волны перестраиваются, отрицательные скорости жидкости возникают в окрестности максимума толщины пленки, и формируется внутренний вихрь [133]. Еще одним исследованием, рассматривающим течение пленки со спутным газом в стесненных условиях, но в ламинарном режиме, является работа Dietze и Ruyer-Quil [135]. Расчеты в работе [135] проводились для канала высотой около 1,5 мм. Для горизонтального течения (вода–воздух) установлено, что межфазное касательное напряжение пренебрежимо мало при рассматриваемом диапазоне скоростей фаз (скорость газа не превышала нескольких метров в секунду, число Рейнольдса жидкости не превышало 6), а генерация волн обусловлена вариациями давления в газе (неустойчивость Y_{ih} [48]). Авторы обнаружили вихрь отрыва, пронизывающий межфазную границу в области капиллярного предвестника и существующий одновременно в жидкости и газе (Рисунок 1.35), а также тонкий вихревой слой в газе, который сдавливается гребнями волн и капиллярными волнами, распадаясь на серию вытянутых вихрей в системе координат волны. Для вертикального течения также был получен ряд результатов. При относительно небольшой скорости спутного газа прохождение волн вызывало отрыв газового потока от противоположной стенки с образованием крупного вихря (Рисунок 1.36). При спутном потоке газа и вертикальном течении Dietze и Ruyer-Quil наблюдали большие циркуляционные зоны между гребнями волн у обеих стенок, которые с уменьшением скорости газа смыкаются (Рисунок 1.37), создавая

меандрирующее течение с большими длинами перемешивания (Рисунок 1.37). В системе координат, связанной с волной, авторы [135] обнаружили двойной вихрь, состоящий из жидкостного вихря внутри гребня и встречно вращающегося газового вихря, соединенных общими точками торможения (Рисунок 1.38).

Таким образом, и при ламинарном течении газового потока в стесненных условиях, и в условиях турбулентности, теоретический подход воспроизводит сложную структуру вихревых течений, как в газовой фазе, так и в жидкой фазе внутри самих волн. Продолжением вышеописанных исследований как в условиях стесненности, так и турбулентности выступает данная диссертационная работа. Влияние вихрей на формирование волн и неустойчивость, сопровождающуюся уносом капель, будет подробно рассмотрено в главе, посвященной результатам.

Что касается исследований волн в стесненных условиях, в литературе имеется несколько работ, рассматривающих волны в микроканалах. В частности, Вожаков и Роньшин [136] экспериментально и теоретически исследовали регулярные волны при стратифицированном течении в плоском микроканале высотой 164 мкм. Проведенный линейный анализ устойчивости стратифицированного течения показал, что расчетная длина волны максимального роста совпадает с экспериментальными данными со средним отклонением 5%. Результаты данной работы демонстрируют, что в отдельных случаях с помощью линейной теории удаётся получить достаточно точное описание сложных волновых процессов.

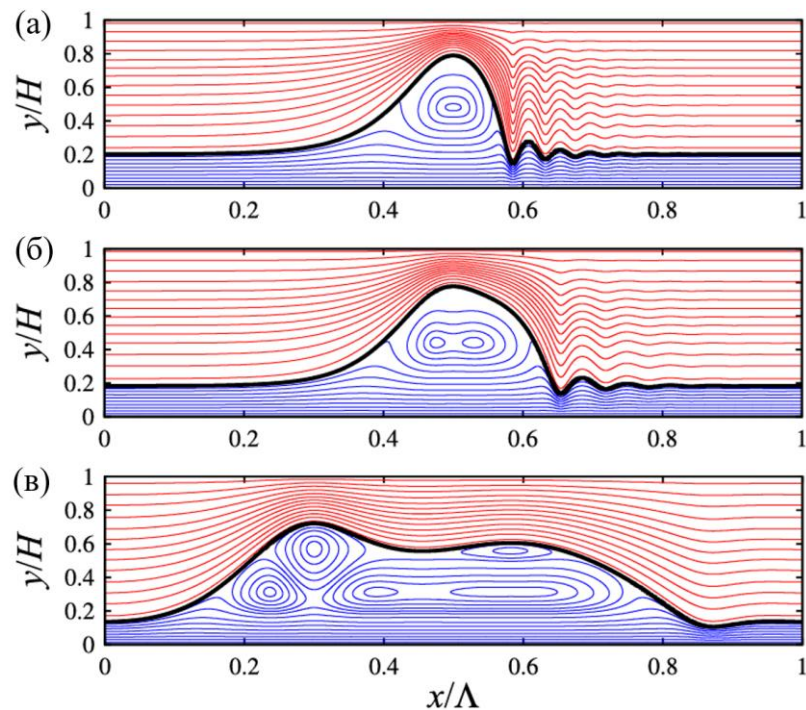


Рисунок 1.34 – Линии тока в системе отсчета волны. Толстые линии представляют поверхность пленки, синие линии тока - жидкость, красные - газ. Жидкость - 83% водный раствор диметилсульфоксида. $Re_l=15$, Λ – размер области в модели. (а) $Re_{gas} = 1$, (б) $Re_{gas} = 16$, (в) $Re_{gas} = 80$, [132]

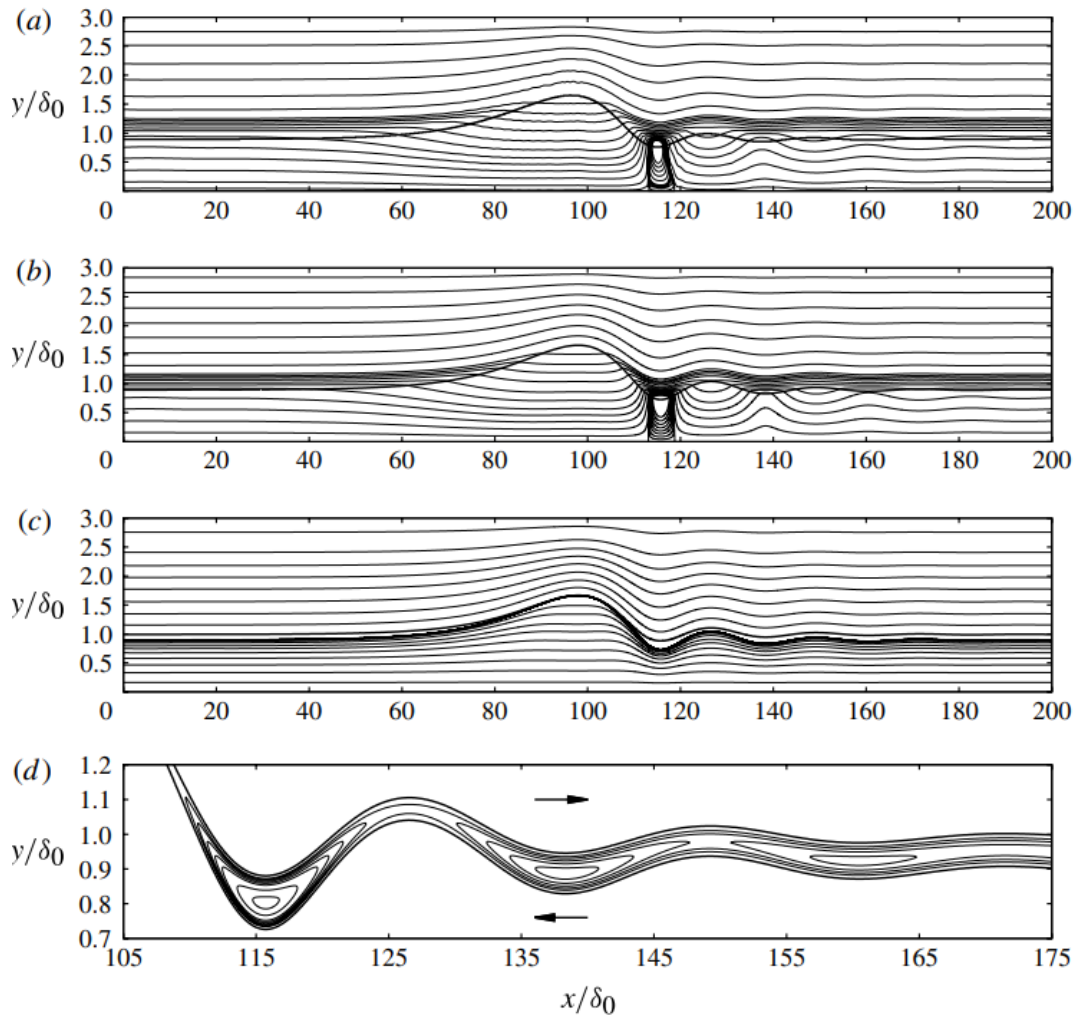


Рисунок 1.35 – Функция тока в различных системах координат при течении пленки со спутным потоком газа в горизонтальном канале. а) DNS, система координат, связанная со стенкой. б) Модель Dietze и Ruyter-Quil [135], система координат, связанная со стенкой. в) Модель Dietze и Ruyter-Quil [135], система координат, связанная с волной. д) Межфазный вихревой слой (увеличение относительно (с)) $Re_{liq} = 5,8$, $Re_{gas} = 29,7$, [135]

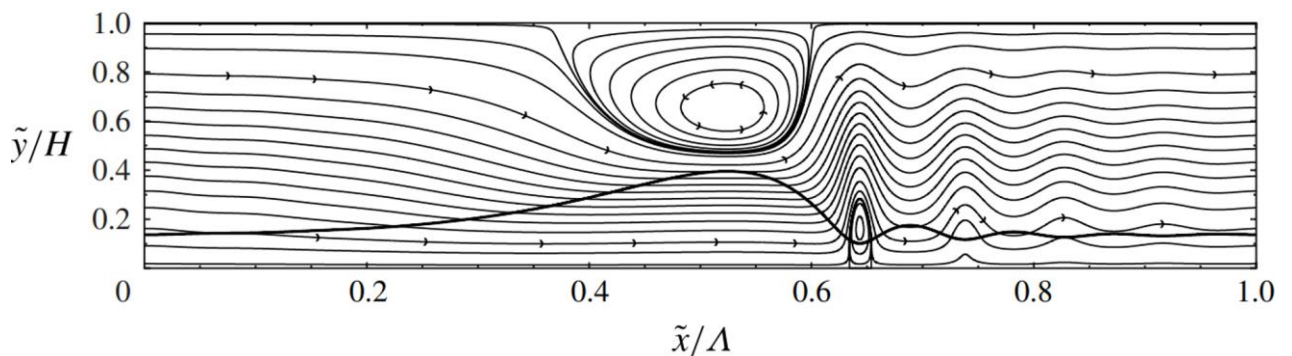


Рисунок 1.36 – Формирование крупного вихря в газовой фазе при течении пленки жидкости, увлекаемой газовым потоком в вертикальном канале. Темными линиями показаны функции тока при различной скорости газа в системе отчета, связанной со стенкой. Жирной линией показана межфазная граница. $U_{gas} = 0,09$ м/с, $Re_{liq} = 15$, $H = 1,5$ мм (течение в вертикально ориентированном канале со спутным потоком газа), [135]

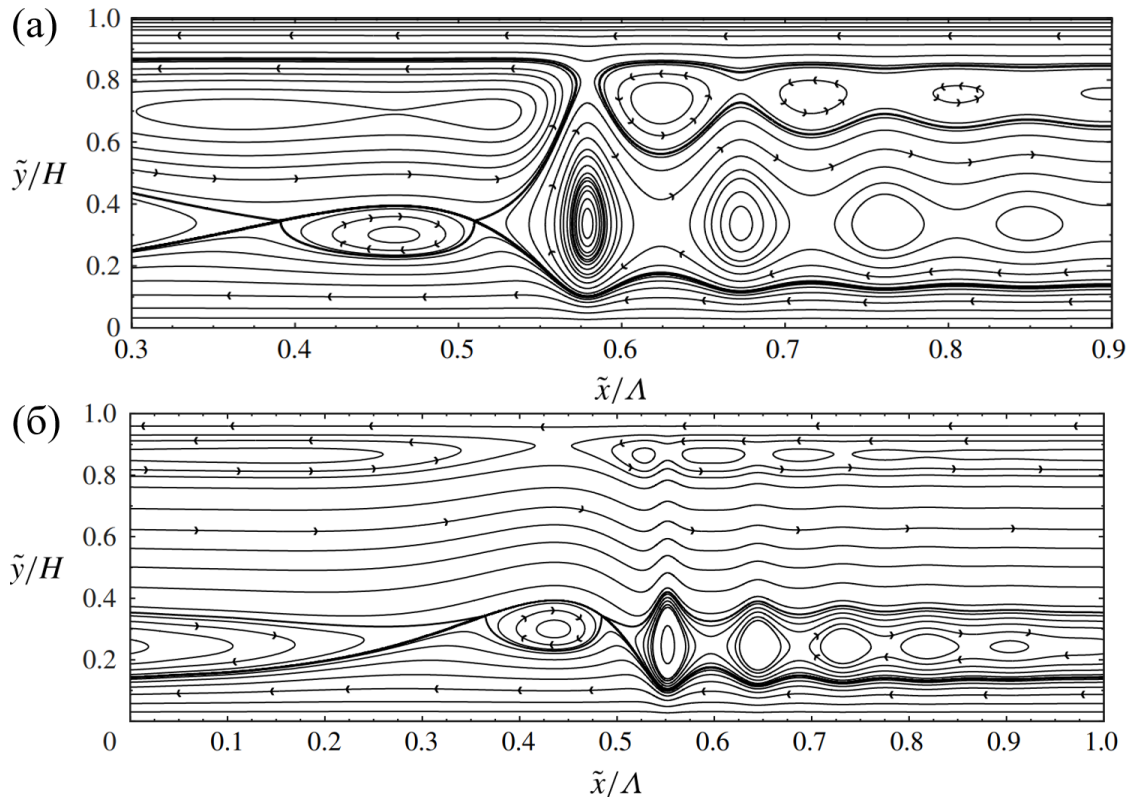


Рисунок 1.37 – Формирование больших циркуляционных зон между гребнями волн у обеих стенок при течении пленки со спутным потоком газа в вертикальном канале. Темными линиями показаны функции тока при различной скорости газа в системе отчета, связанной со стенкой.

Жирной линией показана межфазная граница. $Re_{liq} = 15$, $H = 1,5$ мм. а) $U_{gas} = 0,24$ м/с.

б) $U_g = 0,38$ м/с, [135]

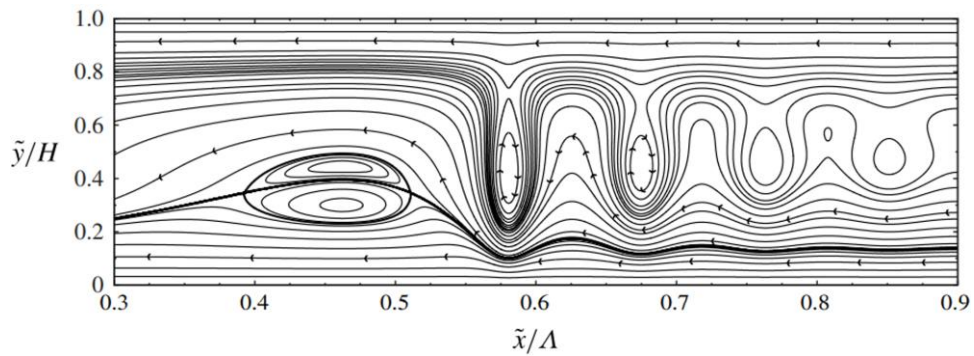


Рисунок 1.38 – Формирование двойного вихря в системе отчета, связанной с волной при течении пленки со спутным потоком газа в вертикальном канале. Темными линиями показаны функции. Жирной темной линией показана межфазная граница. $Re_l = 15$, $H = 1,5$ мм. а) $U_g = 0,24$ м/с. б) $U_g = 0,38$ м/с, [135]

1.4.2. Теоретические исследования двухфазных течений с уносом капель

Теоретическое моделирование двухфазных течений с уносом капель развивается на протяжении нескольких десятилетий. Однако существующие подходы, как правило, содержат значительные физические и математические упрощения (осреднение по сечению, эмпирические

замыкания, пренебрежение трёхмерной динамикой интерфейса) и в значительной степени опираются на экспериментальные данные. Одна из первых моделей дисперсного кольцевого двухфазного течения в трубе представлена Нигматулиным [137,138]. Модель является одномерной и стационарной. Пар в ядре потока, жидкая плёнка на стенке и капли жидкости в ядре рассматриваются как отдельные взаимопроникающие среды, каждая со своей скоростью и температурой. Для каждой компоненты выводятся одномерные уравнения сохранения массы, импульса и энергии, связанные между собой через члены межфазного взаимодействия. Модель явно включает фазовые переходы (испарение/конденсация), унос капель с плёнки и их осаждение, а также силы трения между газом и плёнкой, газом и каплями, плёнкой и стенкой. Для описания течения в ядре используется подход, разработанный Нигматулиным [139]. Упрощенные модели уноса, а также корреляции представлены Ishii и Kataoka [140]. Алипченков и др. [141] представили трехжидкостную одномерную модель двухфазного дисперсно-кольцевого потока в канале, состоящую из отдельных уравнений сохранения массы, количества движения и энергии для газовой фазы, дисперсной фазы (капель) и жидкой пленки. Для замыкания системы были предложены соотношения для межфазного трения и трения со стенкой. Ключевой особенностью модели является введение транспортного уравнения для числовой концентрации капель, которое позволяет определять их средний размер с учетом процессов дробления, коагуляции, уноса из пленки и осаждения. Минко и Ягов [142] на основе подтвержденной гипотезы о турбулентной диффузии как главном механизме осаждения капель разработали численную модель процесса. Приравняв интенсивности уноса и осаждения, авторы вывели аналитическую формулу для равновесной доли унесенной жидкости, которая хорошо согласуется с экспериментальными данными для различных сред и параметров потока. Le Corre [143] представил феноменологическую модель волн возмущения в кольцевом двухфазном потоке, расширив традиционный трехжидкостный подход до четырех жидкостей путем разделения жидкой пленки на базовую пленку и волновую. Ключевым нововведением является уравнение переноса для плотности числа волн, позволяющее моделировать неравновесные эффекты их зарождения, слияния и распада при развитии течения. Модель включает замыкающие соотношения для межфазных обменов массой, импульсом и энергией между газом, каплями, базовой пленкой, волнами. Калибровка и верификация на экспериментальных данных по пароводяным потокам при высоких давлениях (3-9 МПа) показали, что модель способна предсказывать характеристики волн в пределах погрешности 20%.

Inoue и Maeda [144] представили аналитическую физическую модель уноса капель с поверхности жидкой пленки, сдвигаемой турбулентным газовым потоком в круглой трубе. Авторы последовательно описывают развитие процесса. На первом этапе осредненное течение Куэтта в пленке сменяется формированием волн (“roll waves”) вследствие неустойчивости

Кельвина-Гельмгольца, затем на их гребнях развивается поперечная рябь из-за неустойчивости Рэлея-Тейлора, причем наложение этих двух типов возмущений создает конические выступы, из которых вытягиваются и уносятся капли. Авторы сравнили модельные расчеты с экспериментальными данными по средней скорости пленки, толщине пленки, фазовой скорости волн, доле жидкости, унесенной в виде капель, и получили хорошее соответствие.

Принципиально иной подход к моделированию характеристик кольцевых течений по сравнению с ранее рассмотренными работами представлен Li и др. [145]. Если предыдущие работы развивали модели, основанные на уравнениях сохранения и анализе механизмов процесса, то работа Li и др. предлагает подход, основанный на методах машинного обучения. На основе модели межфазного сдвигового взаимодействия и корреляционного анализа авторы отобрали четыре безразмерных входных параметра (отношение плотностей фаз, числа Рейнольдса газа и жидкости, отношение давлений). С использованием экспериментальных данных, а также литературных данных, авторы построили и оптимизировали пять ансамблевых моделей для определения скорости волн возмущения. Наилучшие результаты показала модель “Extra Tree”, для которой средняя абсолютная процентная ошибка на собственных экспериментальных данных составила менее 0,3%, а 95,67% предсказаний находятся в пределах погрешности $\pm 25\%$ при сравнении с литературными данными.

1.4.3. Численное моделирование газожидкостного пленочного течения, в том числе в условиях турбулентности

Перспективным инструментом исследования локальных характеристик тонкоплёночных течений с уносом капель выступают методы вычислительной гидродинамики (CFD, Computational Fluid Dynamics). Несмотря на то, что ключевым ограничением на текущем этапе остается высокая вычислительная затратность, постоянный рост производительности вычислительных систем расширяет возможности практического применения CFD-подходов.

Одной из ранних работ, применяющих CFD-подход для исследования локальной структуры течения и теплопереноса при кольцевом режиме, является исследование Jayanti и Hewitt [146]. Моделирование выполнялось в двумерной стационарной постановке с фиксированным профилем межфазной поверхности и периодическими граничными условиями на входе и выходе расчётной области. Распределение касательного напряжения со стороны газового ядра задавалось как граничное условие на межфазной границе с учётом локальной эквивалентной шероховатости. Авторы установили, что волны возмущения действуют как локализованные «пакеты турбулентности», переносимые газовым потоком, и обеспечивают локальное усиление теплоотдачи, причём основным механизмом интенсификации является не вихревая

рециркуляция внутри волн, а турбулентная диффузия. Согласно данным Jayanti и Hewitt [146], учет турбулентности в области волн возмущения приводит к увеличению осредненного коэффициента теплоотдачи примерно на 35% по сравнению с полностью ламинарным расчетом волновой пленки. На данный момент в задачах промышленного масштаба применяется подход Эйлера-Лагранжа [147], в котором сплошная газовая фаза моделируется в Эйлеровом представлении на фиксированной расчетной сетке, а траектории отдельных капель (дискретная фаза) отслеживаются путём интегрирования уравнений движения вдоль их пути в поле непрерывной фазы. В то же время, подобный подход может использоваться для исследования локальных характеристик газопленочного течения с уносом капель [148]. Yun и др. [148] разработали гибридный численный метод для предсказания критических условий начала уноса капель в кольцевом течении. В рамках гибридного подхода связь между Эйлеровой сеткой и Лагранжевыми частицами реализуется через двусторонний обмен параметрами: плотность, вязкость и поверхностные силы экстраполируются с частиц на ячейки сетки с использованием весовых площадей, а скорости газа интерполируются обратно на частицы для интегрирования их траекторий. Такой подход позволяет сочетать преимущества сеточных методов (эффективное решение уравнения Пуассона на давление, моделирование турбулентности) и безсеточных методов (относительно точное отслеживание интерфейса) при моделировании уноса капель. С использованием гибридного численного подхода авторы зарегистрировали механизм уноса, связанный с отрывом капли с гребня волны (Рисунок 1.39), а также показали, что направление течения влияет на критические условия уноса. Стоит отметить, что время одного расчёта в работе [148] превышало 3 недели, а переход к более мелкой сетке, по утверждению авторов, делал расчёт практически неосуществимым.

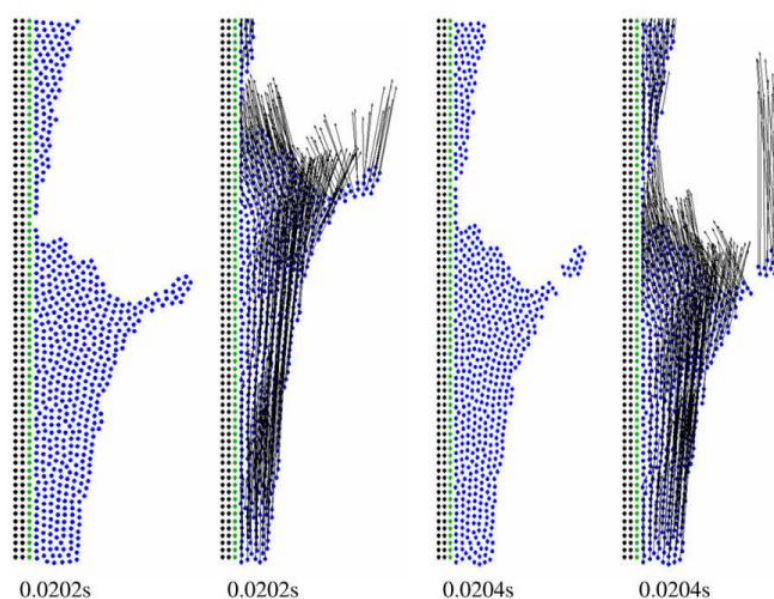


Рисунок 1.39 – Поле течения частиц в момент начала уноса, полученное гибридным методом Эйлера–Лагранжа [148]

Альтернативным подходом для моделирования дисперсно-кольцевого режима является метод AIAD [149] (Algebraic Interfacial Area Density). В рамках метода AIAD локальная форма двухфазного течения (пузырьки, капли или свободная поверхность) определяется на основе объёмной доли фаз и градиента интерфейса, а переключение между соответствующими моделями межфазного взаимодействия реализуется через плавные весовые функции. Физическая основа модели уноса капель заключается в предположении, что турбулентность жидкой фазы индуцирует шероховатость и волнообразование на поверхности раздела, что при достижении критических условий приводит к отрыву капель и их переносу в газовый поток. Таким образом, Höhne и Hänsch [149] связали интенсивность генерации капель с локальной турбулентной кинетической энергией жидкости и градиентом нормальной компоненты скорости. Численная реализация выполнена в работе [149] в рамках Эйлера подхода с использованием RANS-модели $k-\omega$ SST. Авторы получили, что максимум генерации капель наблюдается на гребнях волн и их крутых склонах, обращённых по направлению потока газа. В этих зонах сочетание пульсаций в жидкости и положительного градиента нормальной скорости создаёт оптимальные условия для отрыва капель. В свою очередь, коалесценция капель в пленку происходит в основном в область базовой пленки. Wang и др. [150] разработали модель уноса капель для кольцевых течений в рамках морфологически адаптивной многополевой двухжидкостной модели (MultiMorph, morphology-adaptive multifield two-fluid model), реализованной в OpenFOAM. Модель рассматривает три численные фазы – непрерывную жидкость (плёнка), непрерывный газ (ядро потока) и дисперсную жидкость (капли) – с отдельными уравнениями сохранения массы и импульса для каждой фазы, при этом интерфейс между непрерывными фазами отслеживается VOF-подобным методом, а взаимодействие фаз описывается моделями замыкания (поверхностное натяжение моделируется методом непрерывной поверхностной силы, сила сопротивления Ishii–Mishima [151] для плёнки и Schiller–Naumann [152] для капель). Турбулентность моделировалась методом RANS $k-\omega$ SST с демпфированием у интерфейса. Ключевым нововведением авторов является добавление модели уноса капель, основанной на механизме срыва жидкости на гребнях волн. Интенсивность перехода массы из непрерывной плёнки в дисперсную фазу в модели пропорциональна локальному числу Вебера, рассчитываемого по скоростям фаз вблизи интерфейса, и капиллярной постоянной жидкости. Модель Wang и др. корректно предсказывает долю уноса в зоне развития течения (согласие с корреляциями в пределах $\pm 10\%$) и локализует генерацию капель на гребнях волн в соответствии с механизмом подрезания волн (“shear-off”). Однако частота волн оказывается завышенной (~ 20 Гц в расчётах против ~ 4 Гц в эксперименте) из-за ограниченного разрешения интерфейса.

В большинстве современных работ для исследования локальных характеристик газопленочного течения с уносом применяется Эйлеров подход с использованием метода объёма

жидкости (VOF) [153] или Level-set (LS) [154] для моделирования интерфейса жидкость-газ [155–165]. Однако метод VOF оказался более предпочтительным, поскольку метод Level-set может приводить к ошибкам, связанным с балансом массы вблизи межфазной границы и размытию интерфейса. Классическая реализация метода Level-Set, основанная на эволюции знакопеременной функции расстояния, склонна к накоплению ошибок сохранения массы вследствие необходимости периодической реинициализации поля функции Level-Set. В отличие от этого, метод VOF решает уравнение переноса для объемной доли фазы, что гарантирует сохранение массы в расчетной области.

Для моделирования турбулентности в газовой фазе и жидкости при течении пленки, увлекаемой потоком газа, используются различные подходы. Наиболее точным является метод прямого численного моделирования (DNS), однако он крайне ресурсоёмок. Bender и др. [166] разработали гибридный численный трёхмерный подход, сочетающий DNS турбулентного газового потока и длинноволновую теорию для эволюции пленки жидкости. Авторы показали, что деформация интерфейса определяется не только средним сдвиговым напряжением, но и пространственно-временными характеристиками его турбулентных флуктуаций. Согласно линейному анализу, проведённому в работе [166], наибольшая возможная амплитуда деформации поверхности плёнки достигается при равенстве скорости распространения флуктуаций касательного напряжения и скорости поверхности плёнки. Таким образом, результаты [166] подчёркивают ограниченность RANS-моделей для задачи газопленочного течения с уносом капель, где турбулентные пульсации в газовой фазе, по-видимому, оказывают значительное влияние на локальные процессы. Kim и Choi [163] также использовали DNS для корректного расчета касательных напряжений, а в качестве модели границы раздела газ-жидкость использовался метод Level-set для турбулентного течения высоковязкой нефти с водной смазкой в вертикальной трубе. В работах [163,166] применение DNS стало возможным благодаря использованию периодических граничных условий на входе и выходе расчётной области. Однако при изучении плёночного течения с уносом капель моделирование входного участка является необходимым, поскольку именно в области смесителя происходит формирование волн возмущений, ответственных за унос, как показано в работе [104]. Таким образом, использование периодических граничных условий на входе и выходе нежелательно.

Альтернативным подходом к моделированию турбулентности, занимающим промежуточное положение между прямым численным моделированием (DNS) и подходом, основанном на осредненных по Рейнольдсу уравнениях Навье – Стокса (RANS, Reynolds-Averaged Navier–Stokes), является метод крупных вихрей (LES, Large Eddy Simulation) [167]. В основе LES лежит процедура пространственной фильтрации уравнений Навье–Стокса, позволяющая разделить поток на две составляющие, включающие крупномасштабные вихри,

которые рассчитываются напрямую, и мелкомасштабные (подсеточные) структуры, влияние которых учитывается с помощью специальных моделей (SGS, Sub-Grid Scale models). Физическое обоснование такого разделения заключается в том, что крупные вихри содержат основную часть турбулентной энергии и сильно зависят от геометрии задачи, тогда как мелкие вихри обладают большей универсальностью и склонны к изотропии. Благодаря этому метод LES требует меньших вычислительных ресурсов по сравнению с DNS, сохраняя при этом способность описывать нестационарную динамику потока. Применение метода LES для турбулентных газопленочных течений перспективно, поскольку, как показано в работах [163,166], турбулентные флуктуации касательных напряжений значительно влияют на локальные характеристики течения пленки, и, в отличие от RANS-подходов, LES позволяет наиболее точно учитывать это влияние. Следует отметить, что для исследования локальных характеристик течения пленки, увлекаемой высокоскоростным потоком газа, необходима достаточно детализированная сетка вблизи стенки и у интерфейса газ-жидкость, что делает LES все равно довольно ресурсоёмким [168]. Для исследования гидродинамики и теплообмена в кольцевом восходящем течении Sato и Niceno [162], Yang и др. [161] использовали LES для моделирования турбулентности. Авторы зарегистрировали интенсивное испарение в области базовой пленки, тогда как под гребнями волн тепловой поток снижался, приводя к локальному перегреву стенки. Этот механизм качественно объясняет наблюдаемую в эксперименте [169] активацию пузырьковой нуклеации после прохождения волн. Sato и Niceno [162] также исследовали механизмы уноса капель и определили, что унос капель описывается как следствие разрушения гребней волн возмущения, вызванного высокоскоростным потоком пара и, соответственно, формированием зоны рециркуляции или обратного течения за фронтом волны, как показано на Рисунке 1.40. Комбинация высокого касательного напряжения и неустойчивости, вызванной отрывом потока (формирование зоны рециркуляции, Рисунок 1.40), приводит к тому, что жидкость с гребня волны «срезается» и уносится в ядро газа в виде капель. Saxena и др. [157] провели экспериментальные и численные исследования адиабатического кольцевого течения воздух-вода в модели топливной сборки с треугольной решёткой и узкими зазорами с использованием VOF для отслеживания интерфейса и метода LES для моделирования турбулентности и показали качественное согласие между расчётами и экспериментом. Авторы зарегистрировали отклонение профилей скорости в плёнке от универсального закона стенки из-за дополнительного переноса импульса со стороны газа. Следует отметить, что количественная валидация метода LES для пленочных течений остаётся ограниченной. В большинстве работ сравнение с экспериментом носит преимущественно качественный характер, при этом строгая количественная валидация отсутствует.

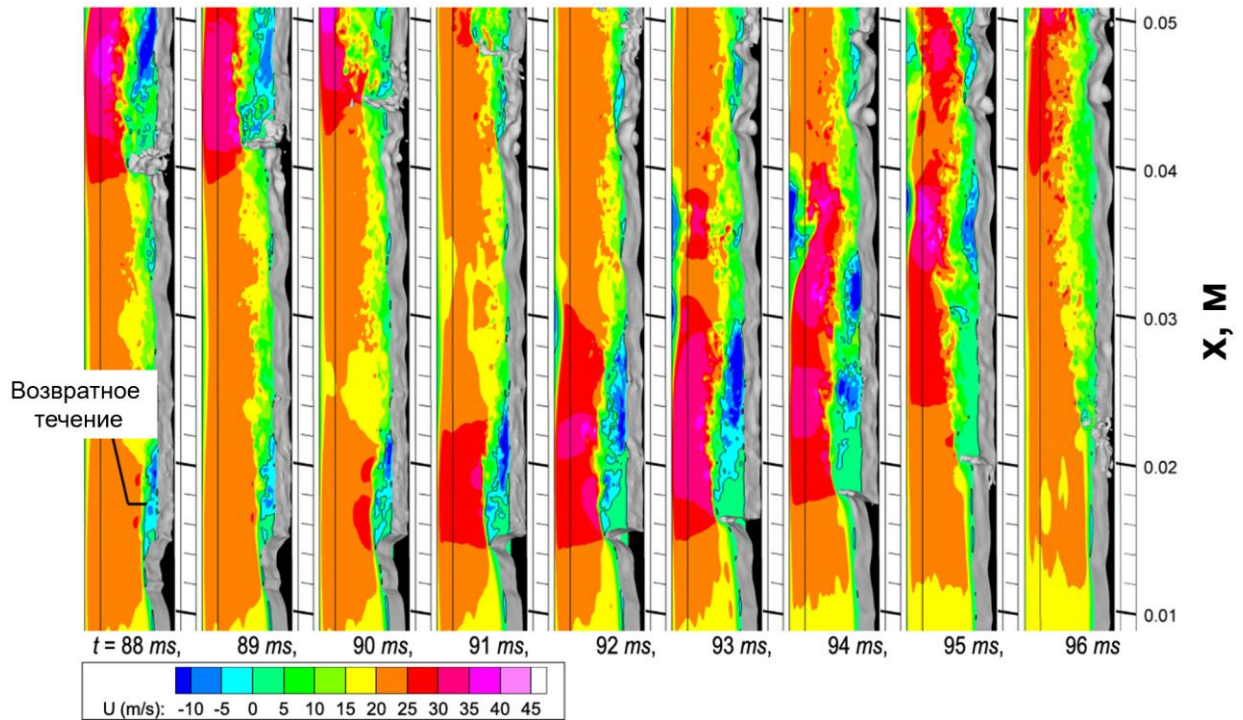


Рисунок 1.40 – Эволюция волны возмущения и поля скорости газа в восходящем потоке [162]

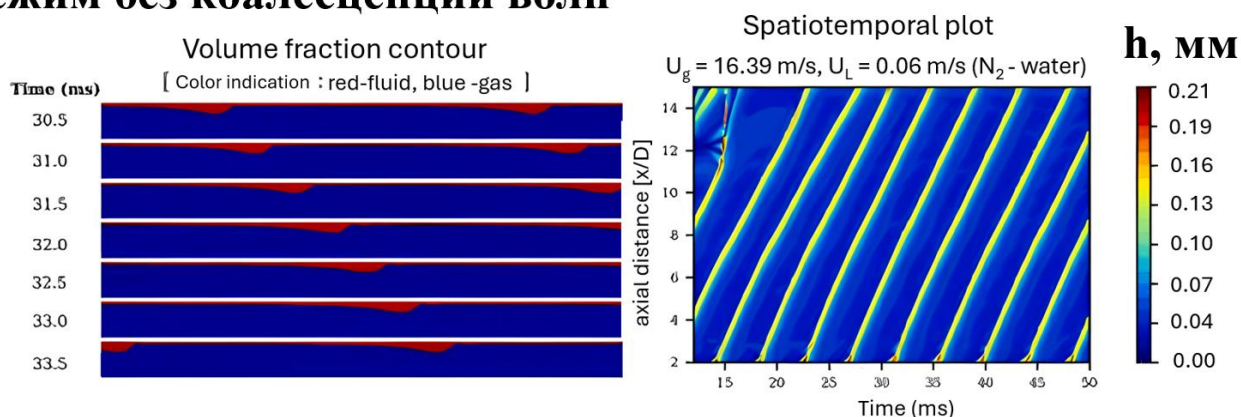
Поскольку применение метода крупных вихрей для исследования турбулентного газопленочного течения остается вычислительно затратным, распространенным подходом для моделирования турбулентности в двухфазных течениях является метод, основанный на осреднённых по Рейнольдсу уравнениях Навье–Стокса (RANS) [170], требующий меньших вычислительных затрат по сравнению с DNS и LES. Fan и др. [164,165] провели комплексное экспериментальное и численное исследование формирования и развития волн возмущений в нисходящем кольцевом течении газ-жидкость в трехмерной постановке без использования периодических граничных условий на входе и выходе. Для моделирования интерфейса авторы применили метод VOF, а в качестве модели турбулентности использовалась RANS $k-\omega$ SST. Стоит отметить, что при использовании стандартных RANS подходов, предназначенных для однофазных течений, для многофазных сред, интенсивность турбулентности со стороны газовой фазы обычно оказывается завышенной, что влияет на локальные характеристики течения. Для устранения данного недостатка Fan и др. модифицировали подход Егорова [171] для демпфирования турбулентности вблизи границы раздела жидкость-газ. Интересно, что Fan и др. [164,165], наоборот, получили недооценку интенсивности турбулентности вблизи интерфейса при использовании RANS, предназначенного для однофазных сред. Численная модель [164,165] воспроизвела механизм формирования волн возмущений, наблюдаемый в эксперименте [104], а также генерацию волн ряби [103], ответственных за унос капель. Достоинством данных работ является прямое сопоставление с экспериментальными данными, показывающее удовлетворительное соответствие по количественным локальным характеристикам пленки

(амплитуда, скорость и частота волн). Zanetti и др. [172] провели двумерное осесимметричное численное моделирование нисходящего кольцевого течения R245fa в канале диаметром 3,4 мм с использованием VOF-метода и RANS $k-\omega$ SST. Авторы показали, что стандартные модели без демпфирования турбулентности систематически занижают толщину пленки на 12–29%. Введение источника демпфирования для удельной скорости диссипации турбулентной кинетической энергии на основе подхода Егорова [171] и модификации Fan и др. [164] позволило Zanetti и др. улучшить согласие с экспериментом до $\pm 5\%$, однако было показано, что оптимальное значение параметра демпфирования не является универсальным. Таким образом, требуется его тонкая настройка для корректного моделирования. Varallo и др. [158] использовали RANS $k-\epsilon$ модель с улучшенными функциями стенки, а также с демпфированием турбулентности вблизи интерфейса, аналогично [164,165,172], для моделирования кольцевого течения воды в трубе. Показано, что хотя 2D осесимметричная и 3D постановки одинаково хорошо предсказывают среднюю толщину плёнки, только 3D-модель воспроизводит корректную динамику волн и частотный спектр. Мгновенная структура течения характеризуется сильной азимутальной асимметрией и наличием локальных эфемерных волн, что подтверждает необходимость трёхмерного моделирования для задач, чувствительных к волновой структуре. Частота волн предсказывается с правильным трендом по Рейнольдсу газовой фазы, но с количественным расхождением до 45%, причем частоты в 2D значительно занижаются (около 50%) по сравнению с 3D и экспериментом. Авторы [158] также подчеркивают необходимость в дальнейшей калибровке и модификации модели для более точного соответствия данных моделирования и эксперимента.

Во всех вышеописанных работах, рассматривающих численное моделирование пленочных течений без/с уносом, исследовались характеристики течения в крупномасштабных каналах, размер которых значительно превышает капиллярную постоянную жидкости. Анализ литературы показывает, что подобные исследования для микросканалов практически отсутствуют, а для микроканалов отсутствуют вовсе. Angirekula и Gupta [173] провели численное исследование кольцевого течения азота и воды, а также азота и водного раствора с 26% этиленгликоля в осесимметричной постановке в микросканале диаметром 1 мм с использованием метода VOF для моделирования межфазной границы. Основным результатом работы стало определение волновых режимов. Авторы показали, что при низких скоростях газа формируются периодические некоалесцирующие волны, тогда как при высоких скоростях газа или повышенной вязкости жидкости наблюдается коалесценция волн с образованием структур повышенной амплитуды и скорости (Рисунок 1.41). С увеличением расхода жидкости при фиксированном расходе газа частота волн увеличивалась, а расстояние между волнами уменьшалось. Увеличение вязкости жидкости приводило к росту частоты волн у входа и

сокращению расстояния до их коалесценции. В свою очередь, межфазный коэффициент трения оказался ниже для более вязкой жидкости. Стоит отметить, что число Рейнольдса жидкости в работе [173] не превышало 100, а скорость газа не превышала 25 м/с, что в несколько раз меньше по сравнению с данным диссертационным исследованием. Таким образом, Angirekula и Gupta не рассматривали режим с уносом капель. Кроме того, влияние масштабного фактора (переход от макро- к миниканалам) не обсуждалось авторами работы [173]. Исследование волновых режимов в плоском миниканале высотой 1,5 мм проводилось Минаковым и др. [174], однако, как и в работе [173], не моделировался режим с уносом капель от волновой межфазной границы (число Рейнольдса не превышало 180, а скорость газа 27 м/с). Авторы численно исследовали пять режимов течения, включая затопление канала, гладкую пленку, двумерные волны, трехмерные волны и разрыв плёнки. Показано, что модель качественно корректно воспроизводит все наблюдаемые режимы (Рисунок 1.42). Однако сопоставление с данными, полученными для крупномасштабных каналов также, не проводилось в работе [174]. Часть работ, в которых исследовались локальные характеристики пленочного течения без/с уносом, представлены в Таблице 1.

Режим без коалесценции волн



Режим с коалесценцией волн

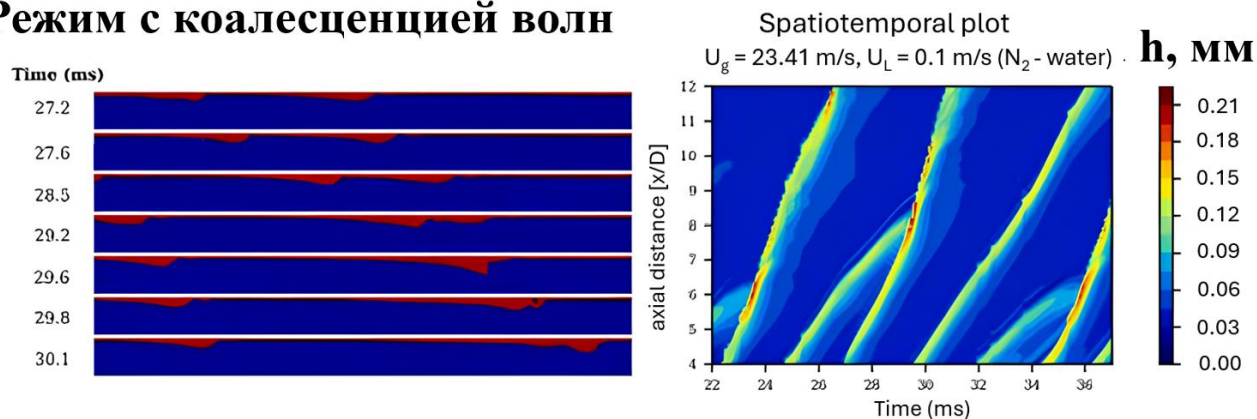


Рисунок 1.41 – Волновые режимы в миниканале высотой 1 мм для газообразного азота и воды.

Слева показано распределение объемной доли при различной скорости газа и жидкости, красный цвет – жидкость, синий – газ. Справа показаны пространственно - временные матрицы толщин при различных скоростях газа и жидкости [173]

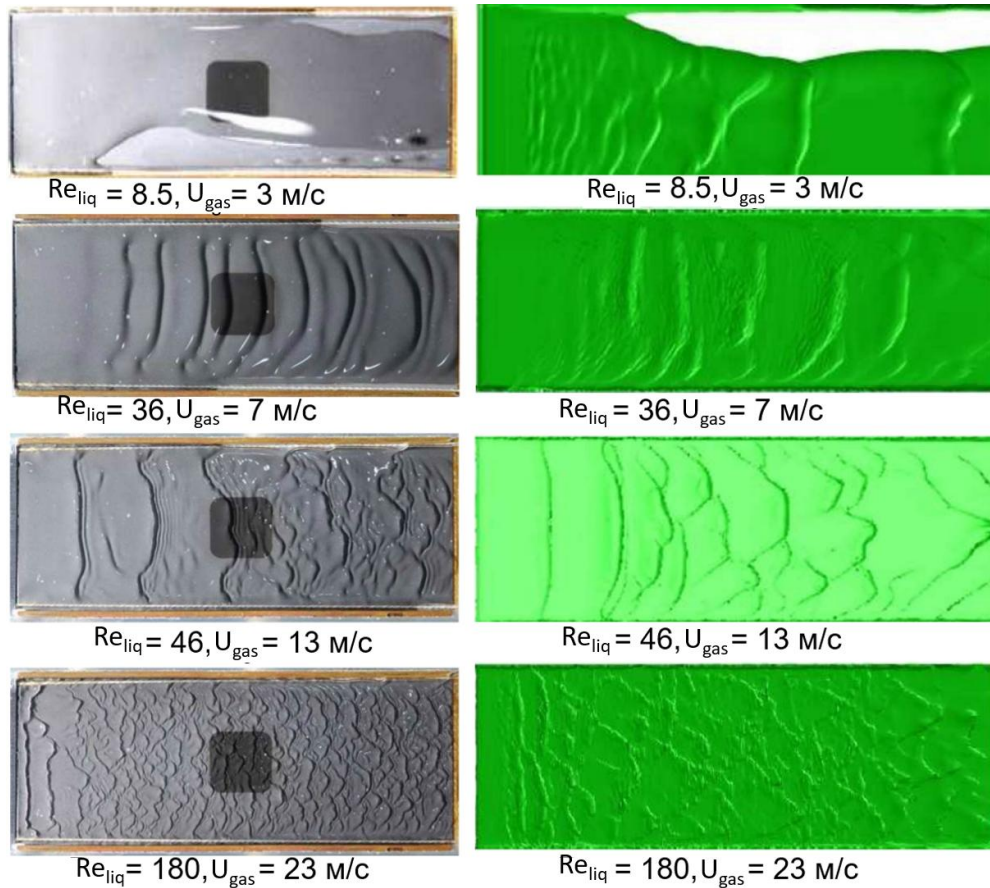


Рисунок 1.42 – Волновые режимы в плоском микрочанале высотой 1,5 мм. Слева представлены экспериментальные данные, справа результаты численного моделирования [174]

Таблица 1 – Работы по численному моделированию локальных характеристик пленочного течения в крупномасштабных каналах и микрочаналах

	Жидкость и газ	Размер канала (мм)	Параметры	Размерность и сетка	Периодические Г У?	Модель интерфейса	Модель турбулентности	Исследовались механизмы уноса?
Jayanti и Hewitt [146]	Вода и воздух	D 30	$Re_{liq} < 400$ $U_{gas} \leq 50$ м/с	2D, 200-3200 узлов	на входе и выходе	Фиксированный интерфейс	Ламинарное течение, k-ε, Low-Re k-ε	нет
Han и Gabriel [155]	Вода и воздух	D 9,5	$Re_{liq} < 2328$ $U_{gas} \leq 15$ м/с	Осесимметричная 2D, число узлов 2020	–	VOF	k-ε с улучшенными функциями стенки	да
Yun и др. [148]	Вода и воздух	H 24	$Re_{liq} \leq 1635$ $U_{gas} < 25$ м/с	2D, ячейки- 19200, число частиц 5400	на входе и выходе	grid-particle hybrid method	Low-Re k-ε модель	да
Höhne, and Hänsch [149]	Вода и воздух	D_{hydr} 46	$Re_{liq} \approx 10^5$, $U_{gas} \approx 10$ м/с	3D, $1,2 \times 10^6$ ячеек	–	Algebraic Interfacial Area Density	RANS k-ω SST с демпфированием у интерфейса	да
Kumar и др. [160]	Вода и N ₂ ; Вода + 26% этиленгликоля и N ₂	D 24	$Re_{liq} \leq 100$ $U_{gas} < 10$ м/с	3D, ячейки - 3967770, адаптивная сетка	–	VOF	Ламинарное течение	да

Продолжение Таблицы 1

Yang и др. [161]	Вода и водяной пар	D_{hydr} 6	$Re_{liq} \leq 800$ $U_{gas} < 25$ м/с	3D число узлов 324 000	на всех границах	LS	LES	да
Sato и Niceno [162]	Вода и водяной пар	D 19	$Re_{liq} < 800$ $U_{gas} < 19$ м/с	3D 8 388 608 ячеек	На боковых границах	Interface Tracking Method	LES	да
Fan и др. [164]	Вода и воздух	D 15	$Re_{liq} \leq 350$ $U_{gas} < 18$ м/с	3D 2 880 960 ячеек	–	VOF	SST k-w с демпфированием у интерфейса	да
Bender и др. [166]	FC72 и воздух	H 20	$Re_{liq} \leq 400$ $U_{gas} < 35$ м/с	3D	на всех границах	теория длинных волн	DNS	нет
Fan и др. [165]	Вода и воздух	D 11,7	$Re_{liq} < 400$, $U_{gas} < 18$ м/с	3D 2 880 960 ячеек	–	VOF	SST k-w с демпфированием у интерфейса	да
Saxena и Prasser [157]	Вода и воздух	D_{hydr} 18,8	$Re_{liq} < 1000$ $U_{gas} < 30$ м/с	Число ячеек к-w и к-ε: 14 980 000 28 100 000 (LES)	На боковых границах	VOF	к-ε SST k-w LES	нет
Angirekula и Gupta [173]	Вода и N ₂ ; Вода + 26% этиленгликоля и N ₂	D 1	$Re_{liq} < 100$ $U_{gas} < 25$ м/с	Осесимметричная 2D, ячейки 112500	–	VOF	Ламинарное течение	нет
Минаков и др. [174]	Вода и воздух	D_{hydr} 2,8	$Re_{liq} \leq 180$ $U_{gas} < 25$ м/с	3D - 1 500 000 узлов	–	VOF	Ламинарное течение	нет
Wang и др. [150]	Вода и воздух	D 50	$Re_{liq} \approx 8,5 \times 10^3$ $U_{gas} = 24,5$ м/с	Осесимметричная 2D	–	morphology-adaptive multifield two-fluid	RANS k-ω SST, демпфирование у интерфейса	да
Varallo и др. [158]	Вода и воздух	D 32,4	$Re_{liq} = 1 250$, $U_{gas} < 15$ м/с	ячейки 2D-54 000 3D - 4 320 000	–	VOF	RNG k-ε с демпфированием у интерфейса	нет
Zanetti и др. [172]	R245fa и пар R245fa	D 3,4	$Re_{liq} \approx 1000$ $U_{gas} < 5$ м/с	2D размер ячейки – 53 мкм, минимальный – 6,6 мкм	–	VOF	к-ω SST с демпфированием у интерфейса	нет

1.5. Выводы к первой главе

В научной литературе отсутствует единый общепринятый критерий перехода от макро- к мини- и микроканалам. При переходе от крупномасштабных каналов к мини- и микроканалам существенно возрастает влияние капиллярных сил, что приводит к изменению границ режимов течения и появлению новых режимов, специфичных для плоских каналов. Стратифицированный режим течения, важный для технических приложений, подавляется в капиллярах, но может существовать в относительно широком диапазоне расходов фаз в плоских мини- и микроканалах, что делает их перспективными для систем охлаждения, поскольку при стратифицированном

течении обеспечивается значительно меньший перепад давления по сравнению с кольцевым, а также минимизируются непродуктивные потери, так как большая часть жидкости контактирует с нагревателем.

В плоских мини- и микроканалах были выявлены новые типы неустойчивостей, отличающиеся от таковых в крупномасштабных каналах, включая боковую неустойчивость, которая проявляется в виде периодических возмущений у боковых стенок, занимающих область от нижней до верхней стенки канала; фронтальную неустойчивость, которая возникает у входного участка и характеризуется формированием струй у смесителя; модифицированную неустойчивость Саффмана–Тейлора, обусловленную развитием пальцеобразования. Данные типы неустойчивостей наблюдались и исследовались в ламинарных условиях. Влияние турбулентности на развитие неустойчивостей двухфазных течений, в частности, стратифицированного течения в каналах малого размера, остаётся в значительной степени неизученным, несмотря на практическую важность турбулентных режимов для интенсификации теплообмена.

Волновая структура и неустойчивости пленочного течения со спутным потоком газа широко исследовались экспериментально, теоретически и численно для крупномасштабных каналов, размер которых существенно превышает капиллярную постоянную жидкости. Анализ литературы показывает отсутствие работ, посвященных исследованию локальных характеристик турбулентных газопленочных течений в мини- и микроканалах. В частности, отсутствует информация о волновой структуре пленки жидкости, увлекаемой потоком газа в условиях турбулентности, а также не описаны механизмы уноса капель и не определена роль уноса в формировании режимов. В то же время актуальность исследования газопленочных течений при высоких расходах фаз продиктована практической значимостью турбулентных режимов для отведения сверхвысоких тепловых потоков в современных энергетических технологиях и электронике.

Механизмы уноса капель исследовались в макроканалах, хотя влияние турбулентных пульсаций и вихревых структур в газовом потоке на унос как в крупномасштабных каналах, так и в мини- и микроканалах остается нераскрытым. В большинстве численных исследований газопленочного течения с уносом капель в макроканалах используются подходы, основанные на осредненных уравнениях Навье–Стокса, которые не разрешают мелкомасштабные пульсации скорости и вихревые взаимодействия у интерфейса. Анализ роли газовых вихрей и пульсаций вблизи интерфейса представлен лишь в единичных работах, использующих методы LES или DNS, например, в работах [162,166]. При этом предположения о влиянии турбулентных пульсаций в газовой фазе на унос высказывались в некоторых экспериментальных и теоретических работах, например, Ullmann и Brauner [52].

2.1. Эксперимент

2.1.1. Экспериментальный стенд и рабочий участок

Схема экспериментального стенда для исследования двухфазного течения в миниканале представлена на Рисунке 2.1. Экспериментальная установка 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. Подача газа в миниканал осуществлялась компрессором через регулятор расхода Bronkhorst EL-Flow со встроенным расходомером. Погрешность измерения объемного расхода газа составляла 0,6 л/мин. Жидкость подавалась в канал шестерёнчатым насосом, а контроль расхода производился ультразвуковым расходомером с точностью $\pm 1\%$ от измеряемого значения.

Числа Рейнольдса для жидкой и газовой фаз определялись следующим образом:

$$Re_{liq} = \frac{Q_{liq}}{\mu_{liq} w} = \frac{U_{liq.inlet} \delta}{\nu_{liq}}, Re_{gas} = \frac{U_{gas} D_h}{\nu_{gas}}, \quad (2.1)$$

где Q_{liq} – массовый расход жидкости, μ_{liq} и ν_{liq} – динамическая и кинематическая вязкость жидкости соответственно, w – ширина подводного канала жидкости (щели на нижней стенке, из которой жидкость подается в миниканал), $U_{liq.inlet}$ – среднерасходная скорость жидкости в подводном жидкостном канале, U_{gas} – среднерасходная скорость газа, ν_{gas} – кинематическая вязкость газа, а D_h – гидравлический диаметр канала, определяемый как

$$D_h = \frac{2HW}{H+W}, \quad (2.2)$$

где H – высота канала, W – ширина канала. Следует отметить, что в случае, когда ширина входной щели w совпадает с шириной миниканала W и рассматривается режим расслоенного течения, приведённое выше число Рейнольдса жидкости эквивалентно числу Рейнольдса пленки $Re_{liq.film} = U_{liq.film} h / \nu_{liq}$, где $U_{liq.film}$ – среднерасходная скорость пленки, h – её толщина. В качестве основных параметров, характеризующих двухфазное течение в миниканале, были выбраны число Рейнольдса жидкости и среднерасходная скорость газа. Выбор скорости газа в качестве определяющего параметра обусловлен тем, что касательное напряжение на межфазной границе пропорционально квадрату скорости газа и зависит от нее сильнее, чем от числа Рейнольдса газовой фазы. Физически более строгим критерием для описания межфазного взаимодействия,

по всей видимости, является число Вебера, характеризующее отношение инерционных сил газовой фазы к силам поверхностного натяжения,

$$We = \frac{\rho_{gas} U_{gas}^2}{\sigma / l_{char}}, \quad (2.3)$$

где σ – коэффициент поверхностного натяжения. Характерный размер l_{char} в данном случае должен относиться к параметрам жидкой пленки. Например, при исследовании режимов с уносом в качестве l_{char} целесообразно принять радиус кривизны волн возмущений. В такой интерпретации капиллярные силы выступают стабилизирующим фактором, препятствующим срыву жидкости, а инерционные силы газа – дестабилизирующим фактором, способствующим уносу. Однако экспериментальное определение радиуса кривизны волн представляет значительную трудность, и в большинстве литературных источников данный параметр не приводится. Поскольку в данной работе сопоставление результатов проводится для системы вода–воздух, выбор в качестве основного параметра скорости газа U_{gas} позволяет сравнивать полученные данные с данными других авторов. В качестве основных экспериментальных методов исследования двухфазного течения использовались Шлирен-метод для визуализации и конфокальный оптический метод для измерения толщины пленки. Для видеозаписи течения применялась камера Nikon D500 с частотой 30 кадров/с. Для измерения высоты микканалов и локальной толщины жидкой плёнки использовался конфокальный оптический датчик Micro-Epsilon IFS2405-3 с контроллером IFC2451. Подробности о конфокальном методе измерения высоты и Шлирен-методе приведены в работах [175,176].

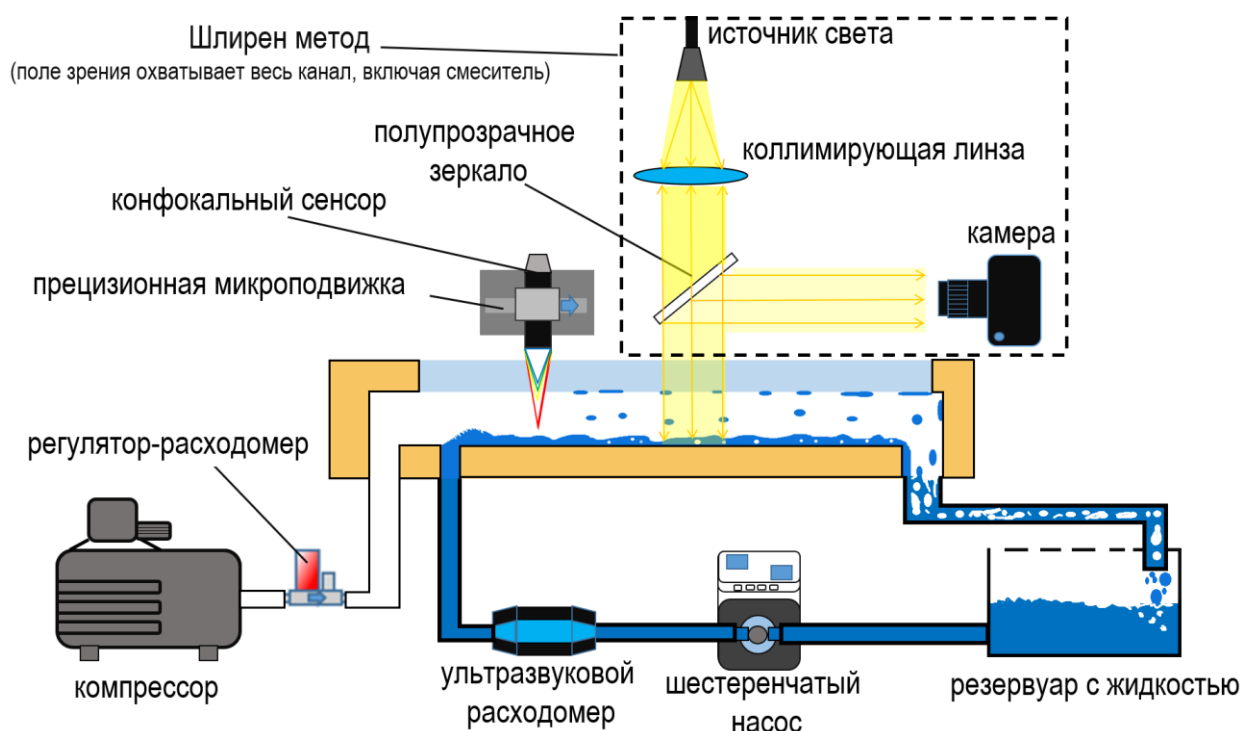


Рисунок 2.1 – Схема экспериментального стенда для исследования двухфазного течения в плоском микканале

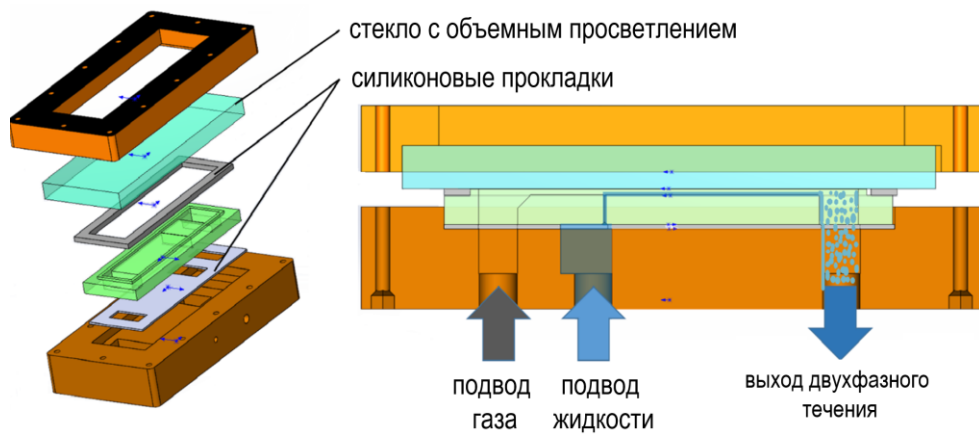
Рабочие участки были изготовлены с применением фотополимерной 3D-печати. Разрешение используемого 3D-принтера Anycubic Photon Mono M5 составляет 19×19 мкм в горизонтальной плоскости и 10 мкм по вертикали. Шероховатость поверхности образцов не превышает 1 мкм. Наступающий краевой угол смачивания для воды составляет $75 \pm 2^\circ$, а отступающий $12 \pm 2^\circ$ [177]. Рабочий участок включает основание (Рисунок 2.2 а), внутри которого расположен вкладыш с плоским желобом, формирующим миниканал. Сверху миниканала размещено стекло с объемным просветлением для реализации оптических методов. Крышка прижимает стекло к вкладышу при помощи болтовых соединений. Уплотнение осуществляется двумя силиконовыми прокладками толщиной 1,2 мм, установленными в основании (Рисунок 2.2 а), а также по периферии миниканала (Рисунок 2.2 а). Было изготовлено 4 миниканала различной геометрии. В таблице 2 представлены геометрические параметры изготовленных плоских миниканалов.

Таблица 2 – Геометрические параметры плоских миниканалов

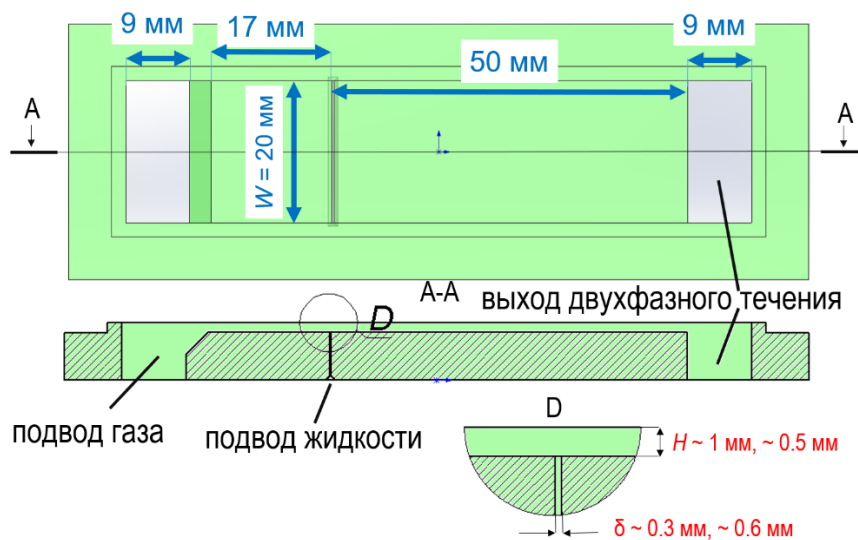
конфигурация миниканала	высота канала H , мкм	высота подводного канала жидкости δ , мкм	ширина подводного канала жидкости w , мм
1	915 ± 65	308 ± 16	20
2	970 ± 50	301 ± 30	14
3	515 ± 55	280 ± 35	20
4	1028 ± 60	615 ± 50	20

Схема изготовленных миниканалов представлена на Рисунке 2.2 б, в. В конфигурации миниканала 1 ширина подводного канала жидкости w совпадает с шириной канала W , в конфигурации миниканала 2 она меньше и составляет 14 мм. Кроме того, в конфигурации 2 (Рисунок 2.2 в, Таблица 2) возле боковых стенок имеются углубления глубиной 1 мм и шириной 0,9 мм, в которых размещены хорошо смачиваемые текстильные волокна диаметром около 1 мм. Эти волокна ограничивают ширину пленки жидкости, предотвращая смачивание боковых стенок. Таким образом, исследовалось влияние высоты канала H , высоты подводного канала жидкости δ (Рисунок 2.2 б) и наличия/отсутствия контакта жидкости с боковыми стенками плоского миниканала.

(а)



(б)



(в)

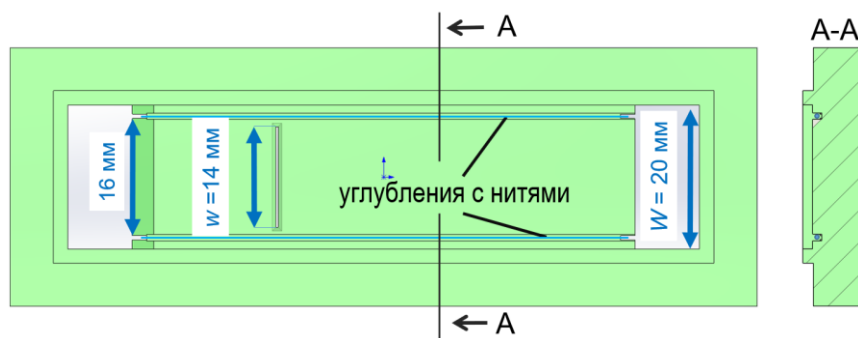


Рисунок 2.2 – а) Схема рабочего участка для исследования двухфазного течения в плоском микрочанале. б, в) Схема напечатанных на фотополимерном принтере вкладышей, формирующих плоский микрочанал. в) Схема вкладыша с текстильными волокнами в канавках у боковых стенок микрочанала, используемых для устранения контакта жидкости с боковыми стенками

2.1.2. Шлирен-метод

Для визуализации структуры двухфазного течения использовался оптический Шлирен-метод (Рисунок 2.3). Оптическая схема метода включает точечный источник некогерентного излучения, коллимирующую линзу, расположенную на фокусном расстоянии от источника света и формирующую параллельный световой пучок, а также полупрозрачное зеркало (коэффициент отражения равен $1/2$), расположенное под углом 45° к горизонту. При прохождении через коллимирующую линзу световой пучок становится параллельным и направляется на полупрозрачное зеркало. Проходя через него, 50% интенсивности излучения отсекалось (отражалось), а оставшаяся часть проникала через просветленное стекло миниканала, взаимодействуя с жидкой фазой. Излучение отражалось от межфазных границ и стенок канала: от границы стекло–жидкость и жидкость–газ (для верхней стенки), а также от границ газ–жидкость и жидкость–стенка (для нижней стенки, выполненной из фотополимерного пластика). Переотраженный свет возвращался к полупрозрачному зеркалу, где часть излучения отражалась в объектив камеры.

Принцип формирования итогового изображения, регистрируемого камерой, основан на зависимости интенсивности отраженного сигнала от локального угла наклона поверхности. При плоской горизонтальной границе раздела фаз отраженный свет попадает в объектив камеры, обеспечивая максимальную яркость. В локальных областях, где межфазная граница наклонена, свет отклоняется от оптической оси, что приводит к снижению регистрируемой интенсивности. Таким образом, наличие волн на поверхности жидкости проявляется в виде градиентов яркости на изображении. Следовательно, метод позволяет не только визуализировать течение, но и оценивать деформацию интерфейса газ–жидкость, так как интенсивность отраженного света пропорциональна локальному углу наклона. При использовании калибровочных фильтров возможно количественное сопоставление интенсивности и угла наклона [176]. Однако метод имеет ограничение: он применим для малых углов наклона интерфейса (максимальный угол составляет около 8° [176]).

В рамках данной диссертационной работы исследовалось течение пленки жидкости, увлекаемой газовым потоком при высоких скоростях. В таких условиях пленка на нижней стенке покрыта трехмерными волнами возмущения с высокой кривизной. Из-за ограничения Шлирен-метода по углу наклона зарегистрировать данные волны не представляется возможным, поэтому возмущения на нижней стенке не отображаются на итоговых изображениях (Рисунок 2.3), за исключением небольшой области вблизи смесителя, где формируются начальные волны. В то же время жидкость, попадающая на верхнюю стенку миниканала, образует плоскую границу раздела жидкость–стекло. Благодаря этому капли и пленка на верхней стенке четко различимы на

снимках. Следовательно, несмотря на невозможность регистрации волн возмущения, Шлирен-метод позволяет фиксировать факт смачивания верхней стенки и анализировать механизм перехода к кольцевому течению.

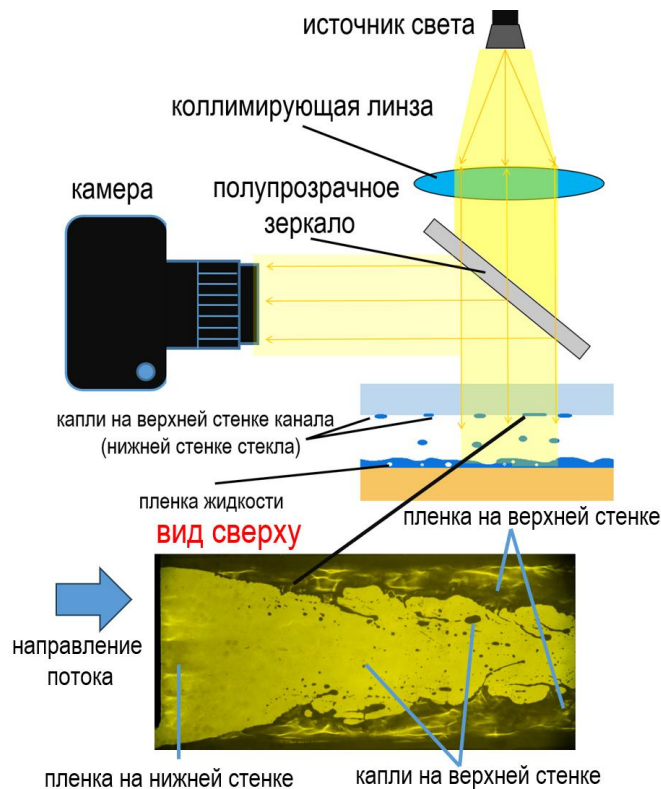


Рисунок 2.3 – Схема Шлирен-метода, а также пример полученного изображения

2.1.3 Конфокальный метод

Контроль геометрии изготовленных каналов, а также измерение толщины пленки на нижней стенке микканала осуществлялись с помощью хроматического конфокального датчика Micro-Epsilon IFS2405-3. Обработка спектра, отражённого от измеряемой поверхности, выполнялась контроллером Micro-Epsilon IFC2451. Оптическая схема конфокального метода измерения толщины представлена на Рисунке 2.4. Принцип действия метода основан на использовании контролируемой хроматической аберрации. Белый свет от широкополосного источника проходит через систему линз, обладающих дисперсией (зависимостью показателя преломления от длины волны). Следовательно, каждая спектральная компонента фокусируется на своём расстоянии от оптической системы. Например, на схеме (Рисунок 2.4) зелёная составляющая спектра точно сфокусирована на границе раздела газ–жидкость. Таким образом, вдоль оптической оси формируется непрерывное распределение фокальных плоскостей, причём каждой длине волны однозначно соответствует координата фокуса, определяемая калибровочной характеристикой оптической системы. Свет, отражённый от границы раздела,

возвращается через ту же оптическую систему. Благодаря наличию пространственного фильтра (конфокальной диафрагмы), к спектрометру через волоконный световод проходит преимущественно та спектральная компонента, которая оказалась точно сфокусированной на границе раздела фаз. Большая часть спектра, не сфокусированная на поверхности, отсекается пространственным фильтром. Встроенные в контроллер алгоритмы анализируют распределение интенсивности в зарегистрированном спектре. Длина волны, соответствующая максимуму интенсивности, идентифицируется как компонента, находившаяся в фокусе на границе раздела. Посредством калибровочной зависимости эта длина волны преобразуется в координату, соответствующую положению границы раздела.

Таким образом, с использованием конфокального метода возможно регистрировать как расстояние до интерфейса газ-жидкость, так и толщину пленки, поскольку может быть определено расстояние до границы жидкость-твердое тело, а разница расстояний равна толщине слоя жидкости. При использовании конфокального метода для измерения толщины пленки, увлекаемой потоком газа в миниканале, показанном на Рисунке 2.1, свет проходит через множество границ раздела (газ-стекло, стекло-газ, интерфейс газ-жидкость, жидкость - твердое тело) и значительная часть интенсивности от источника белого света теряется. В результате интенсивность сигнала от нижней стенки миниканала практически не различима в эксперименте. Поэтому для восстановления толщины пленки жидкости использовались сигналы от межфазной границы и от верхней стенки (нижней поверхности стекла). Профиль высоты плёнки восстанавливался следующим образом: выполнялось сканирование профиля слоя, через который протекал газ. Затем данный профиль вычитался из высоты пустого канала, которая была предварительно измерена.

Сканирование выполнялось с помощью прецизионной позиционирующей системы (показана на Рисунке 2.1) при скорости 0,1 мм/с и частоте записи 300 кГц. Разрешение конфокального оптического сенсора Micro-Epsilon IFS2405-3 составляет 36 нм, диапазон измерений – 3 мм, диаметр светового пятна 9 мкм. Максимальный угол наклона границы раздела, при котором возможны измерения составляет $\pm 24^\circ$. Более детальная информация о конфокальном методе, а также о его ограничениях представлена в работе [175].

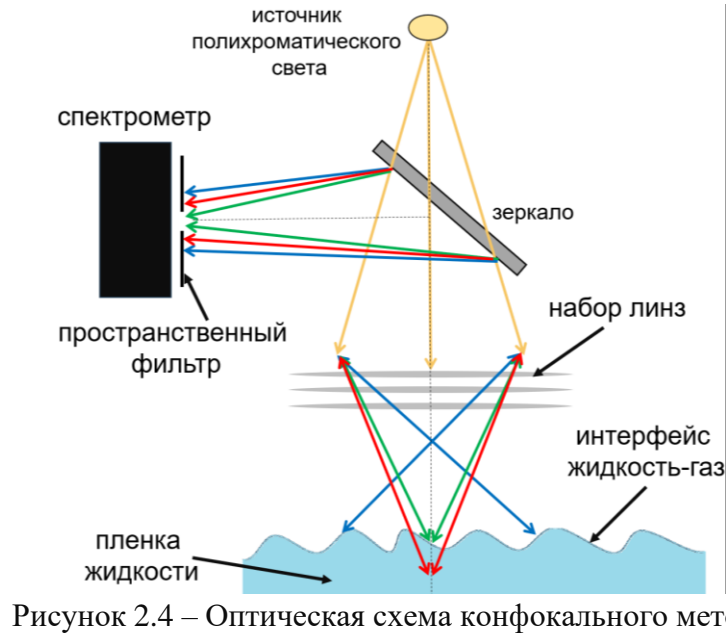


Рисунок 2.4 – Оптическая схема конфокального метода

2.1.4. Синтетический Шлирен-метод, основанный на отражении (Moon glade-BOS)

Для валидации метода VOF (Ansys Fluent), применяемого в численном моделировании, а также для исследования деформаций межфазной границы микрометрового масштаба использовался синтетический Шлирен-метод, основанный на отражении (Moon glade-BOS), предложенный Винниченко и др. [178]. Оптическая схема метода представлена на Рисунке 2.5. Метод основан на анализе фонового точечного рисунка, зеркально отражённого от интерфейса жидкость-газ. Камера и фон с точечным рисунком располагаются над исследуемой поверхностью под углом к горизонту таким образом, чтобы камера фиксировала отражение точек от межфазной границы. Локальная кривизна границы раздела приводит к отклонению исходного луча на угол, равный удвоенному локальному углу наклона интерфейса, как показано на Рисунке 2.5. Таким образом, смещение точки может быть выражено как

$$a_{back} \xi_{i, pix} = 2L_{pattern} \frac{\partial h_{int}}{\partial x_i}, \quad (2.4)$$

где x_i соответствует координатам x и y в горизонтальной плоскости, ξ_i - смещение точки фона, полученное методом кросскорреляционного анализа (в пикселях), a_{back} – разрешение изображения (мм/пиксель) в плоскости фонового рисунка, $L_{pattern}$ – расстояние от фона с точечным рисунком до межфазной границы, h_{int} – локальная деформация границы раздела. Из уравнений 2.4 получается уравнение Пуассона на поле деформаций интерфейса жидкость – газ,

$$\frac{\partial^2 h_{int}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 h_{int}}{\partial y^2} = \frac{a_{back}}{2L_{pattern} a_{surf}} \left(\frac{\partial \xi_{x,pix}}{\partial x_{pix}} + \frac{\partial \xi_{y,pix}}{\partial y_{pix}} \right), \quad (2.5)$$

Уравнение (2.5) решалось численно методом конечных разностей, а точность используемых схем была второго порядка. На границе исследуемой области задавалось условие $h_{int} = 0$, которое контролировалось в экспериментах.

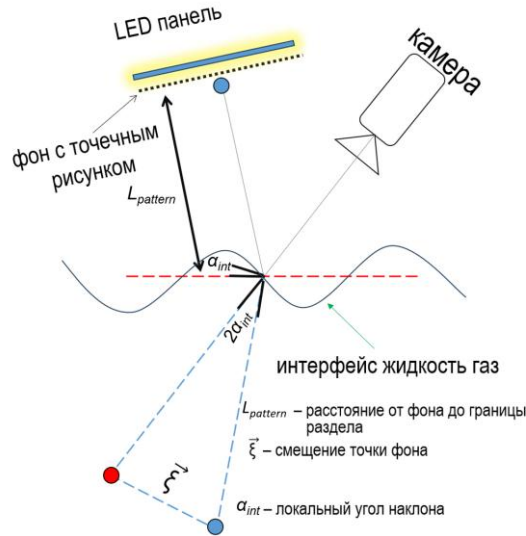


Рисунок 2.5 – Оптическая схема синтетического Шлирен метода, основанного на отражении (Moon Glade BOS)

Поле смещений ξ_i определялось с помощью алгоритма цифровой корреляции изображений (DIC, digital image correlation) с использованием кода PIVlab в пакете Matlab. Деформации границы раздела данным методом восстанавливаются относительно плоской (невозмущенной) поверхности. Для этого до основного эксперимента регистрируется изображение отраженных фоновых точек в случае невозмущенной межфазной границы, а затем данное изображение сравнивается (проводится кросскорреляционный анализ) с изображениями, зафиксированными после появления деформаций. Одно из преимуществ метода – это простота калибровки, которая производилась с помощью эталонного фонового изображения, представляющего собой квадраты известного размера, расположенных в шахматном порядке. Рисунок 2.6 а – это изображение в плоскости фона, по которому определялся коэффициент a_{back} , Рисунок 2.6 б – изображение в плоскости интерфейса, по которому определялся коэффициент a_{surf} . Этих двух коэффициентов достаточно для получения значения h_{int} в реальных единицах. С помощью изображений квадратов также корректировалось трапецеидальное искажение изображения (keystone effect). Пример полученного векторного поля смещений ξ_i , отраженных точек фона представлен на Рисунке 2.6 в.

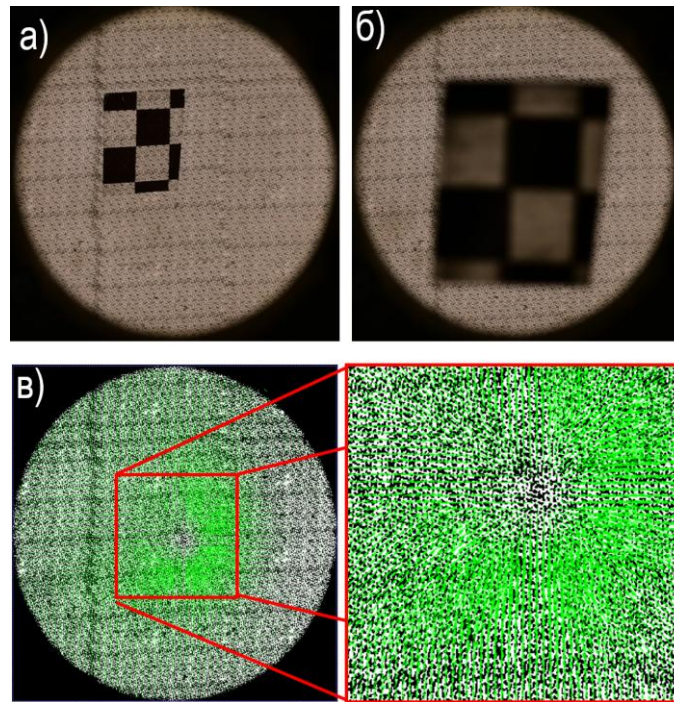


Рисунок 2.6 – а) Изображение в плоскости фона, по которому определялся коэффициент a_{back} б) Изображение в плоскости измеряемой поверхности, по которому определялся коэффициент a_{surf} . в) пример векторного поля смещений ξ_i

Синтетический Шлирен-метод, основанный на отражении, был валидирован с помощью измерений деформаций нагреваемой снизу стальной зеркальной подложки, прижатой болтовым соединением по периферии для выполнения условия $h_{int} = 0$ на границе. Полученные синтетическим Шлирен-методом измерения сравнивались с конфокальным оптическим методом. Схема эксперимента представлена на Рисунке 2.7. Поскольку края подложки были плотно прижаты, локальный нагрев вызывал ее выпуклый изгиб вследствие линейного теплового расширения. На Рисунке 2.8 представлены трёхмерные профили относительных деформаций зеркальной подложки, вызванные нагревом ее центральной части; мощность нагрева составляет 46.3 Вт ($z = 0$ соответствует исходному состоянию поверхности диска без деформации). Деформации являются практически осесимметричными, а незначительная асимметрия может быть обусловлена неравномерностью прижатия или теплового контакта между диском и основанием. Минимальные относительные деформации, которые было возможно зарегистрировать синтетическим Шлирен методом, представлены на Рисунке 2.8 при $t = 1.1$ с. Величина относительной деформации составила около 50-60 нм, что приблизительно соответствует разрешению метода в вертикальной плоскости.

Для валидации результатов использовался конфокальный оптический сенсор Micro-Epsilon IFS2405-3, регистрировавший относительное изменение вертикального положения зеркальной поверхности в центральной точке стальной подложки. Измерения обоими методами выполнялись в независимых сериях экспериментов при идентичных параметрах нагрева. Результаты

демонстрируют хорошее соответствие вплоть до величины деформации около 3 мкм (Рисунок 2.9). При значениях деформаций около 3 мкм наблюдается расхождение данных, которое, вероятно, связано с невыполнением условия $h_{int} = 0$ на границе при относительно высоких изгибах подложки. Следует отметить, что чувствительность метода, максимальная амплитуда измеряемой деформации и, соответственно, рабочий диапазон измерений зависят от расстояния между фоном и исследуемой поверхностью, а также от структуры фона (размер и расстояние между точками). При значительных деформациях наблюдается размытие изображения точечного рисунка, что снижает точность определения смещений. Уменьшение расстояния от фона до поверхности, а также увеличение размера точек фона и расстояния между ними сдвигает порог возникновения размытия в область больших деформаций, что позволяет расширить диапазон измерений, при этом разрешение метода снижается [179]. Более детальное описание метода можно найти в работах [178–181].

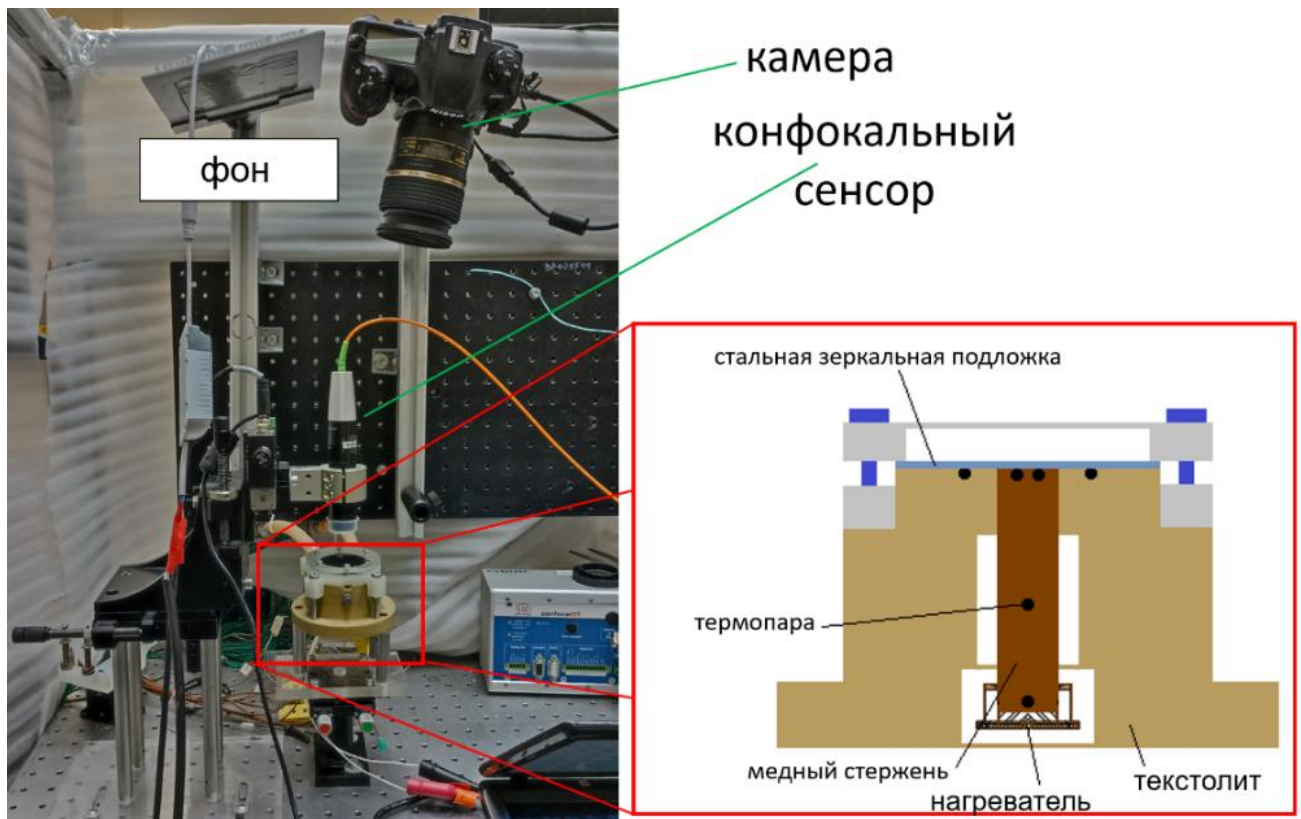


Рисунок 2.7 – Экспериментальная установка (слева), а также рабочий участок (справа) для валидации синтетического Шлирен метода, основанного на отражении [181]

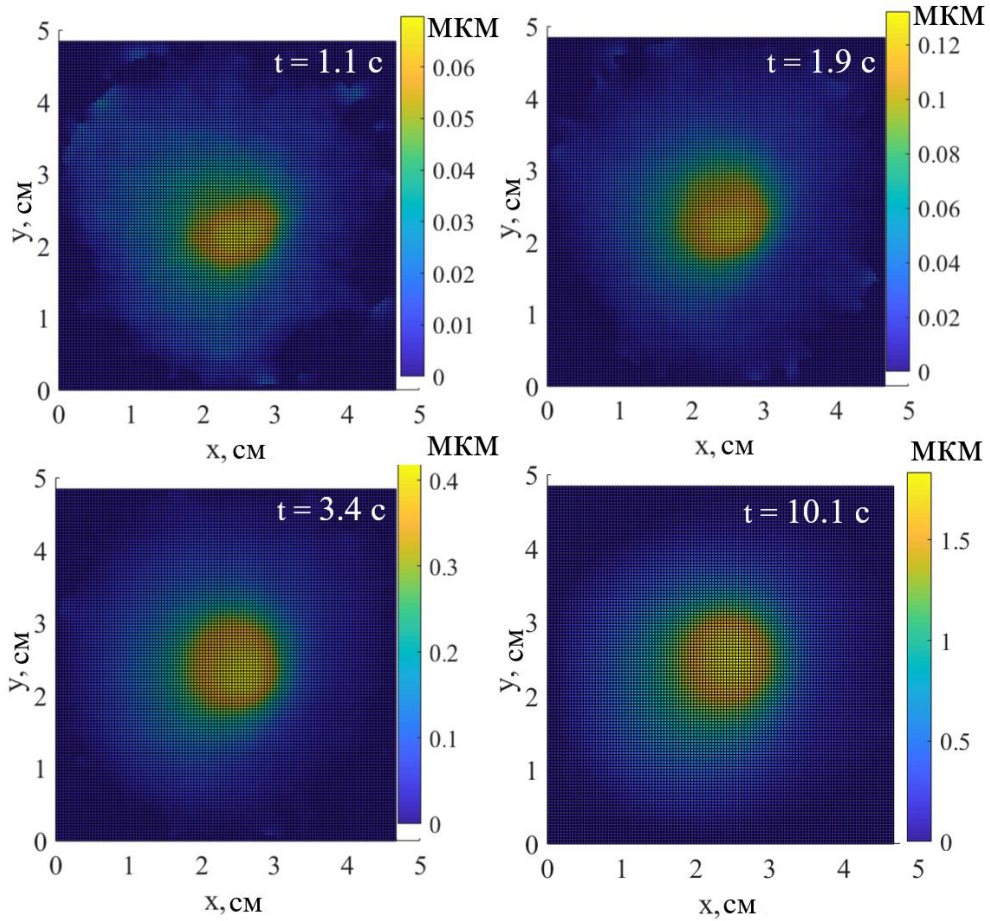


Рисунок 2.8 – Относительные деформации h_{int} стальной зеркальной подложки, нагреваемой снизу

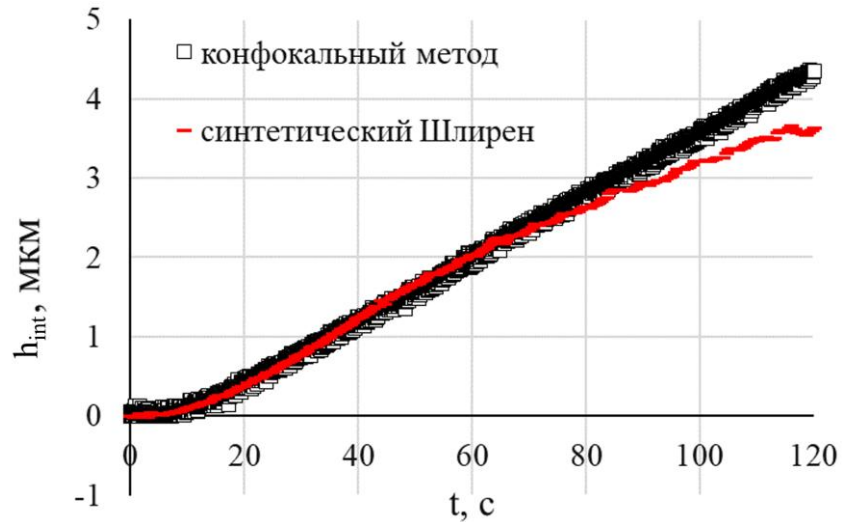


Рисунок 2.9 – Сравнение данных, полученных с помощью синтетического Шлирен-метода, основанного на отражении, и конфокального оптического метода в точке, расположенной в центре стальной зеркальной подложки, нагреваемой снизу

2.1.5. Неопределенности измерений

Относительная погрешность определения среднерасходной скорости газа U_{gas} обусловлена преимущественно разбросом геометрических размеров каналов, изготовленных методом фотополимерной печати, и погрешностью измерения расхода газа. Максимальная неоднородность высоты канала ΔH составила около ± 65 мкм (Таблица 2). Погрешность регулятора-расходомера Bronkhorst EL-Flow составляла $\pm 0,6$ л/мин. Дополнительный вклад вносит погрешность изготовления и определения ширины канала W . Для конфигураций 1, 2 и 4 (Таблица 2, высота канала $H \approx 1$ мм) относительная погрешность определения U_{gas} не превышала 8%. Для конфигурации 3 (высота канала $H=515$ мкм, Таблица 2) относительная погрешность была выше и не превышала 11%.

Относительная погрешность определения числа Рейнольдса жидкости Re_{liq} обусловлена флуктуациями расхода жидкости, погрешностью ультразвукового расходомера, а также геометрическими отклонениями высоты δ и ширины w подводного канала (щели на нижней стенке, из которой подается жидкость), $\Delta Re_{liq}/Re_{liq} \approx [(\Delta Q_{liq}/Q_{liq})^2 + (\Delta \delta/\delta)^2 + (\Delta w/w)^2]^{1/2}$. Для каналов конфигурации 1, 2 и 3 (Таблица 2), с высотой подводного канала жидкости около $\delta \approx 300$ мкм относительная погрешность определения Re_{liq} не превышала 15%, а для канала с $\delta \approx 600$ мкм (Таблица 2, конфигурация 4) не превышала 13%.

Максимальная неопределённость измерения толщины плёнки обусловлена упругой деформацией стенок канала и прокладок из-за перепада давления, что приводит к занижению измеряемой толщины пленки не более чем на 10 мкм. Дополнительная составляющая неопределённости связана с точностью конфокального метода, которая составляет около 1,5 мкм [182].

Погрешность определения площади орошения верхней стенки не превышает 6%. Она обусловлена точностью алгоритма бинаризации изображений и выделения границ смоченной области. К основным источникам неопределённости относятся выбор порога бинаризации и влияние шумов изображения, приводящее к ложной классификации пикселей.

2.2. Численное моделирование

2.2.1. Постановка задач, начальные и граничные условия

Численное моделирование производилось для исследования локальных характеристик течения, включая механизмы волнообразования и волновую структуру в плоском миниканале,

влияния турбулентности в газовой фазе и в жидкости на унос, механизмы уноса. Моделирование проводилось как в двумерной, так и трехмерной постановках с использованием пакета Ansys fluent версии 2020 R2.

Вычислительная область с граничными условиями для двумерной постановки задачи представлена на Рисунке 2.10 и соответствует геометрии экспериментального рабочего участка (Рисунок 2.10 а): высота миниканала составляет 1 мм, длина участка от зоны начала контакта фаз до выхода – 50 мм (Рисунок 2.10), расстояния от входов газа и жидкости до зоны контакта фаз – по 3 мм, при этом жидкость подается под углом 90° через канал высотой 300 мкм. На границе подвода газа тестировались различные граничные условия, включая постоянное значение скорости газа, а также профиль скорости, полученный из предварительного расчета однофазного течения (Рисунок 2.11), где на входе устанавливалась постоянная скорость газа, а на выходе – условие фиксированного давления. Полученный установившийся профиль скорости газа использовался как граничное условие для основной двухфазной задачи. На входе жидкости (Рисунок 2.10) фиксировалась постоянная скорость, а на выходе из канала применялось условие фиксированного давления. Сравнительные расчеты показали, что механизмы волнообразования и уноса практически не зависят от типа профиля скорости газа на входе, поскольку основным источником вихревых структур в газовой фазе выступает волновая межфазная граница, что будет подробно показано далее. На верхние и нижние стенки были наложены условия прилипания и непротекания, при этом для нижних стенок задавался равновесный краевой угол смачивания, равный 0° для того, чтобы исключить разрывы пленки. На верхней стенке был задан угол 60° , что приблизительно соответствует значению для стекла. Применение условия равновесного краевого угла смачивания для верхней стенки канала нельзя считать вполне корректным, поскольку для адекватного описания формирования жидких пленок требуется, как минимум, условие динамического краевого угла, учитывающее гистерезис смачивания. Тем не менее, численное моделирование в рамках данной работы было сосредоточено преимущественно на исследовании неустойчивостей межфазной границы (волновая структура, унос жидкости), тогда как детальное изучение поведения капель на верхней стенке не входило в его задачи. В то же время в эксперименте процесс формирования пленки на верхней стенке наблюдался явно. Таким образом, экспериментальные данные и результаты численного моделирования взаимно дополняют друг друга.

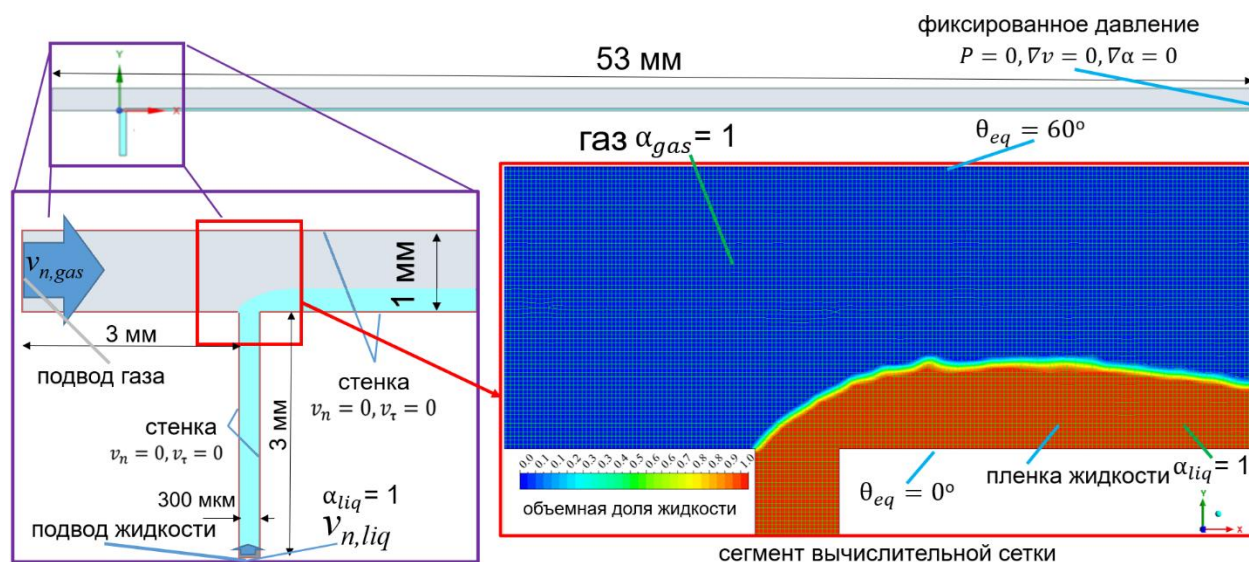


Рисунок 2.10 – Расчетная область, начальные и граничные условия для двумерной постановки моделирования течения пленки, увлекаемой газовым потоком

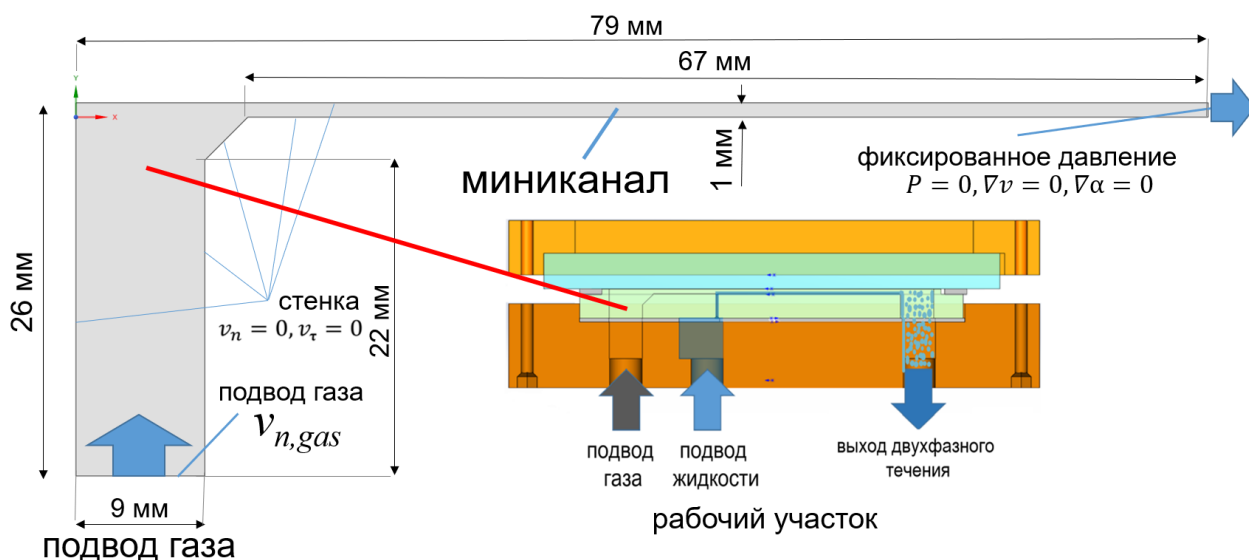


Рисунок 2.11 – Расчетная область и граничные условия для определения профиля скорости газа в микросканале без жидкости

В начальный момент времени на нижней стенке канала задавалась пленка жидкости толщиной 150 мкм (показана на Рисунке 2.10 слева). Расчет производился в несколько этапов: сначала на сетке с относительно крупными ячейками размером 25 мкм × 25 мкм до достижения установившегося состояния потока; после этого сетка была уточнена по всей области, и расчет продолжался. Эта процедура повторялась, и на последнем этапе размер ячейки составлял 10 мкм на 10 мкм.

Для моделирования использовалась структурированная фиксированная расчетная сетка, сегмент которой показан на Рисунке 2.10 справа. Конечные объемы представляют собой квадраты. Размер ячейки детализированной сетки в расчете составлял 10 мкм на 10 мкм, что практически соответствует Колмогоровскому масштабу для параметров моделирования,

который составил примерно 3–10 мкм. Следует отметить, что, как будет показано далее, относительно крупные вихри в газовой фазе, вызванные взаимодействием потока газа с волнами возмущения и условиями стесненности потока в миниканале, оказывали значительное влияние на неустойчивости расслоенного течения. Такие вихри хорошо разрешались на данной сетке. Более того, была исследована сходимост численного решения. В качестве количественного параметра использовалась усреднённая по времени локальная толщина пленки вдоль миниканала. Рассматривались три вычислительные сетки с количеством узлов 87 990 при размере ячейки 25×25 мкм² (крупная сетка), 243 009 при 15×15 мкм² (средняя сетка) и 541 607 при 10×10 мкм (мелкая сетка). Толщина пленки незначительно отличалась для средней и мелкой сетки (Рисунок 2.12). Что касается качественных характеристик течения, механизмы уноса, волновая структура не отличались на средней и мелкой сетке. Однако на грубой сетке наблюдались отличия, что будет обсуждаться более подробно в разделе результатов численного моделирования.

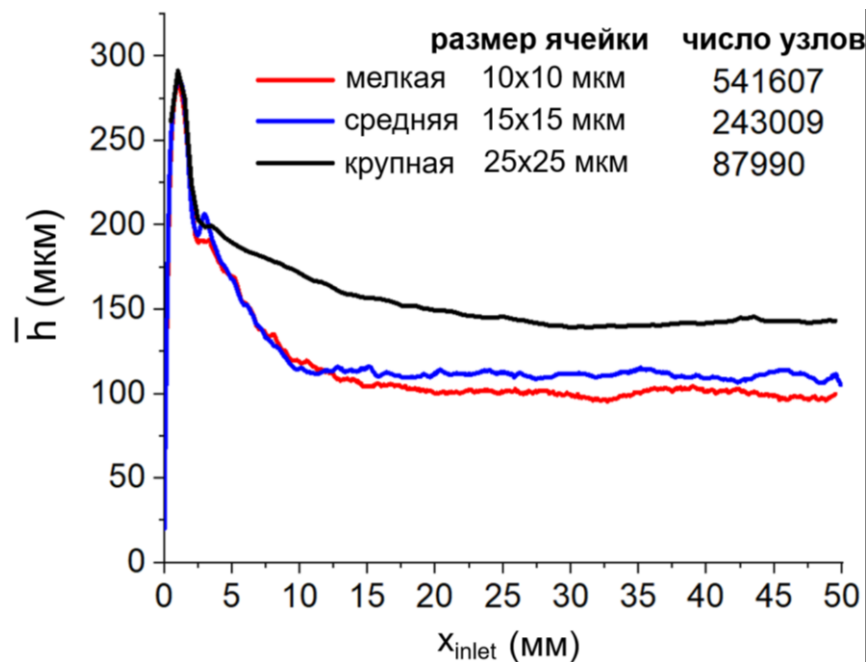


Рисунок 2.12 – Сходимость численного решения для двумерной постановки задачи, \bar{h} – усредненная по времени локальная толщина пленки, x_{inlet} – расстояние от области первого контакта фаз вдоль миниканала, начало отсчета $x_{inlet} = 0$ показано на Рисунке 2.10 и соответствует точке первого контакта фаз

Задача решалась как прямым численным моделированием (граничные условия описаны выше), так и методом крупных вихрей (LES). В случае моделирования методом LES граничные условия для профиля скорости газа отличались, при этом рассматривалась идентичная геометрия, как и для прямого численного моделирования. Для определения профиля скорости, который впоследствии задавался на границе подвода газа для двухфазной задачи, задавалась постоянная скорость (Рисунок 2.11). Для генерации турбулентных пульсаций на входе газа применялся

алгоритм Spectral Synthesizer, реализованный в Ansys Fluent. Данный метод основан на подходе синтетической генерации турбулентности, первоначально предложенном Kraichnan [183] и впоследствии модифицированном Смирновым и др. [184] для применений в вычислительной гидродинамике (CFD). Алгоритм синтезирует соленоидальное поле скорости путём суперпозиции конечного числа Фурье-мод. Параметром, определяющим свойства генерируемой турбулентности, является интенсивность турбулентности I (%), которая определяет среднеквадратичное значение пульсаций скорости. Она задаётся как отношение среднеквадратичного значения пульсаций скорости v'_{rms} к средней скорости потока,

$$I = \frac{v'_{rms}}{v} \times 100\%. \quad (2.6)$$

Вторым параметром для задания скорости на границе является турбулентный масштаб длины, определяющий пространственный масштаб самых крупных и наиболее энергетических вихрей. В данном исследовании масштаб длины не задавался явно, а вычислялся решателем с использованием вспомогательного параметра $\mu_{gas,t}/\mu_{gas}$, где μ_{gas} – динамическая вязкость газа, а $\mu_{gas,t}$ – турбулентная вязкость газа. Интенсивность турбулентности I на входе (Рисунок 2.11) газа была установлена равной 10%. Отношение $\mu_{gas,t}/\mu_{gas}$ было принято равным 10, что соответствует стандартному значению по умолчанию в Ansys Fluent. Размер ячейки сетки в области миниканала (Рисунок 2.11) составлял 15×15 мкм. Профиль скорости газа, полученный в результате однофазного моделирования, затем использовался в качестве граничного условия для моделирования течения жидкой плёнки, увлекаемой газовым потоком в миниканале. Данный профиль задавался на входной границе газа (Рисунок 2.10). Интенсивность турбулентности принималась равной 5% и была получена из однофазной задачи, а отношение $\mu_{gas,t}/\mu_{gas}$ – равным 10. Объёмная доля жидкости на данной границе задавалась равной нулю. Скорость жидкости на входе задавалась постоянным значением, а интенсивность турбулентности равной нулю. В качестве начального условия использовалась жидкая пленка, полученная прямым численным моделированием при идентичных параметрах и граничных условиях, где турбулентность не моделировалась. Для ускорения установления стратифицированного режима течения с уносом капель расчёт выполнялся в несколько стадий. Первоначально вычисления проводились на грубой сетке с размером ячейки 25 мкм на 25 мкм до установления режима течения плёнки. Затем сетка измельчалась до размера 15 мкм на 15 мкм по всей вычислительной области, и моделирование продолжалось. Такой подход обеспечивал более быструю сходимость и стабилизацию течения плёнки.

Для трёхмерной задачи были внесены определённые упрощения по сравнению с двухмерным случаем. Смоделирован сегмент реального канала. Длина области от входа жидкости до выхода двухфазного потока составляет 28 мм, а ширина канала – 3 мм.

Вычислительная область и граничные условия показаны на Рисунке 2.13. Граничные условия такие же, как в двухмерном 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.

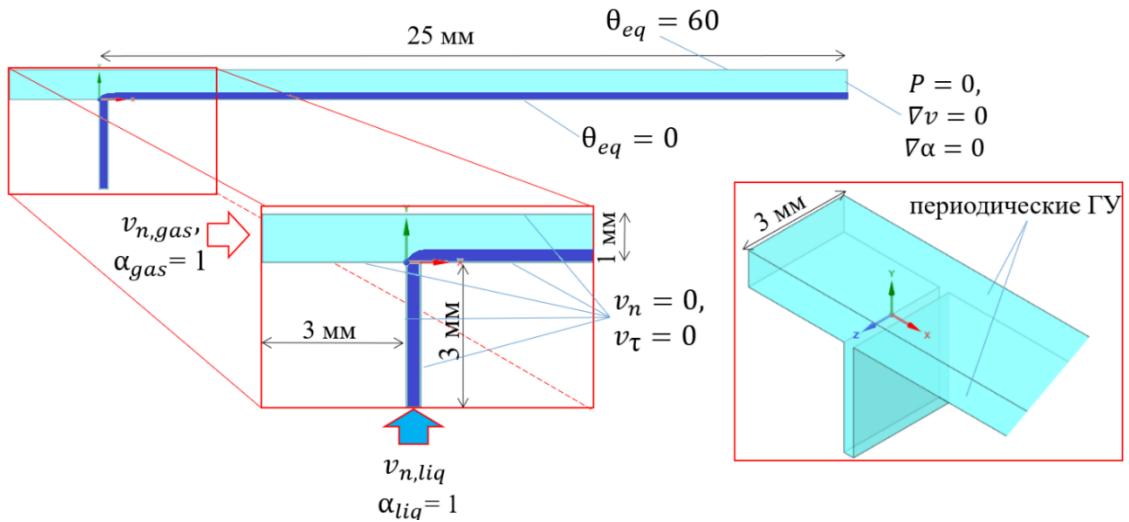


Рисунок 2.13 – Начальные и граничные условия для трехмерной постановки задачи о течении пленки, увлекаемой газовым потоком в плоском миниканале

Трехмерное моделирование выполнялось на структурированной сетке с кубическими ячейками размером 25 мкм (Рисунок 2.14), содержащей 5 593 752 узла. Следует отметить, что выбранное разрешение недостаточно для точного воспроизведения всех турбулентных масштабов и получения высокоточных интегральных характеристик, включая среднюю толщину плёнки. Однако, учитывая высокую вычислительную стоимость моделирования процесса уноса капель с поверхности тонкой плёнки в миниканале, результаты трёхмерных расчётов в данной работе носят качественный характер и используются для сравнительного анализа с данными, полученными в двумерной постановке.

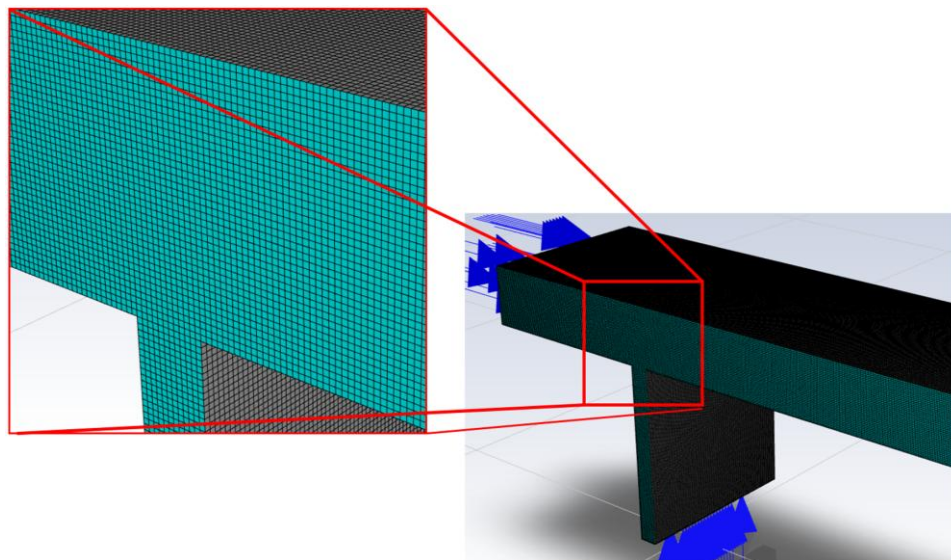


Рисунок 2.14 – Структурированная расчетная сетка для моделирования в трехмерном случае. Размер ребра кубической ячейки составлял 25 мкм.

В качестве рабочих жидкостей использовалась вода и воздух. Коэффициент поверхностного натяжения σ составлял 0,072 Н/м, ускорение свободного падения $g - 9,81$ м/с². Плотности воды ρ_{liq} и воздуха ρ_{gas} принимались равными 998,2 кг/м³ и 1,225 кг/м³ соответственно. Динамические вязкости воды μ_{liq} и воздуха μ_{gas} составляли $1,003 \times 10^{-3}$ кг/(м·с) и $1,789 \times 10^{-5}$ кг/(м·с).

2.2.2. Система уравнений

Моделирование межфазной границы производилось несколькими методами, включая метод объема жидкости (Volume Of Fluid, VOF), предложенный Hirt и Nichols [153], и сочетание метода объема жидкости с методом линии уровня (Level-Set, Osher и Sethian [154]), (Coupled Volume of Fluid Level-Set, CVOFLS).

В методе VOF граница раздела газ–жидкость отслеживается на основе распределения объемной доли жидкости в расчетной ячейке, где $\alpha_{liq} = 1$ соответствует жидкой фазе, а $\alpha_{liq} = 0$ – газовой фазе. Граница раздела газ–жидкость существует в ячейке, где α_{liq} лежит в диапазоне от 0 до 1. Таким образом, в данном методе переход от жидкой к газовой фазе происходит плавно в зависимости от распределения объемной доли. Сумма объемных долей в расчётной ячейке равна 1, $\alpha_{liq} + \alpha_{gas} = 1$.

Уравнение неразрывности записывается в стандартной форме,

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div}(\rho \vec{v}) = 0. \quad (2.7)$$

где ρ и v_i – это плотность и скорость двухфазной смеси, t – время. Индекс i в v_i обозначает компоненту вектора скорости в Декартовых координатах. Для определения поля скоростей смеси жидкости и газа в расчетной области решается уравнение баланса импульса, которое является общим для воды и воздуха,

$$\frac{\partial \rho \vec{v}}{\partial t} + \nabla(\rho \vec{v} \vec{v}) = -\nabla P + \nabla(\mu [\nabla \vec{v} + \nabla \vec{v}^T]) + \rho \vec{g} + \nu \vec{f}_\sigma, \quad (2.8)$$

где P – гидродинамическое давление, μ – динамическая вязкость смеси воды и воздуха, g_i – ускорение свободного падения. В правой части уравнения (2.8) $f_{\sigma,i}$ – объёмная сила поверхностного натяжения, которая моделировалась с помощью метода непрерывной поверхностной силы (Continuum Surface Force, CSF), предложенного Brackbill и др. [185]. Плотность и вязкость двухфазной смеси выражаются через объёмные доли следующим образом:

$$\rho = \rho_{liq} \alpha_{liq} + \rho_{gas} (1 - \alpha_{liq}), \quad (2.9)$$

$$\mu = \mu_{liq} \alpha_{liq} + \mu_{gas} (1 - \alpha_{liq}), \quad (2.10)$$

где ρ_{liq} , ρ_{gas} , μ_{liq} , μ_{gas} плотности и динамические вязкости жидкости и газа.

Положение межфазной границы отслеживается на основе уравнения переноса для объёмной доли жидкости,

$$\frac{\partial \rho \alpha_{liq}}{\partial t} + \text{div}(\rho \alpha_{liq} \vec{v}) = 0. \quad (2.11)$$

Для предотвращения размытия межфазной границы, вызванного численной диффузией при использовании метода объёма жидкости (VOF), в пакете Ansys Fluent предусмотрена специальная опция сжатия межфазной границы, при которой уравнение переноса объёмной доли модифицируется путём добавления дополнительного члена, отвечающего за искусственное сжатие переходной зоны. В результате уравнение принимает следующий вид:

$$\frac{\partial \rho \alpha_{liq}}{\partial t} + \text{div}(\rho \alpha_{liq} \vec{v}) + \nabla \left[\rho \alpha_{liq} (1 - \alpha_{liq}) \vec{v}_{compr} \right] = 0, \quad (2.12)$$

где $v_{compr,i}$ – скорость сжатия интерфейса, направленная вдоль вектора нормали к границе раздела. Она пропорциональна скорости вблизи интерфейса.

Объёмная сила поверхностного натяжения $f_{\sigma,i}$, представленная в правой части уравнения (2.8), рассчитывается с помощью метода непрерывной поверхностной силы,

$$\vec{f}_{\sigma} = \sigma k \nabla \alpha_{liq}, \quad (2.13)$$

где σ – коэффициент поверхностного натяжения, k – кривизна поверхности, вычисляемая как дивергенция единичной нормали к поверхности на границе раздела фаз,

$$\vec{n} = \frac{\nabla \alpha_{liq}}{|\nabla \alpha_{liq}|}, \quad (2.14)$$

$$k = \nabla \cdot (\vec{n}). \quad (2.15)$$

Подход, предложенный Brackbill и др. [185], используется для определения равновесного краевого угла смачивания θ_{eq} . Вместо непосредственного задания граничного условия для краевого угла на стенке, этот угол применяется для корректировки нормали к межфазной границе в ячейках, прилегающих к стенке:

$$\vec{n} = \vec{n}_w \cos(\theta_{eq}) + \vec{\tau}_w \sin(\theta_{eq}), \quad (2.16)$$

где $n_{w,i}$ и $\tau_{w,i}$ – вектор нормаль и тангенциальный вектор к стенке соответственно. Данное так называемое динамическое граничное условие (2.16) приводит к корректировке кривизны поверхности (2.15) вблизи стенки. Кривизна рассчитывается относительно нормали, полученной из уравнения (2.14) и, таким образом, сила поверхностного натяжения $f_{\sigma,i}$ вблизи стенки корректируется с помощью уравнения (2.13).

Для отслеживания положения границы раздела фаз также использовался комбинированный метод объёма жидкости (VOF) и метода линии уровня (Level-Set, LS), известный как CVOFLS

[154,186–188] , а результаты, полученные различными методами моделирования интерфейса, сравнивались. Комбинированный подход объединяет сильные стороны обоих методов, повышая точность определения положения межфазной границы. Ключевым преимуществом метода объёма жидкости (VOF) является сохранение массы, достигаемое путём отслеживания объёмной доли жидкости α_{liq} в каждой расчётной ячейке. Основным недостатком метода является его низкая точность при определении положения границы раздела в тонких жидких плёнках, когда толщина плёнки разрешена недостаточным количеством ячеек. Это приводит к неточному расчёту капиллярных сил, которые критически важны для прогнозирования поведения тонких жидких пленок жидкости, увлекаемых турбулентным газовым потоком. Напротив, сильной стороной метода линии уровня (Level-Set) является его высокая точность в описании геометрии межфазной границы, однако этот метод не является консервативным в отношении сохранения массы. Метод CVOFLS был разработан для взаимной компенсации этих недостатков и работает следующим образом: основной переменной, обеспечивающей сохранение массы, является объёмная доля жидкости α_{liq} , получаемая из VOF-метода. Функция уровня φ , определяющая положение межфазной границы в методе Level-Set, не решается независимо, а реконструируется на основе поля объёмной доли α_{liq} , и поле φ синхронизируется с α_{liq} на каждом временном шаге. Таким образом, гибридный метод сочетает относительно точный расчёт кривизны и нормали межфазной границы, обеспечиваемый методом Level-Set, с сохранением массы, свойственным VOF-подходу.

В методе Level-Set положение границы раздела определяется с помощью гладкой знакопеременной функции расстояния φ [154], где значение $\varphi = 0$ соответствует положению интерфейса газ-жидкость. В отличие от восстанавливаемой по объёмной доле жидкости границы раздела в методе VOF, которая имеет ступенчатую структуру и требует коррекции, интерфейс на основе функции φ является непрерывным, дифференцируемым и обеспечивает более точное представление границы раздела. Функция расстояния φ определяется следующим образом:

$$\varphi(\vec{r}, t) = \begin{cases} |l|, & \text{жидкость} \\ 0, & \text{интерфейс,} \\ -|l|, & \text{газ} \end{cases} \quad (2.17)$$

где l - кратчайшее расстояние от точки \vec{r} до межфазной границы. Вследствие знакопеременного характера функции φ возникает численная диффузия при решении уравнения переноса,

$$\frac{\partial \varphi}{\partial t} + \vec{v} \nabla \varphi = 0, \quad (2.18)$$

что приводит к размытию границы раздела и нарушению баланса массы. После процедуры переноса функция φ перестает быть функцией расстояния, и условие $|\nabla\varphi| = 1$ более не выполняется. В стандартном подходе метода Level-Set выполняется реинициализация функции φ ,

$$\frac{\partial\varphi}{\partial\tau} + \text{Sign}[\varphi(\vec{r}, \tau = 0)](1 - |\nabla\varphi|) = 0, \quad (2.19)$$

где $\text{Sign}[]$ – функция знака, τ – искусственное время. Реинициализация функции φ выполняется для восстановления её свойства знакопеременной функции расстояния в окрестности границы раздела. Связывание методов VOF и LS осуществляется на этапе реинициализации. Начальное поле φ задаётся на основе распределения объёмной доли α_i , поскольку исходное положение границы уже определено из уравнения (2.8),

$$\alpha_{liq} = H_\varepsilon(\varphi(\vec{r}, \tau = 0)), \quad (2.20)$$

$$H_\varepsilon(\varphi) = \begin{cases} 0, & \varphi < -\varepsilon \\ \frac{(\varphi + \varepsilon)}{2\varepsilon} + \frac{1}{2\pi} \sin\left(\frac{\pi\varphi}{\varepsilon}\right), & |\varphi| < \varepsilon \\ 1, & \varphi > \varepsilon \end{cases}, \quad (2.21)$$

где H_ε – функция Хевисайда, ε соответствует 1,5 размера ячейки вблизи границы раздела. Важно отметить, что без использования информации об α_{liq} , полученной методом VOF из уравнения (2.8), реинициализация лишь восстанавливает свойство φ как функции расстояния, сохраняя численную погрешность положения границы, возникшую при переносе. Это, в свою очередь, приводит к физически некорректной потере или увеличению массы. Вектор нормали \vec{n} и кривизна k границы раздела рассчитываются следующим образом:

$$\vec{n} = \frac{\nabla\varphi}{|\nabla\varphi|} \Big|_{\varphi=0}, \quad (2.22)$$

$$k = \nabla\vec{n} = \nabla \frac{\nabla\varphi}{|\nabla\varphi|} \Big|_{\varphi=0}. \quad (2.23)$$

Для расчета силы поверхностного натяжения используется алгоритм непрерывной поверхностной силы (CSF),

$$\vec{f}_\sigma = \sigma k \delta_s \vec{n}, \quad (2.24)$$

δ_s - дельта-функция Дирака, вычисляемая следующим образом:

$$\delta_s = \begin{cases} \frac{1}{2\varepsilon} \left(1 + \cos\left(\frac{\pi\varphi}{\varepsilon}\right) \right), & |\varphi| \leq \varepsilon \\ 0, & |\varphi| > \varepsilon \end{cases}, \quad (2.25)$$

где ε соответствует 1,5 размера ячейки вблизи свободной поверхности.

Равновесный краевой угол смачивания определялся через корректировку кривизны вблизи стенки (уравнения 2.16, 2.15), аналогично процедуре, проводимой в методе объема жидкости и описанной выше.

Динамическое условие на границе раздела не накладывается явным образом в используемых подходах моделирования границы раздела, а удовлетворяется через использование метода непрерывной поверхностной силы, где сила поверхностного натяжения $f_{\sigma,i}$ (2.13, 2.24) рассчитывается путем определения кривизны и нормали, полученных из функции переноса α_{liq} или φ , и добавляется в уравнения Навье-Стокса (2.8) в качестве объемной силы $f_{\sigma,i}$. При численном решении уравнений Навье-Стокса с этим источником, давление и вязкие напряжения автоматически формируют необходимый скачок на границе раздела, точно уравновешивая силу поверхностного натяжения. Кинематическое граничное условие автоматически обеспечивается решением уравнений переноса для функций φ (2.18) и α_{liq} (2.11).

Газопленочное течение в плоском миниканале рассчитывалось прямым численным моделированием, а также методом крупных вихрей (Large Eddy Simulation, LES) [167]. В рамках подхода LES уравнения Навье-Стокса подвергаются операции пространственной фильтрации, что позволяет выделить крупномасштабные структуры течения, а влияние мелкомасштабной (подсеточной) турбулентности учитывается с помощью специальной модели (Subgrid-Scale, SGS). Отфильтрованные уравнения Навье-Стокса можно записать следующим образом:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho v_i) = 0, \quad (2.26)$$

$$\frac{\partial \rho v_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho v_i v_j) = -\frac{\partial}{\partial x_i} P + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\mu + \mu_t) \left[\frac{\partial v_i}{\partial x_j} + \frac{\partial v_j}{\partial x_i} \right] \right] + \rho g_i + f_{\sigma,i}, \quad (2.27)$$

где черта сверху $\bar{\psi}$ обозначает отфильтрованную величину. В общем виде отфильтрованная переменная определяется через свёртку с функцией фильтра G_f :

$$\bar{\psi}(x, t) = \int_{D_{flow}} \psi(x - x', t) G_f(x, x') dx', \quad (2.28)$$

где D_{flow} – область течения жидкости. В программном комплексе Ansys Fluent, основанном на методе конечных объёмов, явная операция фильтрации не применяется. Вместо этого используется подход неявной фильтрации, при котором роль фильтра выполняет сама вычислительная сетка и используемые схемы дискретизации. В методе конечных объёмов первичными переменными являются осредненные по объёму ячейки значения, которые по определению соответствуют отфильтрованным величинам при использовании фильтра

$$G_f(x, x') = \begin{cases} 1/V, & x' \in CV \\ 0, & \notin CV \end{cases}, \quad (2.29)$$

где CV – контрольный объем, V – объем вычислительной ячейки. Формально, отфильтрованная переменная представляется в виде:

$$\psi(x, t) = \frac{1}{V} \int_{CV} \psi(x - x', t) dx', \quad x' \in CV. \quad (2.30)$$

Важно подчеркнуть, что выражение (2.30) описывает физический смысл неявной фильтрации, но не является отдельной вычислительной процедурой – оно автоматически выполняется в процессе дискретизации по контрольным объёмам.

Для определения подсеточной вязкости использовалась модель Смагоринского-Лили [189,190],

$$\mu_t = \rho L_s^2 |S|^2, \quad (2.31)$$

где L_s – длина смешения для подсеточных масштабов,

$$L_s = \min(\kappa d, C_s V^{1/3}), \quad (2.32)$$

где κ – постоянная Кармана (равная 0,42), а d – расстояние до ближайшей стенки. C_s – постоянная Смагоринского, равная 0,1. Величина $|S|$ определяется следующим образом:

$$|S| = \left(2S_{ij}S_{ji} \right)^{1/2}, \quad (2.33)$$

где S_{ij} тензор скоростей деформаций,

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \tilde{v}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \tilde{v}_j}{\partial x_i} \right). \quad (2.34)$$

Для связи полей скорости и давления использовался алгоритм SIMPLE (Semi-Implicit Method for Pressure Linked Equations) в случае прямого численного моделирования и PISO (Pressure-Implicit with Splitting of Operators – неявный по давлению метод с расщеплением операторов) в случае моделирования методом крупных вихрей. Для решения уравнения неразрывности применялась схема PRESTO! (PREssure STaggering Option). Для вычисления градиентов использовался алгоритм Least Squares Cell-Based. Конвективные члены дискретизировались с использованием противопоточной схемы второго порядка для прямого численного моделирования и ограниченной центральной разностной схемы для LES. Перенос функции ϕ метода Level-Set осуществлялся противопоточной схемой первого порядка точности. Для аппроксимации межфазной границы в методе объёма жидкости (VOF) использовалась кусочно-линейная схема геометрической реконструкции (Geo-Reconstruct), а также компрессионная схема при использовании LES. Дискретизация по времени выполнялась с

использованием неявной схемы первого порядка (прямое численное моделирование), а также ограниченной неявной схемой второго порядка (LES). В расчётах применялся адаптивный шаг по времени. Размер шага определялся из условия, что глобальное число Куранта не должно превышать 0,25 для двумерной постановки и 0,5 для трёхмерной.

2.2.3. Валидация численной модели

Валидация метода объёма жидкости (Volume of Fluid, VOF) в программном комплексе Ansys Fluent выполнялась на нескольких тестовых задачах. В частности, проведено экспериментальное и численное исследование деформаций свободной поверхности тонкой плёнки силиконового масла ПМС-100 толщиной 1,25 мм при локальном нагреве снизу. Амплитуда регистрируемых деформаций составляла порядка нескольких микрометров. Схема экспериментального стенда, использованного для определения поля деформаций, представлена на Рисунке 2.15. Измерения выполнялись с применением синтетического Шлирен-метода, основанного на отражении (Moon Glade BOS), принцип работы которого описан в разделе 2.1.4. Рабочий участок представляет собой цилиндрическую кювету внутренним диаметром 88 мм. В центр кюветы впрессован медный цилиндр (нагреватель), верхняя часть которого имеет квадратное сечение. Квадратная верхняя часть нагревателя и пластиковая подложка были покрыты черным покрытием для устранения паразитных отражений. По периметру кюветы для термостабилизации циркулировала вода температурой 22 °С. Оптическая схема синтетического Шлирен-метода состояла из камеры Nikon D500 и светодиодной панели. Для валидации полученных результатов измерений локальная толщина пленки дополнительно измерялась с помощью контроллера Micro-Epsilon IFC2451 с конфокальным хроматическим сенсором IFS2405-3, принцип измерения которого описан в разделе 2.1.3. Рабочий участок располагался горизонтально на оптическом столе, который также служил для демпфирования вибраций.

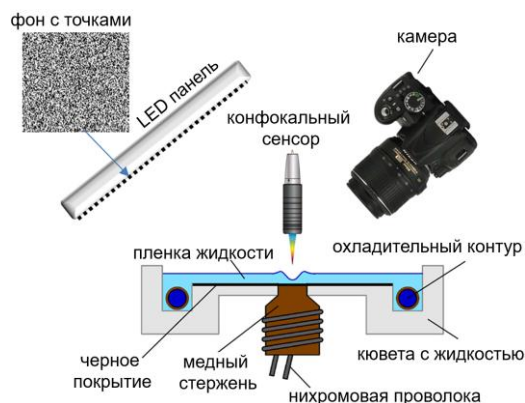


Рисунок 2.15 – Схема экспериментального стенда для исследования деформаций тонкого слоя жидкости, нагреваемой со стороны подложки синтетическим Шлирен методом, основанным на отражении (Moon Glade BOS) [180,191]

Постановка задачи численного моделирования, включая расчетную область, сетку и граничные условия показаны на Рисунке 2.16. Амплитуды исследуемых деформаций и толщина пленки имели существенно различные масштабы (1 мкм и 1 мм), поэтому были сделаны некоторые упрощения. Задача ставилась двумерной (в эксперименте нагреватель имел квадратную форму), а также размер кюветы был ограничен (диаметр кюветы в эксперименте составлял 88 мм, тогда как в моделировании - 40 мм). Расчетная область (Рисунок 2.16) представляла собой прямоугольник размером $20 \times 3 \text{ мм}^2$, а толщина слоя жидкости составляла 1,25 мм. Сетка была неструктурированной. Количество ячеек составляло 201742, количество узлов – 181359. Вблизи свободной поверхности выполнялось сгущение сетки. Толщина первого слоя составляла 0,1 мкм, размер каждого последующего слоя по нормали (y) увеличивался на 20%, всего было создано 40 слоёв. Ширина ячеек вблизи свободной поверхности фиксировалась на уровне 10 мкм. В численной модели учитывался термокапиллярный эффект (зависимость коэффициента поверхностного натяжения от температуры задавалась линейной функцией), а также термическое расширение (плотность силиконового масла задавалась линейной функцией от температуры). Интерфейс газ-жидкость моделировался методом объема жидкости, а сила поверхностного натяжения моделировалась методом непрерывной поверхностной силы (уравнение 2.13). Более детальное описание модели и эксперимента представлено в работе [191].

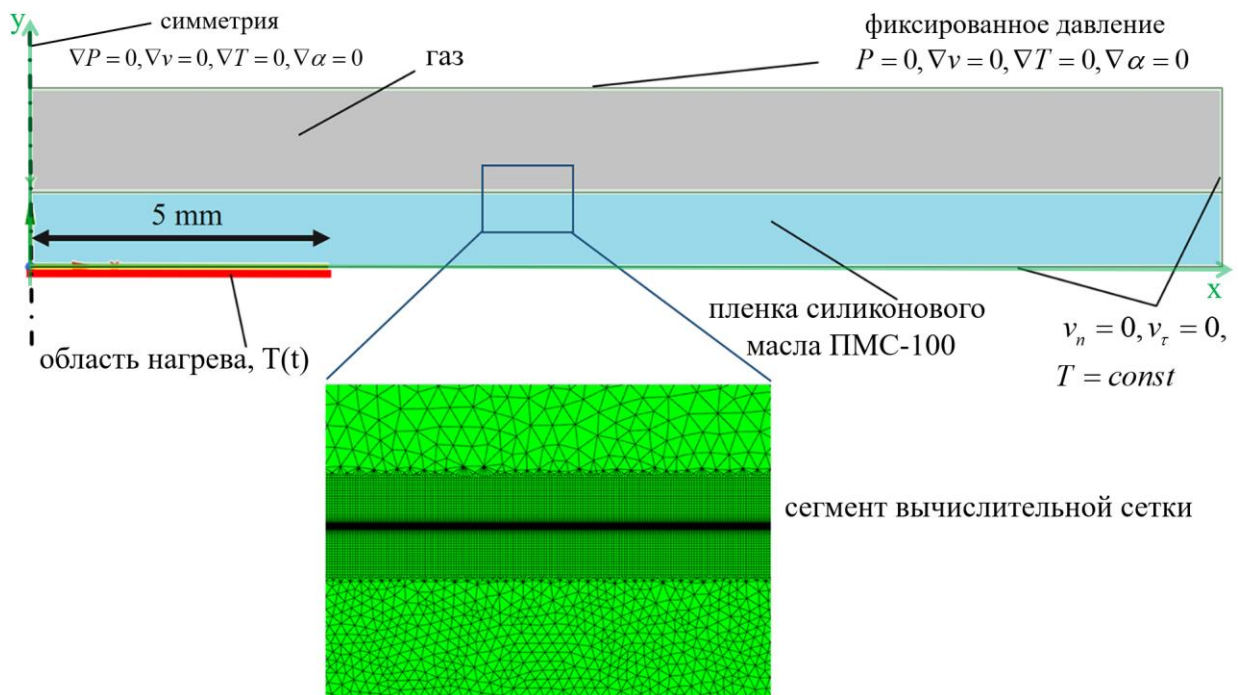


Рисунок 2.16 – Постановка задачи численного моделирования, включая расчетную область, сетку и граничные условия для исследования деформаций слоя жидкости нагреваемого снизу и валидации метода VOF [191]

Качественное сопоставление данных эксперимента и моделирования представлено на Рисунке 2.17. $h_{int} = 0$ на оси y соответствует положению свободной поверхности при отсутствии деформаций. На начальной стадии жидкость приподнимается над нагревателем относительно

недеформированного уровня жидкости из-за термического расширения, как в эксперименте, так и в численном моделировании. При возникновении градиента температуры на свободной поверхности возникает термокапиллярная конвекция, которая заставляет жидкость перетекать от центра возвышения к периферии, вызывая впадину, что также наблюдается в эксперименте и воспроизводится моделированием. Колебания свободной поверхности в численном моделировании (Рисунок 2.17 б) связаны с размером ячеек вблизи межфазной границы и с кусочно-линейной схемой реконструкции интерфейса газ-жидкость.

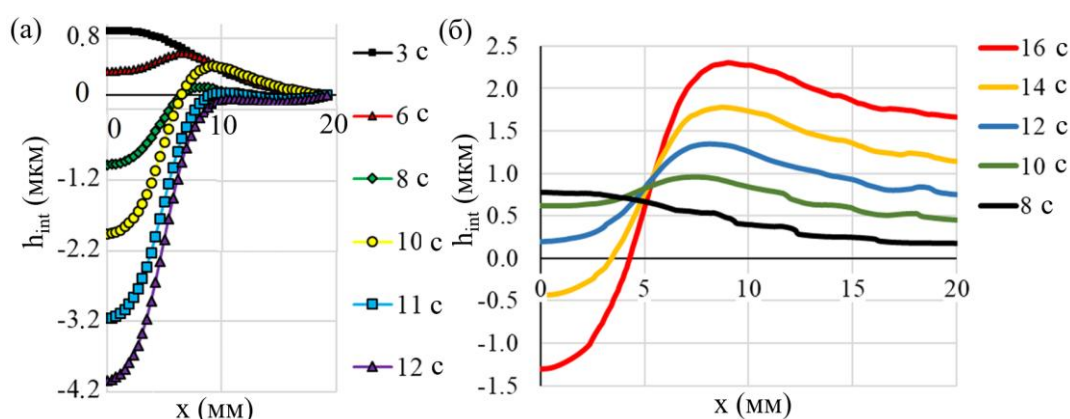


Рисунок 2.17 – Деформации свободной поверхности пленки силиконового масла ПМС-100, нагреваемой снизу. (а) Профиль, полученный синтетическим Шлирен-методом, основанном на отражении. (б) Профиль, полученный с помощью численного моделирования методом объема жидкости

Что касается количественного сопоставления, получено удовлетворительное соответствие данных (Рисунок 2.18 а). В численном моделировании вследствие теплового расширения уровень жидкости h_{int} на периферии области увеличивался, что не наблюдалось в эксперименте, в котором жидкость свободно растекалась к периферии кюветы, не вызывая возмущений при $x = 20$ мм. В моделировании из-за недостатка вычислительных мощностей размер кюветы был уменьшен до 40 мм и на правой части области поставлено условие стенки, тогда как в эксперименте размер кюветы составлял 88 мм. На Рисунке 2.18 б показано сравнение экспериментальных данных, полученных конфокальным оптическим методом и синтетическим Шлирен-методом, с результатами численного моделирования в центре нагревателя. Данные численного моделирования представлены с учётом коррекции на повышение уровня жидкости на периферии области: амплитуда деформации на правой границе вычиталась из амплитуды центральной деформации. Следует также отметить, что экспериментальные данные, полученные различными методиками, были зафиксированы в аналогичных условиях, но в разных сериях экспериментов. Тем не менее, результаты всех методов находятся в хорошем взаимном согласии.

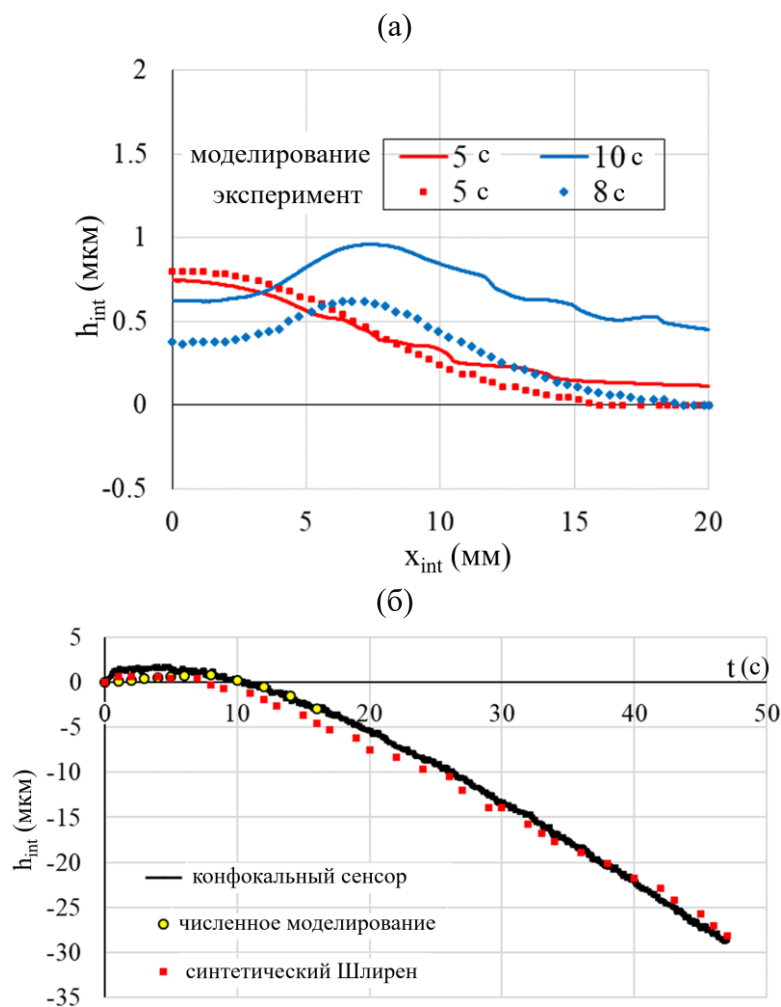


Рисунок 2.18 – а) Сравнение мгновенного профиля интерфейса жидкость-газ, полученного синтетическим Шлирен-методом с данными численного моделирования. б) Сопоставление данных с учетом подъема уровня жидкости на периферии области в моделировании с двумя экспериментальными методами

Валидация численных моделей, описанных в разделе 2.2.2, также проводилась непосредственно для течения пленки, увлекаемой высокоскоростным газовым потоком. Постановка задач моделирования подробно описана в разделе 2.2.1. Для количественного сопоставления экспериментальных данных и результатов численного моделирования была получена осредненная по времени локальная толщина пленки жидкости вдоль канала. Как упоминалось ранее, в эксперименте для измерения локальной толщины плёнки использовался конфокальный оптический сенсор. Сканирование выполнялось в центральной части канала, а также на расстояниях ± 5 мм от центра. Данные, полученные в различных сечениях вдоль канала, усреднялись. Средняя толщина пленки измерялась для миниканала, в котором устранялся контакт жидкости с боковыми стенками (Рисунок 2.2 в). Профиль толщины пленки, полученный экспериментально, показывает удовлетворительное согласие с результатами численного моделирования двумерной задачи с использованием методов прямого численного моделирования с методами VOF и CVOFLS и методом крупных вихрей (Рисунок 2.19).

Используемые модели корректно воспроизводят поведение толщины пленки на малых расстояниях от входа жидкости. В области полностью развитого течения толщина пленки, полученная в расчете, примерно на 20% больше экспериментальной (касательные напряжения со стороны газа недооцениваются) в случае прямого численного моделирования. Указанное расхождение, по всей видимости, обусловлено двумерной постановкой задачи, в рамках которой не воспроизводится сложная динамика вихревых структур в газовой фазе, включая их растяжение и распад. В случае моделирования методом крупных вихрей касательные напряжения со стороны газа, напротив, переоцениваются и толщина пленки в области установившегося течения приблизительно на 20% меньше. Вероятно, это связано с подсеточной турбулентностью, которая переоценивает вклад касательных напряжений вблизи интерфейса. Таким образом, по-видимому, необходимо включать в модели подсеточной вязкости дополнительный источник для демпфирования турбулентности вблизи интерфейса жидкость-газ, похожим образом, как это уже делается в RANS моделях, например в работах [164,165]. Кроме того, турбулентность имеет трехмерную природу, что также влияет в том числе и на касательные напряжения вблизи межфазной границы. Корректное описание требует решения задачи в трехмерной постановке, однако в сочетании с методом крупных вихрей моделирование является в значительной степени вычислительно затратным.

Несогласованность данных также наблюдается на расстоянии 3 мм. В эксперименте жидкая плёнка стабилизировалась быстрее и достигала высоты около 100 мкм на расстоянии примерно 3-4 мм. Различия вблизи входа жидкости могут быть связаны с особенностями условий подачи жидкости. В эксперименте из-за сглаживания кромок при фотополимерной печати вход жидкости может не образовывать идеально прямой угол, как в численном моделировании.

Экспериментальные и численные данные для трехмерного случая в области полностью развитого течения жидкой плёнки показывают расхождения около 40%. Толщина пленки переоценивается по сравнению с экспериментом. Это связано с недостаточным разрешением сетки как для моделирования турбулентности в газовой фазе, так и для жидкой плёнки возле нижней стенки. В то же время, даже с использованием недостаточно детализированной сетки, трехмерный расчет потребовал нескольких месяцев машинного времени, что подтверждает высокую вычислительную сложность рассматриваемой задачи.

На Рисунке 2.20 представлено качественное сопоставление уноса капель от межфазной границы в эксперименте и численном моделировании (при $U_{gas} \approx 50$ м/с и $Re_{liq} \approx 300$). Причем как в эксперименте, так и в моделировании отрыв начинал происходить на некотором расстоянии от области подвода жидкости, что связано с процессом формирования волн возмущения и более подробно будет обсуждаться в разделе результатов. На Рисунке 2.20 а представлено Шлирен-изображение верхней стенки миниканала, на которой наблюдаются капли и пленки. Межфазная

граница жидкость газ, полученная численным моделированием, представлена на Рисунке 2.20 б, на котором видны трехмерные волны, сорвавшиеся капли в потоке и капли на верхней стенке миниканала. Как в эксперименте, так и в численном моделировании на верхней стенке наблюдалась коалесценция капель, приводящая к увеличению их размера.

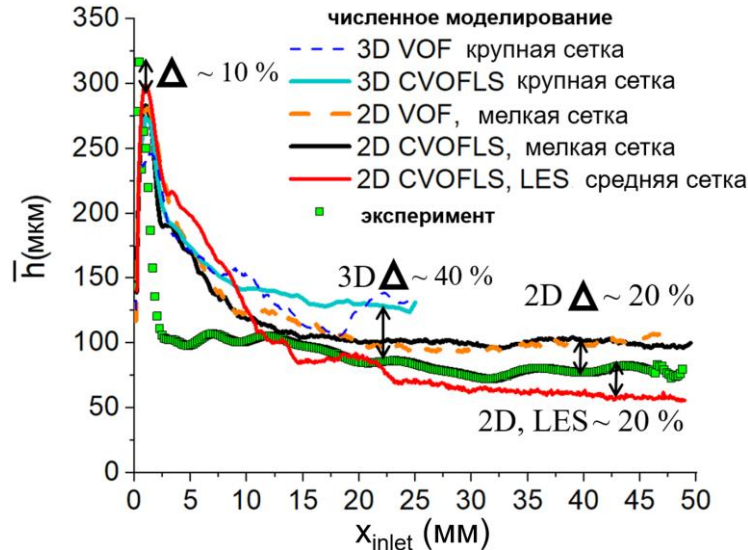


Рисунок 2.19 – Сравнение осреднённого по времени профиля толщины пленки, полученного в эксперименте, с данными численного моделирования для двумерной и трёхмерной постановки, прямого численного моделирования, метода крупных вихрей, моделей интерфейса газ-жидкость VOF, CVOFLS. Параметры эксперимента: $Re_{liq} = 290$, $U_{gas} = 49$ м/с. Сканирование выполнялось в центральной части вдоль канала, а также на расстояниях ± 5 мм от центра; результаты усреднялись. Параметры численного моделирования: $Re_{liq} = 300$, $U_{gas} = 50$ м/с

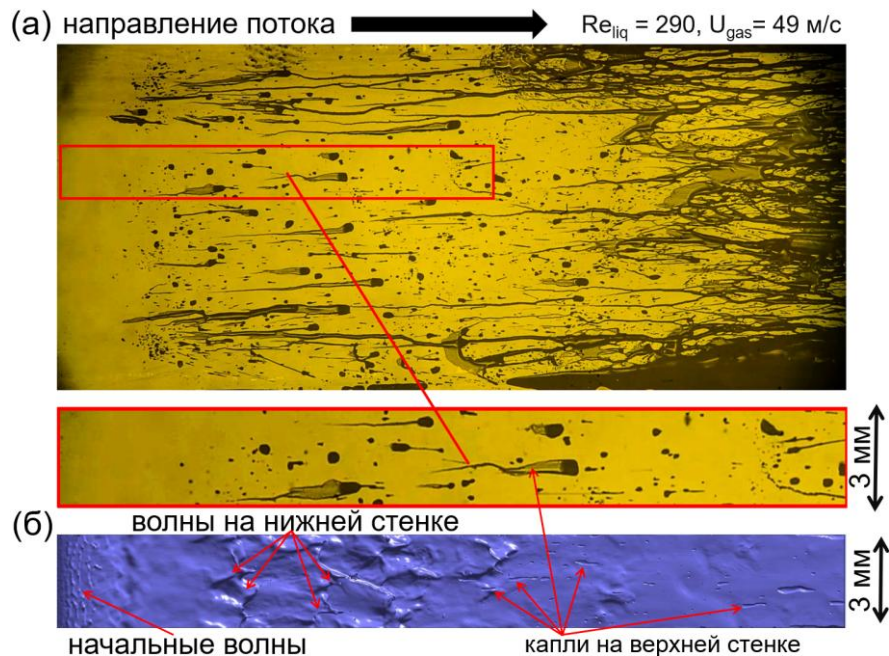


Рисунок 2.20 – Качественное сравнение экспериментальных данных и результатов численного моделирования. (а) Шлирен-изображение течения, демонстрирующее капли на верхней стенке, полученное для канала с волокнами, встроенными в канавки вблизи боковых стенок, $Re_{liq} = 290$, $U_{gas} = 49$ м/с. (б) Исоповерхность $\alpha_{liq} = 0,5$ (межфазная граница), полученная с помощью численного моделирования в трёхмерной постановке методом CVOFLS на относительно крупной сетке с размером ячеек 25 мкм, $Re_{liq} = 300$, $U_{gas} = 50$ м/с

2.3. Выводы ко второй главе

Разработаны и изготовлены рабочие участки различной геометрии с использованием аддитивных технологий фотополимерной печати. Разработана экспериментальная установка для исследования двухфазного течения в плоских миниканалах высотой 0,5–1 мм. Установка включает замкнутый жидкостный и открытый газовый контуры, рабочий участок с оптическим доступом, а также измерительную систему, включающую Шлирен-метод для визуализации и конфокальный метод для измерения толщин пленок. Показана эффективность комплекса оптических методов для исследования неподвижных и увлекаемых высокоскоростным газовым потоком тонких пленок жидкости. Шлирен-метод позволяет фиксировать факт смачивания верхней стенки и анализировать механизм перехода к кольцевому режиму течения. Конфокальный оптический метод обеспечивает измерение локальной толщины плёнки с высокой точностью.

Выполнена валидация численной модели метода объёма жидкости (VOF) в программном комплексе Ansys Fluent, учитывающей термокапиллярную конвекцию и тепловое расширение. Валидация проведена на задаче о деформациях свободной поверхности микрометрового масштаба для тонкой пленки силиконового масла ПМС-100 толщиной около 1 мм, нагреваемой снизу. Экспериментальные данные получены с использованием высокочувствительных оптических методов: синтетического Шлирен-метода, основанного на отражении, и конфокального метода. Получено удовлетворительное согласие между экспериментальными данными и результатами численного моделирования. Синтетический Шлирен-метод, основанный на отражении (Moon Glade BOS), валидирован для измерения деформаций микрометрового масштаба межфазной границы и зеркальных поверхностей и может использоваться для валидации численных моделей.

Реализованы и верифицированы методы отслеживания межфазной границы VOF и CVOFLS и метод крупных вихрей (LES) для моделирования турбулентности в пакете Ansys Fluent для исследования течения пленки жидкости, увлекаемой высокоскоростным газовым потоком в плоском миниканале. Проведена валидация моделей путем сопоставления данных с экспериментом. Двумерные расчеты методом прямого численного моделирования удовлетворительно воспроизводят поведение толщины плёнки вдоль канала. В области полностью развитого течения толщина пленки в моделировании переоценивается по сравнению с экспериментом, что, по всей видимости, обусловлено неучетом трехмерной динамики вихревых структур в газовой фазе. Моделирование методом LES в двумерной постановке приводит к переоценке касательных напряжений на межфазной границе (занижение толщины плёнки ~ 20%), что указывает на необходимость модификации моделей подсеточной вязкости для учёта

демпфирования турбулентности вблизи интерфейса жидкость–газ и моделирования в трехмерной постановке. Трёхмерные расчеты качественно воспроизводят основные механизмы течения, включая волнообразование, унос капель, коалесценцию на верхней стенке. Количественное расхождение с экспериментом по толщине пленки связано с недостаточным разрешением сетки для охвата всех турбулентных масштабов. При этом вычислительная стоимость 3D-моделирования составляет значительное время (несколько месяцев на один расчет), что ограничивает проведение параметрических исследований.

Глава 3. Экспериментальное исследование двухфазного течения в плоском миниканале

3.1. Исследование перехода к кольцевому течению в миниканале

Исследование двухфазного течения проводилось для нескольких конфигураций плоских миниканалов в широком диапазоне скоростей жидкости и газа, включая значения, соответствующие турбулентному режиму. Числа Рейнольдса для жидкости и газа изменялись в пределах: $Re_{liq} = 80-860$, $Re_{gas} = 1040-10350$. Течение регистрировалось Шлирен - методом. Следует отметить, что Шлирен-метод, чувствительный лишь к малым локальным углам наклона поверхности, не позволяет визуализировать пленку на нижней стенке канала при высоких расходах фаз, когда в ней формируется сложная трехмерная волновая структура. Жидкость на нижней стенке канала наблюдалась только при сравнительно малых расходах жидкости и газа. В то же время при помощи Шлирен-метода было возможно наблюдать жидкость, контактирующую с верхней стенкой миниканала и, таким образом, регистрировать переход к кольцевому режиму (принцип Шлирен-метода описан в разделе 2.1.2). Схематично двухфазное течение, которое реализуется в плоском миниканале при относительно высоких расходах фаз, представлено на Рисунке 3.1 а. На нем также показано: поле зрения камеры; капли на верхней стенке; пленки на верхней стенке, сформированные за счет перетока жидкости по боковым стенкам; пленки на верхней стенке, образованные в результате уноса капель.

Процесс перехода к кольцевому режиму течения при различных скоростях газа и жидкости для канала 1 (Таблица 2) высотой 915 мкм и шириной 20 мм представлен на Рисунке 3.1 б. Красной линией на изображениях показано положение входа жидкости (щель в нижней стенке, через которую подаётся жидкость). Перемещение по столбцам слева направо на Рисунке 3.1 б отражает увеличение расхода жидкости при фиксированном расходе газа, а перемещение по строкам сверху вниз на Рисунке 3.1 б – увеличение расхода газа при фиксированном расходе жидкости.

В исследованном диапазоне скоростей жидкости и газа наблюдался переток жидкости вдоль боковых стенок к верхней стенке. В этом случае несмоченная область на верхней стенке миниканала образует «треугольник» (Рисунок 3.1 б, $Re_{liq} = 170$, $U_{gas} = 9$ м/с), вершина которого совпадает с точкой формирования кольцевого течения. На боковых границах «треугольника» (линии контакта, ограничивающие несмоченную область) наблюдаются колебания межфазной границы, приводящие к отрыву капель, которые затем распространяются вдоль верхней стенки миниканала (Рисунок 3.1 б, $Re_{liq} = 170$, $U_{gas} = 18$ м/с, $U_{gas} = 36$ м/с). Эти колебания, вероятно, связаны с боковой неустойчивостью, зарегистрированной Чинновым и др. [22] для миниканала высотой 500 мкм. Чиннов и др. [22] показали, что колебания линии контакта, ограничивающей

несмоченную область, могут также инициировать кольцевой режим, когда противоположные линии контакта соприкасаются (Рисунок 1.20). Однако природа этого явления до конца не выяснена, и теоретические исследования данного типа неустойчивости отсутствуют. В нашем случае боковая неустойчивость не оказывала существенного влияния на переход к кольцевому течению в канале высотой около 1 мм. Это связано с тем, что роль боковой неустойчивости возрастает при уменьшении высоты миниканала, что будет показано далее. На Рисунке 3.1 б видно, что с увеличением скорости газа углы у основания «треугольника» увеличиваются, вызывая замыкание пленки, то есть формирование кольцевого течения дальше по потоку (Рисунок 3.1 б, $Re_{liq} = 170$, $U_{gas} = 9-91$ м/с). При этом с увеличением расхода жидкости угол у основания «треугольника» уменьшается, и кольцевой режим формируется ближе к входу жидкости.

В исследованном диапазоне скоростей жидкая пленка на верхней стенке формировалась не только за счет перетока жидкости по боковым стенкам. Например, при $Re_{liq} = 330$, $U_{gas} = 9$ м/с и 18 м/с (Рисунок 3.1 б) видно, что помимо эффекта боковых стенок происходит перенос жидкости из нижней пленки. Вероятнее всего, это связано с образованием жидких перемычек (мостиков), перекрывающих канал от нижней к верхней стенке. Развитие таких перемычек, вероятно, связано с контактом гребня волны с верхней стенкой миниканала. Примечательно, что образование перемычек происходит в определённых местах: в центре миниканала и на некотором расстоянии от боковых стенок (Рисунок 3.1 б, $Re_{liq} = 330$, $U_{gas} = 9$ м/с). Это, вероятно, объясняется тем, что высота плёнки неоднородна в поперечном направлении и может иметь несколько локальных максимумов, что будет показано далее.

Другой механизм переноса жидкости из нижней пленки на верхнюю стенку связан с уносом капель, который усиливается с увеличением расхода газа и жидкости. При $U_{gas} = 91$ м/с и $Re_{liq} = 170-630$ (Рисунок 3.1 б) отчётливо видна граница между жидкостью на верхней стенке, транспортируемой по боковым стенкам (тёмная область возле стенок на Рисунке 3.1 б), и жидкостью, переносимой вверх вследствие уноса капель с нижней пленки. Таким образом, при высоких скоростях газа и жидкости унос капель с интерфейса жидкость-газ нижней пленки вносит существенный вклад в формирование жидкой пленки на верхней стенке. Также наблюдалась коалесценция капель на верхней стенке, приводящая к образованию крупных жидких ручейков, которые, вероятно, способствовали формированию непрерывной жидкой плёнки ближе к выходу двухфазного потока. Этот процесс также схематически показан на Рисунке 3.1 а.

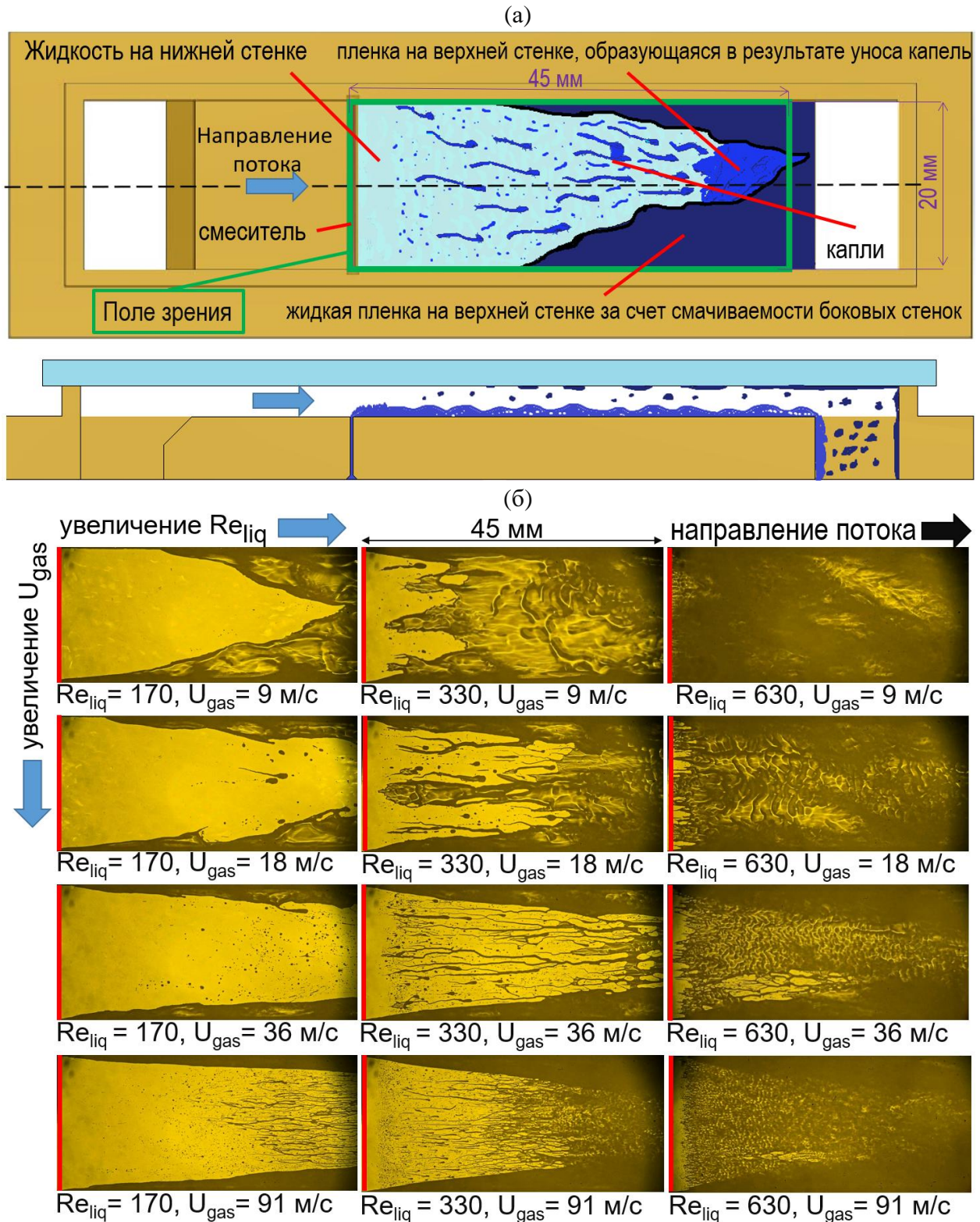


Рисунок 3.1 – Визуализация течения в плоском миниканале высотой 915 мкм и шириной 20 мм (конфигурация 1, Таблица 2). (а) Схема двухфазного течения в миниканале при относительно высоких расходах фаз. (б) Шлирен-изображения жидкости на верхней стенке миниканала в широком диапазоне скоростей фаз. Красная линия показывает положение входа жидкости

Эксперименты также проводились в миниканале с углублениями вблизи боковых стенок, в которые были встроены хорошо смачиваемые текстильные волокна для предотвращения контакта жидкости с боковыми стенками (Рисунок 2.2 в, конфигурация 2 в Таблице 2). Структура

течения при различных расходах жидкости и газа представлена на Рисунке 3.2. Область подвода жидкости на Рисунке 3.2 выделена красным цветом. При исследованных скоростях жидкости и газа в данной конфигурации миниканала не наблюдалось перетекания жидкости вдоль боковых стенок. При $Re_{liq} = 480$, $U_{gas} = 86$ м/с (Рисунок 3.2) был зафиксирован переход к кольцевому режиму течения, происходящий в результате уноса капель с межфазной границы. В крупномасштабных каналах, размер которых существенно выше капиллярной постоянной жидкости, было показано, что единственным механизмом, способным сформировать стабильную кольцевую плёнку, являются вторичные течения в газовой фазе, тогда как события уноса капель происходят слишком редко для обеспечения формирования кольцевой плёнки [107,192]. Таким образом, впервые продемонстрировано, что в плоском миниканале переход к кольцевому режиму течения может происходить исключительно за счёт уноса капель. Более того, формирование кольцевого течения за счёт уноса капель, по-видимому, представляет собой предельный случай перехода, поскольку дальнейшее увеличение скоростей фаз приведёт к ещё более интенсивному уносу. В то же время, как продемонстрировано в настоящем исследовании, возможно исключить контакт жидкости с боковыми стенками и тем самым подавить инициируемый ими переход к кольцевому режиму течения. Это имеет важное значение для поддержания стабильного расслоенного течения, которое целесообразно использовать в системе охлаждения, предложенной Кабовым и др. [28].

В миниканале с волокнами в углублениях вблизи боковых стенок (Рисунок 2.2. в, конфигурация 2 в Таблице 2) наблюдаются и другие интересные особенности. Например, при $Re_{liq} = 120$, $U_{gas} = 9$ м/с (Рисунок 3.2) на нижней стенке наблюдается ручеек, который сужается по мере увеличения расстояния от входа жидкости. Более того, при этих параметрах ручеек не достигает области с углублениями, содержащими волокна. На определённом расстоянии от входа жидкости ручеек контактирует с верхней стенкой миниканала, вероятно, вследствие увеличения высоты плёнки, вызванного поверхностным натяжением. В ходе экспериментов также наблюдалось формирование пульсаций, приводящих к периодическому переносу жидкости на верхнюю стенку канала. Данный процесс реализовывался при относительно высоких расходах жидкости и низких расходах газа, при этом он не оказывал влияния на основные процессы, исследуемые в настоящей работе. Детальное изучение этих гидродинамических неустойчивостей выходит за рамки исследования.

Следует отметить, что конфигурация плоского миниканала, в которой исключён контакт жидкости с боковыми стенками, способствует стабилизации стратифицированного течения, что может быть использовано в системе охлаждения на основе пленки жидкости, увлекаемой потоком газа в плоском миниканале [28]. Кроме того, предполагается, что гидравлическое сопротивление канала с несмоченными боковыми стенками должно быть ниже. Однако

получение количественных данных о перепаде давления и их сравнительный анализ с конфигурацией со смоченными боковыми стенками требуют проведения дополнительных исследований.

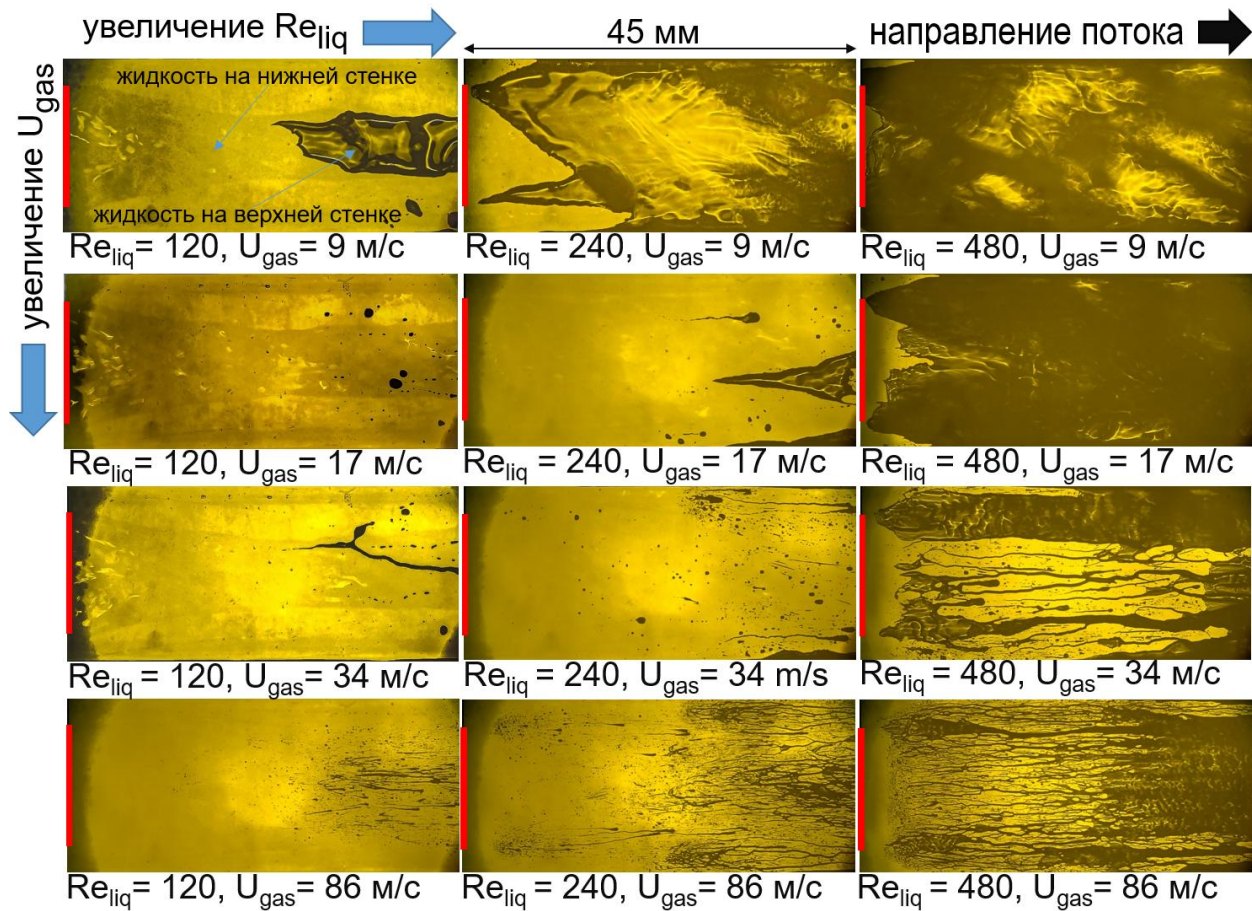


Рисунок 3.2 – Визуализация течения в плоском миниканале, в котором исключён контакт жидкости с боковыми стенками. Красная линия обозначает положение входа жидкости

3.2. Влияние геометрии плоского миниканала

Проведено сопоставление процесса перехода к кольцевому режиму течения в плоских миниканалах различной геометрии при числах Рейнольдса жидкости $Re_{liq} = 80 - 335$ и среднерасходных скоростях газа $U_{gas} = 8 - 80 \text{ м/с}$. Исследовалось влияние высоты подводного канала жидкости δ (показан на Рисунке 2.2 б) в диапазоне от 300 до 600 мкм. При этом высота каналов H , угол подвода жидкости, ширина канала W , ширина подводного канала воды w были приблизительно одинаковыми и составляли $H \approx 1 \text{ мм}$, угол подвода – 90° , $W = 20 \text{ мм}$ (сравнивались миниканалы конфигураций 1 и 4, Таблица 2). Кроме того, исследовалось влияние высоты плоского миниканала в диапазоне $H = 915-515 \text{ мкм}$ (сравнивались конфигурации 1 и 3, Таблица 2) при фиксированном $\delta \approx 300 \text{ мкм}$, угле подвода жидкости 90° , $W = w = 20 \text{ мм}$.

На Рисунке 3.3 представлены Шлирен-изображения процесса перехода к кольцевому режиму течения при различных числах Рейнольдса жидкости и среднерасходных скоростях газа для плоских миниканалов с разной высотой подводного канала жидкости δ и высотой канала H . Данные по среднерасходной скорости газа разделены на три блока, ограниченные на Рисунке 3.3 пунктирными линиями. Каждый блок соответствует фиксированному значению среднерасходной скорости газа. Каждый столбец на Рисунке 3.3 соответствует фиксированному числу Рейнольдса жидкости. Красная линия на Рисунке 3.3 обозначает положение входа жидкости. Первая строка в блоках 1-3 на Рисунке 3.3 соответствует миниканалу конфигурации 1 ($H = 915 \pm 65$ мкм, $\delta = 308 \pm 16$ мкм, Таблица 2), вторая строка – конфигурации 4 ($H = 1028 \pm 60$ мкм, $\delta = 615 \pm 50$, Таблица 2), третья строка – конфигурации 3 ($H = 515 \pm 55$ мкм, $\delta = 280 \pm 35$, Таблица 2).

Высота подводного канала жидкости δ (показан на Рисунке 2.2 б) влияет на площадь орошения верхней стенки при различных скоростях газа и жидкости и при разных типах неустойчивостей (боковая неустойчивость [22], унос капель), приводящих к кольцевому режиму течения. В частности, при $Re_{liq} = 80$, $U_{gas} = 8$ м/с увеличение высоты подводного канала с 308 мкм (блок 1, строка 1, столбец 1; Рисунок 3.3) до 615 мкм (блок 1, строка 2, столбец 1; Рисунок 3.3) усиливает боковую неустойчивость, которая проявляется в виде периодических возмущений у боковых стенок [21]. Это количественно показано на Рисунке 3.4 а, на котором представлена динамика доли площади орошения s_{wet}/s (s_{wet} – площадь орошения верхней стенки, s – площадь верхней стенки миниканала) при реализации боковой неустойчивости и при формировании кольцевого режима за счёт перетока жидкости с нижней стенки на верхнюю по боковым стенкам. При $s_{wet}/s = 1$ верхняя стенка полностью смочена жидкостью, а при $s_{wet}/s = 0$ жидкость на верхней стенке отсутствует. Вычисление доли площади орошения верхней стенки проводилось в среде MATLAB с использованием комплекса алгоритмов обработки изображений. На первом этапе выполнялась предварительная обработка для повышения контрастности и уменьшения шума: применялись медианная фильтрация и повышение резкости. Бинаризация осуществлялась адаптивным методом с локальным порогом, что позволило выделить смоченную область. Значение s_{wet}/s определялось как отношение количества чёрных пикселей, соответствующих смоченной области, к общему числу пикселей. В случаях, когда автоматический алгоритм не давал корректного результата (например, при наличии бликов, как показано на Рисунке 3.3, блоки 1 и 2, строка 3), контуры, ограничивающие смоченную область, выделялись вручную. При $Re_{liq} = 80$ и $U_{gas} = 8$ м/с для миниканала с $\delta = 615$ мкм (Рисунок 3.4 а, синие квадраты) наблюдаются осцилляции s_{wet}/s , связанные с боковой неустойчивостью, тогда как для миниканала с $\delta = 308$ мкм и такой же высотой канала осцилляции отсутствуют (Рисунок 3.4 а, зелёные треугольники). Более существенное влияние на площадь орошения верхней стенки

оказывает высота миниканала. В частности, при одинаковом числе Рейнольдса жидкости и среднерасходной скорости газа уменьшение высоты канала с 915 до 515 мкм (условия подвода жидкости одинаковые) приводит к формированию кольцевого течения (Рисунок 3.3, блок 1, строка 1 и 3, столбец 1). Доля площади орошения верхней стенки возрастает от 0,1 до 0,7 (Рисунок 3.4 а).

Увеличение U_{gas} с 8 до 16 м/с вызывает незначительное уменьшение площади орошения верхней стенки для всех исследованных геометрий (Рисунок 3.4 а, б). Однако для миниканала высотой 515 мкм происходит смена режима с кольцевого на стратифицированный (Рисунок 3.3, блоки 1 и 2, столбец 1, строка 3) с выраженной боковой неустойчивостью. Стоит отметить, что при $Re_{liq}=80$, $U_{gas} = 16$ м/с уменьшение высоты канала с 915 до 515 мкм усиливает боковую неустойчивость: это визуально показано на Рисунке 3.3 (второй блок, строки 1 и 3, столбец 1), а количественно – осцилляциями доли площади орошения на Рисунке 3.4 б (зелёные треугольники – $H = 915$ мкм, красные круги – $H = 515$ мкм, геометрия смесителя одинаковая). Как уже отмечалось в главе 1, природа боковой неустойчивости до конца не выяснена. По-видимому, она связана, по крайней мере, с действием капиллярных сил, что объясняет её интенсификацию при уменьшении высоты миниканала. В то же время существенное увеличение скорости газа (с 16 до 80 м/с) приводит к подавлению боковой неустойчивости за счёт сил инерции, что качественно показано на Рисунке 3.3 (блоки 2 и 3, столбец 1).

При относительно высоких расходах фаз для всех рассмотренных геометрий возникает унос капель, который усиливается с увеличением числа Рейнольдса жидкости (Рисунок 3.3, блок 3). Высота подводного канала жидкости оказывает несущественное, но заметное влияние на интенсивность уноса: с увеличением δ доля площади орошения верхней стенки за счёт уноса капель увеличивается (Рисунок 3.4 в, закрашенные маркеры). 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 (условия подвода жидкости идентичны) приводит к увеличению смоченной площади верхней стенки за счёт уноса капель в 2,6 раза (Рисунок 3.4 в). Следует отметить, что в качестве параметров сравнения выбраны число Рейнольдса жидкости и скорость газа. Более корректным было бы использование числа Вебера, однако для его расчёта необходимо определить характерный масштаб, который в данном случае связан с волновой структурой, а именно с кривизной волн возмущения (сила поверхностного натяжения, препятствующая отрыву капель, пропорциональна кривизне), для определения которой необходим статистический анализ для течения в каналах различной геометрии. Таким образом, эффект увеличения смоченной площади верхней стенки за счёт уноса капель при используемых в данной работе параметрах фактически недооценивается. Кроме того, по-видимому, интенсивность уноса капель от

волновой межфазной границы возрастает с уменьшением высоты плоского миниканала, однако для установления этого факта необходимы дополнительные экспериментальные исследования, включающие визуализацию процесса отрыва капель от плёнки.

Полученные Шлирен-методом изображения позволяют отдельно идентифицировать вклад в площадь орошения верхней стенки от перетока жидкости по боковым стенкам и от уноса капель. Например, на Рисунке 3.3 (блок 3, строки 1–3, столбец 3) отчётливо видна жидкость, попавшая на верхнюю стенку по боковым стенкам (темные области в виде прямоугольных треугольников, ограничивающих изображение сверху и снизу), а также пленка жидкости, образовавшаяся на верхней стенке за счёт уноса капель. На Рисунке 3.4 в 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 эта доля составляет $s_{wet}/s = 0.8$, причём вклад уноса капель равен 0,54 (Рисунок 3.4 в, красные закрашенные кружочки), что подтверждает существенную роль уноса капель в переходе к кольцевому режиму при относительно высоких расходах фаз.

Таким образом, увеличение высоты подводного канала жидкости δ в 2 раза (с 308 до 615 мкм) при низких расходах фаз усиливает боковую неустойчивость, а при относительно высоких расходах фаз незначительно повышает интенсивность уноса капель. Уменьшение высоты плоского миниканала с 915 до 515 мкм приводит к более раннему переходу к кольцевому режиму, усилению боковой неустойчивости при низких расходах фаз и существенному увеличению доли площади орошения верхней стенки за счёт уноса капель при высоких расходах фаз. Для всех рассмотренных геометрий плоских миниканалов при относительно высокой скорости газа (около 60 м/с) боковая неустойчивость подавляется в рассматриваемом диапазоне параметров.

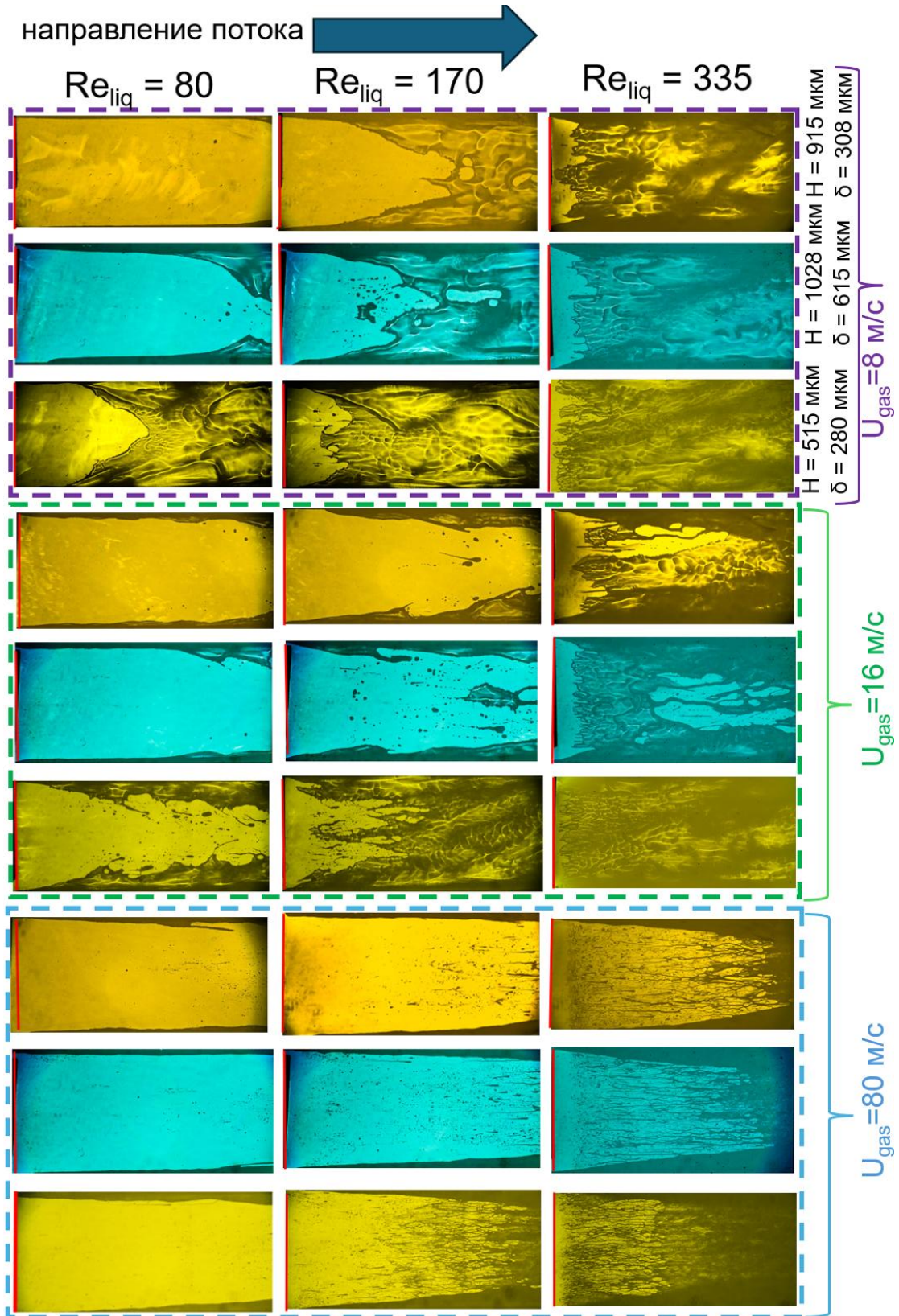


Рисунок 3.3 – Шлирен визуализация процесса перехода к кольцевому режиму течения в плоских миканалах различной геометрии. Красная линия обозначает положение входа жидкости. Представлен процесс перехода для следующих конфигураций: высота канала $H = 915 \pm 65$ мкм, высота подводного канала воды (Рисунок 2.2 б) $\delta = 308 \pm 16$ мкм (первая строка); $H = 1028 \pm 60$ мкм, $\delta = 615 \pm 50$ мкм (вторая строка); $H = 515 \pm 55$ мкм, $\delta = 280 \pm 35$ мкм (третья строка). Ширина канала W и угол подвода жидкости одинакова для трех каналов и равны 20 мм и 90°

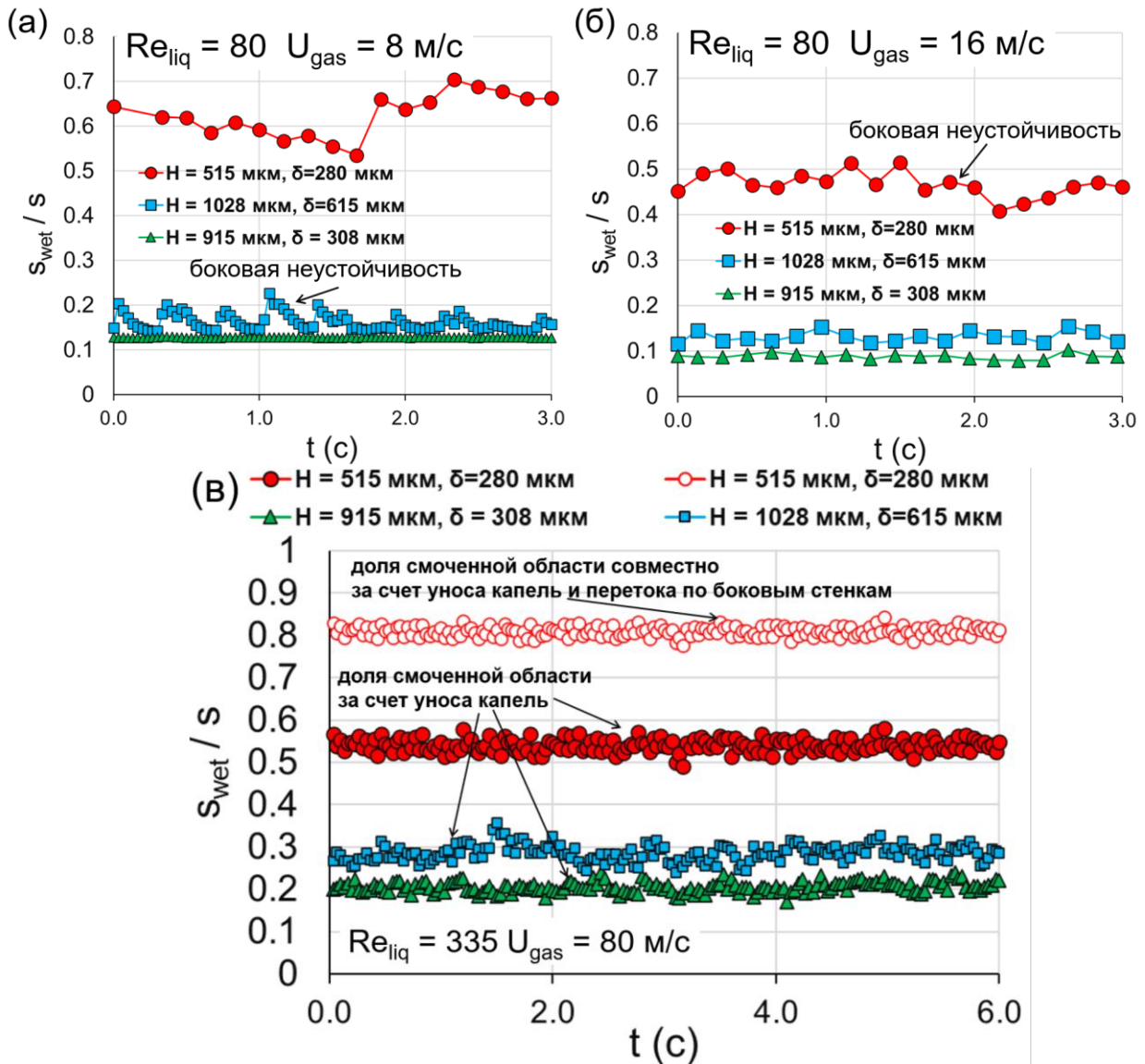


Рисунок 3.4 – Доля площади орошения верхней стенки s_{wet}/s плоских микрочаналов различной геометрии при различных скоростях фаз. Рассматриваемые геометрии: высота канала $H = 915 \pm 65$ мкм, высота подводного канала воды (показан на Рисунке 2.2 б) $\delta = 308 \pm 16$ мкм (конфигурация 1 в Таблице 2); $H = 1028 \pm 60$ мкм, $\delta = 308 \pm 16$ мкм (конфигурация 4 в Таблице 2); $H = 515 \pm 55$ мкм, $\delta = 280 \pm 35$ мкм (конфигурация 3 в Таблице 2). (а) $Re_{liq} = 80, U_{gas} = 8 \text{ м/с}$ – реализуется боковая неустойчивость, а также переток жидкости на верхнюю стенку по боковым стенкам. (б) $Re_{liq} = 80, U_{gas} = 16 \text{ м/с}$ – реализуется боковая неустойчивость. (в) $Re_{liq} = 335, U_{gas} = 80 \text{ м/с}$ – соответствует уносу капель, а также перетоку жидкости по боковым стенкам. Шлирен изображения, соответствующие данным расходам представлены на Рисунке 3.3

3.3. Толщина пленки жидкости при стратифицированном течении

Анализ современных исследований показывает недостаток сведений о гидродинамике пленочных потоков, увлекаемых турбулентным потоком газа на малых масштабах (в мини- и микроканалах), включая информацию о толщине пленки жидкости. В то время как в обзорах [84,193] систематизированы корреляции для толщины жидкой пленки при кольцевом режиме

течения при относительно высоких расходах фаз, справедливые для каналов диаметром, существенно превышающим капиллярную постоянную жидкости, их применимость к миниканалам остается ограниченной. Несмотря на наличие отдельных работ, посвященных измерению толщины пленки в капиллярах и прямоугольных миниканалах [36–38], существующая база данных остается фрагментарной и недостаточной для разработки универсальных прогностических моделей и корреляций. В данной работе исследовалась толщина жидкой пленки при газоплёночном течении в плоском миниканале, в том числе в условиях турбулентности. Результаты сопоставлялись с существующими корреляциями и экспериментальными данными, полученными для крупномасштабных каналов и капилляров.

Измерения проводились при стратифицированном режиме для плоского миниканала, в котором контакт жидкости с боковыми стенками устранялся (конфигурация канала 2, Таблица 2; Рисунок 2.2 в). Кроме того, измерялся профиль пленки жидкости поперек течения и дополнительно производилось сопоставление с данными, полученными для плоского миниканала, в котором боковые стенки смачивались (конфигурация канала 1, Таблица 2; Рисунок 2.2 в). Диапазон чисел Рейнольдса пленки жидкости составлял $Re_{lf} = 170 - 265$. Число Рейнольдса пленки жидкости определялось как $Re_{lf} = Q_{liq} / w_{fiber} \mu_{liq}$, где Q_{liq} – массовый расход жидкости, w_{fiber} – расстояние между нитями (Рисунок 2.2 в), ограничивающими контакт жидкости с боковыми стенками, μ_{liq} – динамическая вязкость жидкости. Среднерасходные скорости газа составляли $U_{gas} = 35 - 70$ м/с. Диапазон измерений недостаточно широкий, поскольку при более высоких расходах фаз капли и пленки жидкости, формирующиеся на верхней стенке вследствие уноса, препятствовали измерению толщины пленки на нижней стенке канала конфокальным датчиком.

На Рисунке 3.5 а, б показано сопоставление зависимости средней толщины пленки $\langle h \rangle$ с корреляциями и моделями [194–199], представленными в Таблице 3, а также с экспериментальными данными для крупномасштабных каналов [107,110,113]. Усреднение в данном случае производилось вдоль канала на некотором расстоянии от области подвода жидкости, где толщина пленки устанавливалась (например, на Рисунке 2.19 $x \approx 4$ мм). На представленном графике (Рисунок 3.5) наблюдается существенное расхождение между данными о толщине пленки, полученными различными авторами для крупномасштабных труб и миниканалов в сопоставимых условиях (при близком числе Рейнольдса пленки и среднерасходной скорости газа). Значения для плоского миниканала, полученные в данной работе, систематически ниже данных для труб большого диаметра. Наибольшее различие достигает четырехкратной величины (Рисунок 3.5 а, кривая - 10, [107]). Таким образом, можно заключить, что переход от крупномасштабных каналов к плоским миниканалам приводит к значительному уменьшению толщины жидкой пленки, которое может достигать четырех раз. Примечательно, что модель Leng и др. [194], разработанная на основе экспериментальных

данных для крупномасштабного канала, демонстрирует относительно хорошее согласие с результатами для плоского миниканала, давая завышение толщины примерно на 30%. В то же время эта же модель показывает значительное расхождение (от 60% до 200%) с данными для кольцевого течения в крупномасштабных трубах (Рисунок 3.5, кривые 4 и 10). Возможно, это связано с различными условиями, при которых реализуется пленочное течение: в работе [194] измерения проводились для стратифицированного течения в плоском канале высотой 50 мм, в то время как в остальных исследованиях для крупномасштабных труб рассматривалось кольцевое течение. Модель [38], разработанная для капилляров, показывает занижение толщины пленки ($\approx 40\%$) (Рисунок 3.5 а, кривая 2), что, вероятно, объясняется тем, что она валидирована для более низких пленочных чисел Рейнольдса ($Re_{lf} < 100$ [38]), чем в настоящем исследовании. Кроме того, в работе [38] рассматривался кольцевой режим течения.

Наблюдаемое уменьшение толщины пленки в миниканалах указывает на потенциальное значительное увеличение интенсивности теплообмена испаряющейся пленки жидкости, в том числе в случае турбулентного газожидкостного пленочного течения. Эффект интенсификации теплообмена наблюдается согласно классической теории Нуссельта [200], в которой коэффициент теплоотдачи при пленочной конденсации обратно пропорционален толщине пленки.

Уменьшение толщины жидкой пленки при переходе к миниканалам может быть объяснено увеличением касательного напряжения на границе раздела фаз. Первопричиной роста касательного напряжения в миниканалах возможно является увеличение градиента скорости газа в пристенной области и в зоне интерфейса газ - жидкость, обусловленное уменьшением гидравлического диаметра канала, что учитывается существующими моделями. Другой важной причиной, которая на данный момент учитывается с помощью эмпирических коэффициентов, является изменение волновой структуры пленки в миниканалах, которая в значительной степени влияет на касательные напряжения на интерфейсе газ-жидкость [119,125,201]. Особенности изменения волновой структуры пленки жидкости при переходе от крупномасштабных каналов к миниканалам будут представлены в главе 4.

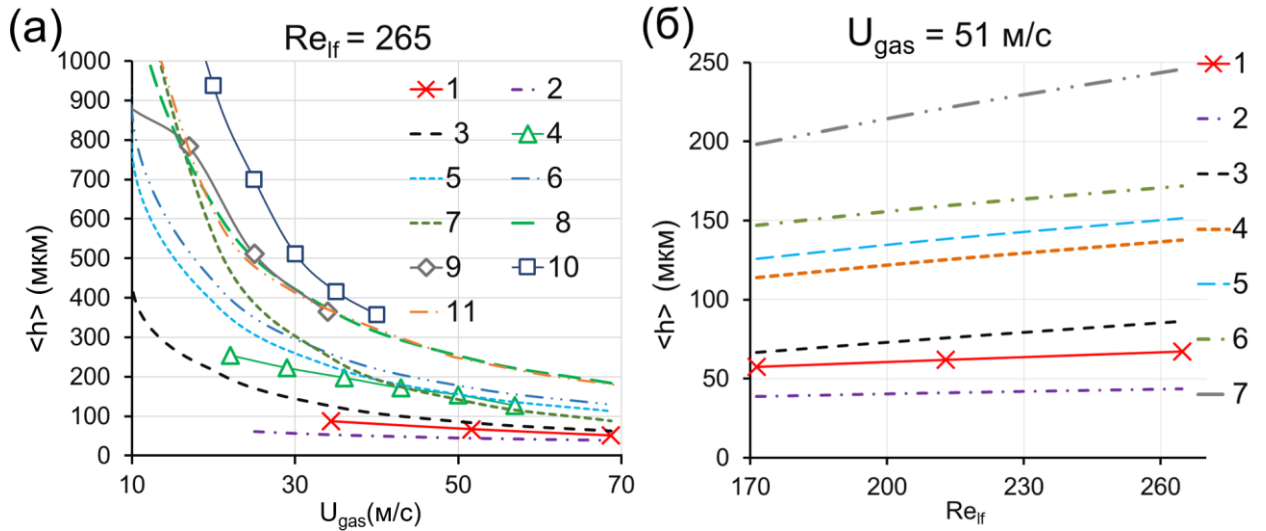


Рисунок 3.5 – а) Зависимость средней толщины пленки жидкости $\langle h \rangle$ от среднерасходной скорости газа U_{gas} при $Re_{lf} = 265$. 1 – представленные данные для плоского миниканала (конфигурация 2, Таблица 2), 2 – модель [38], 3 – корреляция [194], 4 – эксперимент [110], кольцевое течение в вертикальной трубе $D = 11,7$ мм, $Re_{lf} = 220$, 5 – корреляции [195] для δ^+ и [199] для τ_{int} , 6 – корреляции [196] для δ^+ и [199] для τ_{int} , 7 – корреляции [198] для δ^+ и [195] для τ_{int} , 8 – корреляции [197] для δ^+ и [199] τ_{int} и , 9 – эксперимент [113], кольцевой поток в вертикальной трубе, $D = 32$ мм, $Re_{lf} = 306$, 10 – эксперимент [107], течение в горизонтальной трубе $D = 20$ мм, $Re_{lf} = 220$, 11– модель [119] для $\langle h \rangle$ и [195] для τ_{int} б) Зависимость средней толщины пленки жидкости h от числа Рейнольдса пленки Re_{lf} при $U_g = 51$ м/с. 1 – Представленные данные для плоского миниканала, 2 – модель [38], корреляции: 3 – [194], 4 – [198] для δ^+ и [195] для τ_{int} , 5 – [195] для δ^+ и [199] для τ_{int} , 6 – [196], 7 – [196] для δ^+ и [199] для τ_{int}

Таблица 3 – Корреляции и модели для толщины пленки в макроканалах

	эксперимент	Re_{lf}	$\delta^+ = \rho_{liq} u^* \langle h \rangle / \mu_{liq}$	$\tau_{int} = \rho_{gas} u^{*2}$
Leng и др., [194]	плоский канал, $H = 50$ мм	26-128	$1,292 Re_{lf}^{0,5289}$	$0,053 Re_{lf}^{0,133} \rho_{gas} U_{gas}^2$, [194]
Asali и др., [195]	Вертикальные трубы, кольцевое течение	20-300	$0,781 Re_{lf}^{0,6}$	$(0,008 + 2 \times 10^{-5} Re_{lf}^5) \rho_{gas} U_{gas}^2 / 2$ Miyu и др. (1971), [199]
Kosky и Staub, [196]	Конденсация пара в горизонтальной трубе	13-370	$1,316 Re_{lf}^{0,529}$	
Hughmark и др., [197]	Восходящий кольцевой поток	25-250	$0,874 Re_{lf}^{2/3}$	
Roberts's и др., [198]	Горизонтальные трубы	< 1800	$\frac{846 Re_{lf}^{0,44}}{Re_{gas}^{0,59}}$	$0,023 Re_{gas}^{-0,2} \rho_{gas} U_{gas}^2 / 2$, [195]
Гешев, [119]	Модель, турбулентного течения пленки в канале	$\langle h \rangle = v_{liq} [\rho_{liq} Re_{liq} / \tau_{int} \{ 2 + (2 Re_{liq} / 170) / [\ln(1 + Re_{liq} / 170)]^2 + 170 / Re_{liq} \}]^{1/2}$		

Сравнение толщины плёнки в плоском миниканале с данными модели для кольцевого течения в капилляре из работы Yoshinaga и др. [38] показывает расхождение на 30-40%. Для согласования с представленными экспериментальными данными в плоском миниканале в модель

из работы [38] были внесены некоторые изменения. Средняя толщина пленки $\langle h \rangle$ в работе Yoshinaga и др. [38] задается следующим образом:

$$\langle h \rangle^2 = \frac{G(1-x_{gas})D_h\mu_{liq}}{2\rho_{liq}\tau_{int}}, \quad (3.1)$$

где G_s – удельный массовый расход, который определяется как $G_s = (Q_{liq} + Q_{gas}) / A$, Q_{liq} и Q_{gas} – массовый расход жидкости и газа, A – площадь сечения канала, $x_{gas} = Q_{gas} / (Q_{liq} + Q_{gas})$ газосодержащие, D_h – гидравлический диаметр канала. μ_{liq} , ρ_{liq} – динамическая вязкость и плотность жидкости. τ_{int} – касательные напряжения на интерфейсе газ жидкость,

$$\tau_{int} = \frac{G^2 x^2 f_{gas} \Phi_{gas}^2}{2\rho_{gas}}, \quad (3.2)$$

f_{gas} – коэффициент трения, Φ_{gas} – двухфазный множитель [202],

$$\begin{aligned} \Phi_{gas}^2 &= X^2 + CX + 1, \\ X^2 &= \frac{f_{liq}\rho_{gas}(1-x_{gas})^2}{f_{gas}\rho_{liq}x_{gas}^2}, \end{aligned} \quad (3.3)$$

X - параметр Локхарта-Мартинелли [202], C - параметр Чизхолма [203]. Фактор трения для жидкости и газа рассчитывался с учетом формы канала согласно работе Jones [204], $f_i = 0,078 Re_i^{*-0,25}$, индекс i – lf (пленка жидкости), i – gas (газ), $Re_i^* = \varphi^*(H/w) Re_i$, $\varphi^*(H/w) \approx 2/3 + 11H/24W$ ($2 - H/W$) [204], H – высота канала, W – ширина канала. Для расчёта фактора трения как для газовой фазы ($Re_{gas} = U_{gas}D_h/v_{gas} > 2300$), так и для жидкой фазы применялись корреляции, соответствующие турбулентному режиму. Это обусловлено тем, что, хотя число Рейнольдса для плёнки жидкости $Re_{lf} < 270$, что указывает на ламинарный режим, использование фактора трения для турбулентного течения жидкости обеспечивает лучшее согласие с экспериментальными данными и моделью по сравнению с подходом, использованным в работе Yoshinaga и др. [38], где для жидкости применялся ламинарный фактор трения. Как будет показано в главе 4, при взаимодействии плёнки с турбулентным газовым потоком в ней возникают вихри. Для описания межфазного взаимодействия в модели был использован параметр Чизхолма C (уравнение 3.3), равный 13, в отличие от значения 20, принятого в работе Yoshinaga и др. [38]. Стоит отметить, что $C = 20$ согласно модели [38] соответствует турбулентному режиму в обеих фазах, при этом в работе [38] фактор трения для жидкости использовался для ламинарных условий. В данной работе, для лучшего сопоставления данных параметр C был уменьшен до 13, соответствующим турбулентным условиям в газовой фазе и ламинарным условиям в жидкости. Данные противоречия указывают на необходимость дальнейших систематических экспериментальных исследований для установления корректных значений параметра C в миканалах различных геометрий и размеров.

Сравнение экспериментальных данных по толщине пленки с модифицированной моделью представлено на Рисунке 3.6. Наблюдается хорошее согласие, однако следует отметить, что экспериментальные данные охватывают относительно небольшой диапазон как по среднерасходной скорости газа, так и по пленочному числу Рейнольдса. Несмотря на это, данная модель может быть использована для оценочного прогнозирования средней толщины пленки при расслоенном течении в плоском микрочанале. В рамках дальнейших исследований планируется изучить влияние скоростей фаз в широком диапазоне и разработать универсальные корреляции для прогнозирования толщины плёнки, фактора трения и параметра C в подобных двухфазных мини- и микроканальных системах.

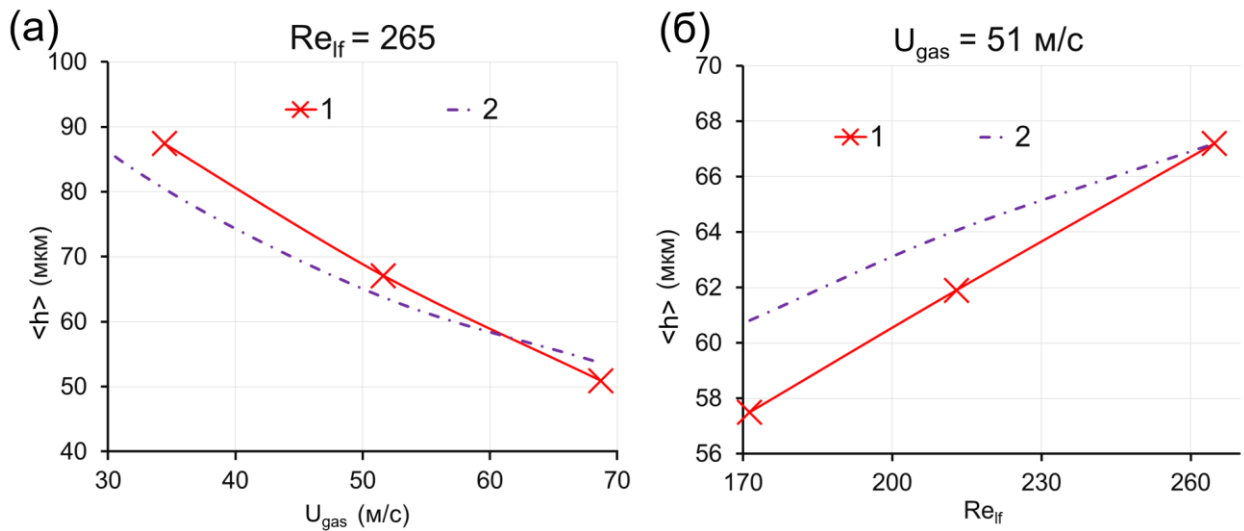


Рисунок 3.6 – Сравнение средней толщины пленки с модифицированной моделью Yoshinaga и др. [38], 1 – данные представленные для плоского микрочанала, 2 – модифицированная модель [38]. а) Зависимость средней толщины пленки жидкости $\langle h \rangle$ от среднерасходной скорости газа U_{gas} при $Re_{lf} = 265$, б) Зависимость средней толщины пленки жидкости $\langle h \rangle$ от числа Рейнольдса пленки Re_{lf} при $U_g = 51$ м/с

Как отмечалось ранее, при относительно низких расходах фаз происходит формирование жидких мостиков, перекрывающих сечение канала от верхней стенки до нижней. Такие мостики наблюдаются, например, на Рисунке 3.1 ($Re_{liq} = 330$, $U_{gas} = 9$ м/с и 18 м/с): видны три мостика, один из которых расположен в центре канала, а два – на некотором расстоянии от боковых стенок. Аналогичные структуры представлены на Рисунке 3.3 (блок 2, строки 2 и 3, столбец 2), где также виден мостик в центре канала.

Одной из возможных причин возникновения мостиков в определённых поперечных положениях может служить неравномерность распределения толщины жидкой плёнки по ширине канала. В работе были выполнены измерения поперечного профиля плёнки конфокальным оптическим методом на различных расстояниях от входа жидкости. Измерения проводились при более высоких расходах фаз, когда реализуется стратифицированный режим течения без образования мостиков. Сканирование выполнялось на нескольких расстояниях от

входа. Усреднённые по времени профили высоты плёнки для плоского миниканала конфигурации 1 (Таблица 2) при $Re_{liq} = 330$, $U_{gas} = 55$ м/с представлены на Рисунке 3.7 а. На графике отчётливо видны три локальных максимума толщины плёнки, причём наибольшая высота наблюдается у стенок. Причины возникновения такой неравномерности могут быть различными. Детальный анализ этого явления выходит за рамки данной работы, однако можно предложить несколько возможных объяснений. Во-первых, неравномерность может быть связана с геометрией канала. Известно, что в прямоугольных каналах жидкость под действием сил поверхностного натяжения втягивается в углы, что приводит к неоднородному распределению толщины плёнки [205]. Так, с помощью метода лазерно-индуцированной флуоресценции Барткус и Кузнецов [206] показали для прямоугольного миниканала, что капиллярные силы вызывают аккумуляцию жидкости в углах, что приводит к существенной неоднородности толщины плёнки по периметру и отклонению от классического закона Тейлора, полученного для круглых труб. Аналогичный эффект наблюдается при снарядном и кольцевом течениях в прямоугольных каналах, в которых толщина жидкой плёнки максимальна в центре канала, уменьшается по направлению к стенкам и затем резко возрастает непосредственно у стенок [207–209]. Во-вторых, возможная причина может быть связана с вторичными течениями в газовой фазе. Как подчёркивают Ullmann и Brauner [52], роль вторичных течений усиливается при переходе от крупномасштабных каналов к мини- и микроканалам. В плоском миниканале такие течения, по-видимому, могут иметь сложную пространственную структуру, способствуя развитию поперечной неравномерности плёнки и формированию нескольких локальных максимумов, как показано на Рисунке 3.7 а. Кроме того, нельзя исключать влияния конфигурации подвода жидкости. Для выяснения точной природы данного эффекта необходимы дополнительные исследования.

Примечательно, что в канале, где контакт жидкости с боковыми стенками был исключён (конфигурация 2, Таблица 2) с помощью текстильных волокон, размещённых в углублениях у стенок (Рисунок 2.2 в), выраженных максимумов толщины плёнки поперёк течения на удалении от входа ($x = 15$ мм) не наблюдалось (Рисунок 3.7 б). Исключение составляет область непосредственно вблизи волокон: поперечное сканирование конфокальным датчиком показало, что волокна выступают примерно на 100 мкм. Этот результат указывает на то, что ограничение контакта жидкости с боковыми стенками может способствовать стабилизации пленки и подавлению её поперечных деформаций.

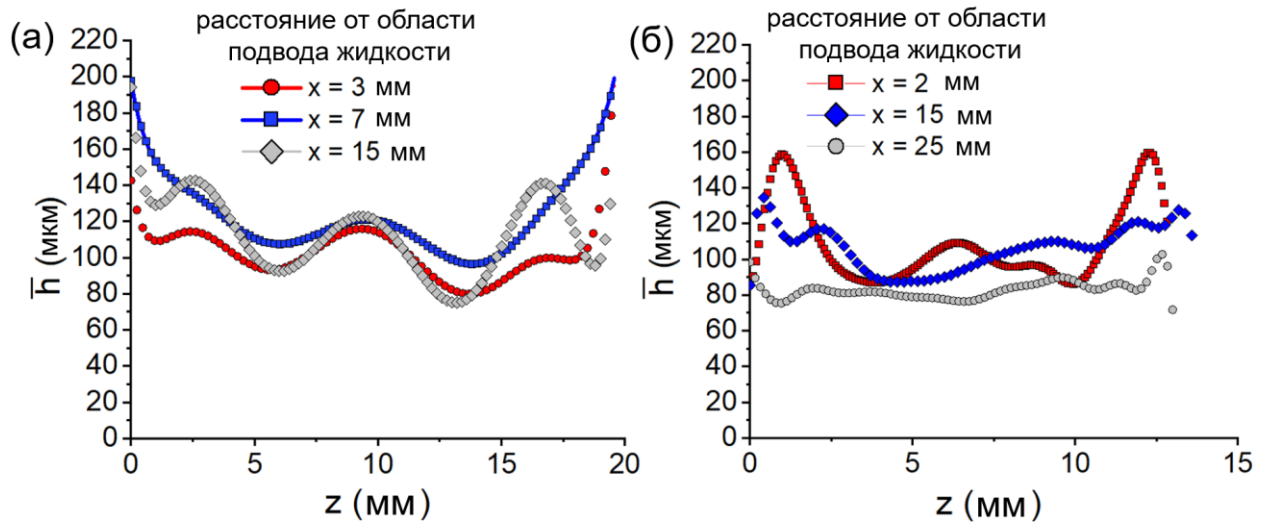


Рисунок 3.7 – Профиль средней толщины жидкой пленки поперёк микросканала на различных расстояниях от входа жидкости. (а) Конфигурация канала 1 (Таблица 2), $Re_{liq} = 330$, $U_{gas} = 55$ м/с. (б) Конфигурация канала 2 (Таблица 2) с хорошо смачиваемыми текстильными волокнами в углублениях у боковых стенок, $Re_{liq} = 300$, $U_{gas} = 50$ м/с

3.4. Выводы к третьей главе

Проведено экспериментальное исследование перехода к кольцевому режиму течения в плоских микросканалах в широком диапазоне чисел Рейнольдса воды и воздуха: $Re_{liq} = 80 - 860$, $Re_{gas} = 1040 - 10350$. Изучено влияние высоты канала и высоты подводного канала жидкости на процесс перехода к кольцевому режиму.

Установлено, что при относительно высоких расходах фаз два основных механизма приводят к кольцевому режиму, а именно переток жидкости на верхнюю стенку по боковым стенкам и унос капель от волновой межфазной границы. Впервые было показано, что помимо механизмов перехода, связанного со взаимодействием жидкости с боковыми стенками, унос капель играет значительную роль в формировании жидкой плёнки на верхней стенке плоского микросканала. Более того, в условиях, когда контакт жидкости с боковыми стенками отсутствует, переход к кольцевому течению при высоких расходах фаз происходит исключительно за счет уноса капель. Таким образом, даже если подавить контакт жидкости с боковыми стенками, по которым распространяется жидкость к верхней стенке за счет механизмов, установленных ранее, переход всё равно произойдет, но основным механизмом станет унос капель.

Увеличение высоты подводного канала воды δ в два раза (с 308 до 615 μm) усиливает боковую неустойчивость (осцилляции жидкости вблизи боковых стенок) и незначительно повышает интенсивность уноса капель (доля площади орошения верхней стенки за счет уноса увеличивается с 0,2 до 0,28 при числе Рейнольдса жидкости 335 и скорости газа 80 м/с). Уменьшение высоты плоского микросканала с 915 до 515 μm приводит к переходу к кольцевому

режиму при меньших числах Рейнольдса жидкости и скоростях газа. При этом боковая неустойчивость, характерная для относительно низких скоростей фаз, усиливается, но с ростом скорости газа подавляется для всех исследованных геометрий. Кроме того, снижение высоты канала существенно увеличивает долю орошения верхней стенки за счёт уноса капель (при $Re_{liq}=335$, $U_{gas}=80$ м/с доля площади орошения увеличивается с 0,2 до 0,54).

Показано, что переход от крупномасштабных каналов к миниканалам при сопоставимых значениях плёночного числа Рейнольдса и скорости газа приводит к уменьшению толщины жидкой плёнки, увлекаемой высокоскоростным газовым потоком. Отличие по толщине плёнки достигает четырёхкратного значения по сравнению с экспериментальными данными, полученными для крупномасштабных каналов. На основе полученных результатов модифицирована существующая модель для оценки средней толщины плёнки жидкости в плоском миниканале, в котором отсутствует контакт жидкости с боковыми стенками.

Глава 4. Численное моделирование течения пленки жидкости, увлекаемой высокоскоростным потоком газа в плоском миниканале

В данной главе представлены результаты исследования волновой структуры плёнки жидкости при стратифицированном течении в плоском миниканале в условиях турбулентности в газовой фазе, полученные методами вычислительной гидродинамики. Этот режим представляет собой важный частный случай, понимание процессов в котором должно поспособствовать развитию систем охлаждения нового поколения, способных отводить сверхвысокие тепловые потоки. Особое внимание уделено механизмам неустойчивости, приводящим к уносу капель от волновой межфазной границы в миниканале. Как показано в главе 3, посвящённой экспериментальным результатам, унос играет существенную роль в плоских миниканалах и может приводить к смене режима течения.

Рассмотрены механизмы формирования волн различных типов, влияние вихревых течений в газовой фазе на генерацию волн и унос капель, а также показано, к каким изменениям в волновой структуре и механизмах уноса приводит уменьшение масштаба канала при переходе от макро- к миниканалам.

4.1. Механизм формирования волн различных типов в плоском миниканале

Инициирование волн происходит в области подвода жидкости, характеризующейся первым контактом высокоскоростного газового потока с жидкой фазой. В непосредственной близости от входа жидкости наблюдаются высокочастотные возмущения интерфейса малой амплитуды. Эти возмущения фиксировались на всех использованных расчётных сетках при исследовании сходимости в двумерных расчётах, при прямом численном моделировании и использовании метода крупных вихрей. В трёхмерном случае такие возмущения также присутствовали. Для того чтобы определить механизм формирования данных возмущений, был использован Q-критерий - один из наиболее широко применяемых методов идентификации вихрей, позволяющий выделить вихревые ядра в газовом потоке и пленке жидкости. Он основан на локальном анализе поля скорости в областях, где норма тензора завихренности Ω_{ij} отлична от нуля,

$$\Omega_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial v_i}{\partial x_j} - \frac{\partial v_j}{\partial x_i} \right), \quad (4.1)$$

где v_i обозначает компоненту скорости. Норма тензора скоростей деформаций S_{ij} , который определяется как

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial v_i}{\partial x_j} + \frac{\partial v_j}{\partial x_i} \right), \quad (4.2)$$

также может принимать ненулевые значения. Согласно Q-критерию, вихревое ядро идентифицируется как область, в которой Евклидова норма тензора завихренности $\|\Omega\|$ превышает норму тензора скоростей деформаций $\|S\|$ [210],

$$Q = \frac{1}{2} (\|\Omega\|^2 - \|S\|^2) = \frac{1}{2} (\Omega_{ij}\Omega_{ji} - S_{ij}S_{ji}) > 0. \quad (4.3)$$

При первом контакте газового потока с межфазной границей в газовой фазе генерируются мелкомасштабные вихри, которые на Рисунке 4.1 а показаны красным цветом (распределение Q-критерия), жидкость на этом же рисунке обозначена чёрным. Кроме того, взаимодействие фаз индуцирует образование вихревых ядер в жидкости в области, прилегающей к межфазной границе, что представлено на Рисунке 4.1 б (распределение Q-критерия в жидкости). Таким образом, одной из причин формирования высокочастотных возмущений малой амплитуды вблизи области ввода жидкости в канал являются мелкомасштабные вихри в газовой фазе, возникающие при первом контакте газа и жидкости.

С другой стороны, при переходе в систему отсчёта, связанную с жидкостью, вблизи подводного канала наблюдается выраженное вихревое течение в плёнке (Рисунок 4.1 в). Чёрными стрелками показаны векторы скорости в системе отсчёта, связанной с точкой в жидкости, расположенной на расстоянии примерно в 1 мм от области ввода жидкости; синей линией обозначена межфазная граница жидкость–газ. Предполагается, что данное выраженное вихревое течение в плёнке также способствует формированию высокочастотных возмущений вблизи области первого контакта газа и жидкости.

Высокочастотные возмущения малой амплитуды вблизи области первого контакта фаз, именуется начальными волнами [104]. В результате слияния начальных волн формируются волны возмущения, ответственные за унос капель [103]. Процесс формирования волн возмущения представлен на Рисунке 4.2. Жидкая плёнка, расположенная на нижней стенке миниканала, показана синим цветом. На Рисунке 4.2 также приведены векторы скорости, иллюстрирующие особенности течения в газовой фазе. Хотя скорость жидкой плёнки ненулевая, она значительно ниже по сравнению со скоростью газа. Размер каждого вектора скорости увеличивается пропорционально величине локальной скорости. Таким образом, векторное поле позволяет визуализировать вихревые структуры в газовой фазе, возникающие, например, вблизи интерфейса и вдоль верхней стенки канала – в областях, где скорости относительно малы по сравнению с основным газовым потоком (Рисунок 4.2). Белые области на Рисунке 4.2 появляются в газовой фазе там, где скорости малы относительно выбранного масштаба, из-за чего векторы отображаются слишком короткими. Временной отсчёт $t = 0$ мс на Рисунке 4.2 соответствует

примерно 80 мс от начала расчёта на сетке среднего разрешения, когда течение находится в установившемся режиме.

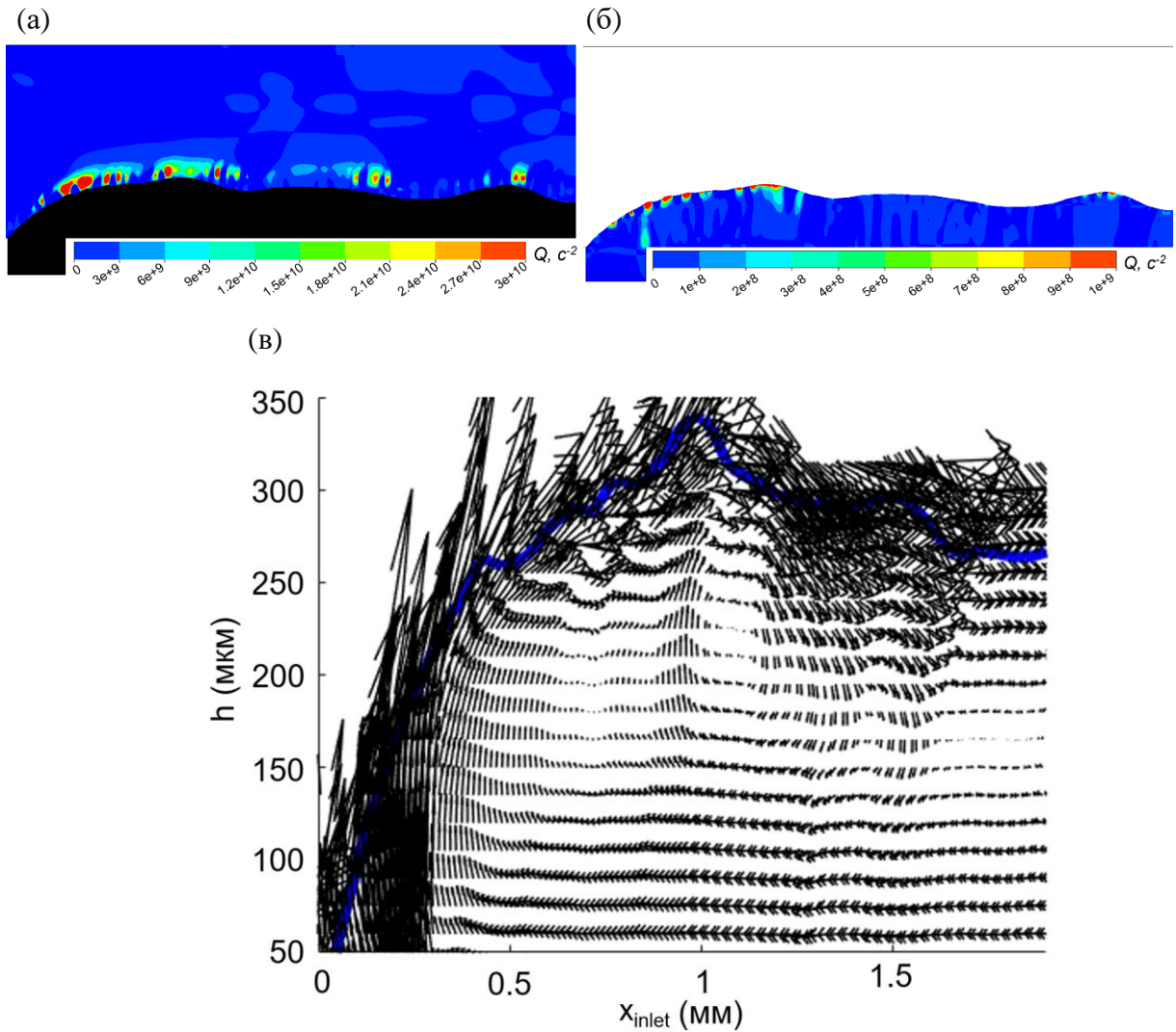


Рисунок 4.1 – Формирование высокочастотных возмущений интерфейса малой амплитуды вблизи смесителя (начальных волн). а) Распределение Q-критерия в газовой фазе. Чёрным цветом показана жидкая фаза. б) Распределение Q-критерия в жидкой фазе. в) Межфазная граница (обозначена синей линией) вблизи входа жидкости, а также выраженное вихревое течение в жидкости. Чёрные стрелки соответствуют полю скорости в жидкости в системе отсчёта, связанной с точкой в жидкости, расположенной на расстоянии примерно 1 мм от входа жидкости. $Re_{liq} = 300$, $U_{gas} = 50$ м/с, модель интерфейса CVOFLS, турбулентность моделировалась методом крупных вихрей (LES)

Высокочастотные возмущения (начальные волны) могут иметь различные скорости и, как следствие, сливаются, что хорошо видно при анализе траекторий отдельных возмущений вблизи области первого контакта фаз (Рисунок 4.3 а). На Рисунке 4.3 а показана пространственно-временная диаграмма, где $h(x,t)$ – толщина жидкой плёнки, $\overline{h(x)}$ – усредненная по времени толщина жидкой плёнки на расстоянии x_{inlet} от входа жидкости. Средняя толщина плёнки была вычтена из мгновенной толщины, чтобы исключить увеличение средней толщины вблизи входа жидкости (Рисунок 2.19). Далее по потоку формируются волны возмущения, а за их фронтом

развиваются крупномасштабные вихри в газовой фазе (Рисунок 4.2, $t = 1,6$ мс). Таким образом, как и в крупномасштабных каналах, слияние мелкомасштабных высокочастотных возмущений вблизи области первого контакта фаз приводит к формированию волн возмущения, ответственных за унос капель.

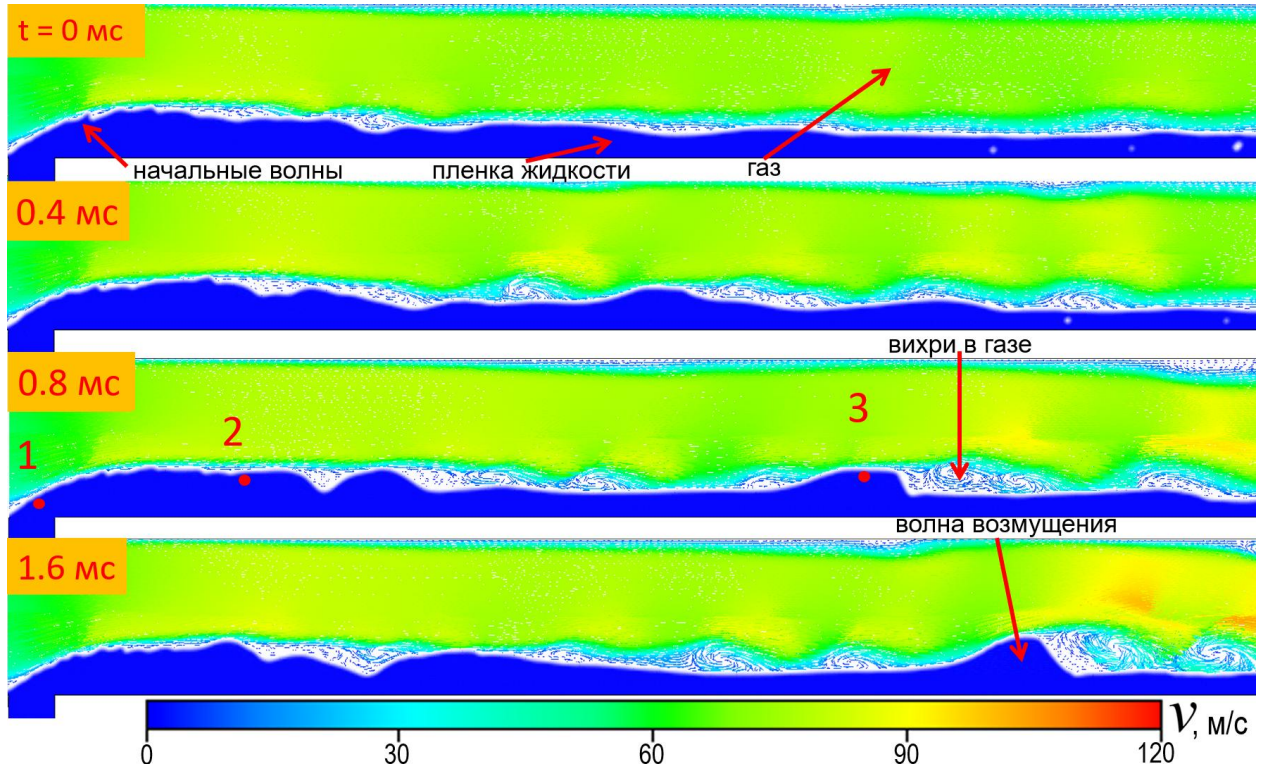


Рисунок 4.2 – Процесс формирования волн возмущения в результате слияния начальных волн (2D задача, метод CVOFLS, DNS). Точка 1 – образование первых высокочастотных возмущений (начальных волн) малой амплитуды. Область между точками 1 и 2 – зона слияния высокочастотных возмущений малой амплитуды. Точка 3 – образование волны возмущения

Для количественной оценки частот волн в микканале, а также для описания процесса формирования волн возмущений была построена нормированная спектральная плотность мощности I_N ,

$$I_N = \frac{FF^*}{\int_0^{\infty} FF^* df}, \quad (4.4)$$

где F – преобразование Фурье, вычисленное с использованием алгоритма БПФ (быстрое преобразование Фурье), а f – частота. В уравнении (4.4) нормировка предполагает интегрирование по частоте от 0 до бесконечности. Однако при численном вычислении интеграл ограничивался конечным верхним пределом, который выбирался достаточно высоким. Преобразование Фурье вычислялось относительно величины $h(x_{j,inlet}, t) - \bar{h}(x_{j,inlet})$, где $h(x_{j,inlet}, t)$ – толщина пленки жидкости в момент времени t и в точке $x_{j,inlet}$ от входа жидкости, а $\bar{h}(x_{j,inlet})$ обозначает осреднённую по времени толщину плёнки в той же точке. Спектральная плотность мощности $FF^*(x_{j,inlet}, f)$ сглаживалась с помощью скользящего среднего с прямоугольным окном,

применённым к шести соседним частотным точкам. Численное интегрирование для получения нормирующего коэффициента выполнялось методом трапеций. Следует отметить, что I_N была построена на основе данных, полученных из 2D-моделирования на сетке среднего разрешения (размер ячейки 15×15 мкм²), поскольку для неё был рассчитан значительно больший временной интервал по сравнению с сеткой с высоким разрешением и 3D-моделированием. Шаг по времени составлял 10 мкс. Необходимо подчеркнуть, что построение такого спектра требует значительно большего количества данных по времени. В настоящем численном исследовании использовался временной интервал – 84 мс. Нормированная спектральная плотность мощности представлена на Рисунке 4.3 б.

На малом расстоянии от входа жидкости, примерно 200 мкм, наблюдается максимум I_N в низкочастотной области, обозначенный как точка 1 на Рисунке 4.3 б. Это, вероятно, соответствует области формирования первых мелкомасштабных возмущений. Точка 1 также обозначена на Рисунке 4.2 при $t = 0.8$ мс. Область между точками 1 и 2 (расстояние 200 мкм – 1,5 мм от входа жидкости; Рисунок 4.2, $t = 0.8$ мс; Рисунок 4.3 б) соответствует зоне слияния малых по амплитуде возмущений. Максимум I_N смещается в сторону высоких частот, что, вероятно, связано с ускорением мелкомасштабных возмущений газовым потоком. На расстоянии $x_{inlet} = 1$ мм от входа жидкости наблюдается значительный разброс частот начальных волн (красная линия на Рисунке 4.3 б снизу) начальных волн, при этом максимальная частота достигает 2 кГц. В точке 2, расположенной примерно при $x_{inlet} \approx 2,2$ мм от входа жидкости, наблюдаются более крупные возмущения порядка 100 мкм (Рисунок 4.2 при $t = 0.8$ мс; Рисунок 4.3 б). Эти возмущения являются результатом коалесценции мелкомасштабных структур, происходящей в области между точками 1 и 2. Между точками 2 и 3 происходит слияние возмущений большей амплитуды, приводящее к формированию первых волн возмущений, ответственных за унос капель (Рисунок 4.2, $t = 0.8$; Рисунок 4.3 б). На расстоянии $x_{inlet} = 3$ мм (в области между точками 2 и 3) частота основного пика I_N смещается к ~ 1200 Гц. Область между точками 3 и 4, по-видимому, связана с дальнейшей эволюцией волн возмущений. При этом наблюдается смещение максимума I_N из высокочастотной области в низкочастотную. Процесс формирования волн требует более детального изучения при различных скоростях фаз. В данной работе приведено лишь качественное объяснение того, как происходит перенос энергии от малых к большим масштабам волн в микрочанале. Более подробный анализ будет выполнен в дальнейшем.

Механизм формирования волн возмущения, связанный со слиянием начальных волн, был обнаружен и исследован ранее в макрочаналах Алексеенко и др. [104], Исаенковым и др. [106]. Авторы [104,106] предположили, что начальные волны возникают в результате неустойчивости Кельвина–Гельмгольца вблизи первой точки контакта жидкой плёнки и высокоскоростного газового потока. Анализ линейной устойчивости, проведенный в работе [106], в несколько раз

завышает частоту и фазовую скорость начальных волн, при этом расхождение увеличивается с увеличением скоростей газа и жидкости. Таким образом, процесс генерации начальных волн оказывается более сложным, что подтверждают результаты, полученные в данной работе (Рисунок 4.1).

Исаенков и др. [106] провели эксперименты в трёхмерной постановке и уточнили механизм формирования волн возмущения в крупномасштабном канале. Авторы [106] показали, что начальные волны сначала являются двумерными, затем распадаются на трёхмерные, а впоследствии трёхмерные начальные волны сливаются, образуя крупные волны возмущения (Рисунок 1.27). Выполненные в данной работе трёхмерные расчёты для миниканала воспроизводят все описанные стадии (Рисунок 4.4).

Частоты волн в миниканалах значительно возрастают по сравнению с частотами в трубе большого диаметра [104]. На Рисунке 4.3 в представлены экспериментальные данные, полученные Алексеенко и др. [104] для трубы диаметром 15 мм. Сравнение показывает, что в миниканале частоты волн возрастают примерно в 5 раз в области входа жидкости и от 2.5 до 5 раз в области установившегося течения ($x_{inlet} \approx 12$ мм на Рисунке 4.3 б сверху и $x_{inlet} \approx 100$ мм на Рисунке 4.3 в). Более того, есть основания полагать, что описанный выше эффект увеличения частот волн при переходе от крупномасштабных каналов к миниканалам, по-видимому, недооценивается. Так, Varallo и др. [158] при сопоставлении результатов двумерного численного моделирования с трёхмерными данными и экспериментальными измерениями частот волн в крупномасштабном канале получили занижение частот примерно на 50% по сравнению с 3D-расчётами и экспериментом. Причина занижения частот в двумерной постановке относительно трёхмерной может быть связана с более интенсивным слиянием волн возмущения в двумерной постановке, а, как известно, при коалесценции волн возмущений их частота экспоненциально падает [109]. Таким образом, необходимы дальнейшие численные исследования в трёхмерной постановке, а также экспериментальные исследования для уточнения эффекта.

В свою очередь, существенное увеличение частот волн при переходе от макро- к миниканалам имеет ключевое значение для эффективности плёночных систем охлаждения в мини- и микроканалах. Это обусловлено тем, что волны возмущения, по-видимому, играют определяющую роль в замывании микроразмерных метастабильных сухих пятен в пленке. Сверхинтенсивное испарение вблизи линий контакта в таких сухих пятнах позволяет достичь отвода экстремально высоких тепловых потоков [28].

(a)

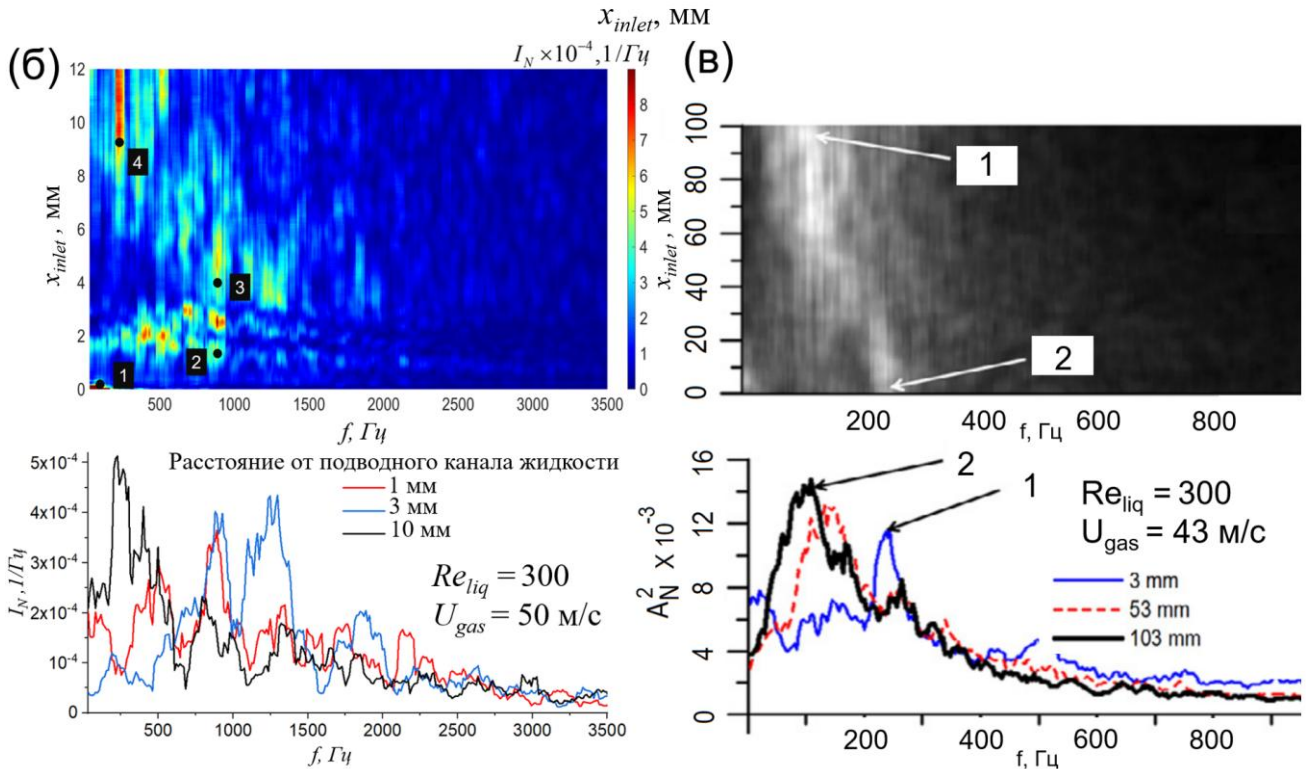
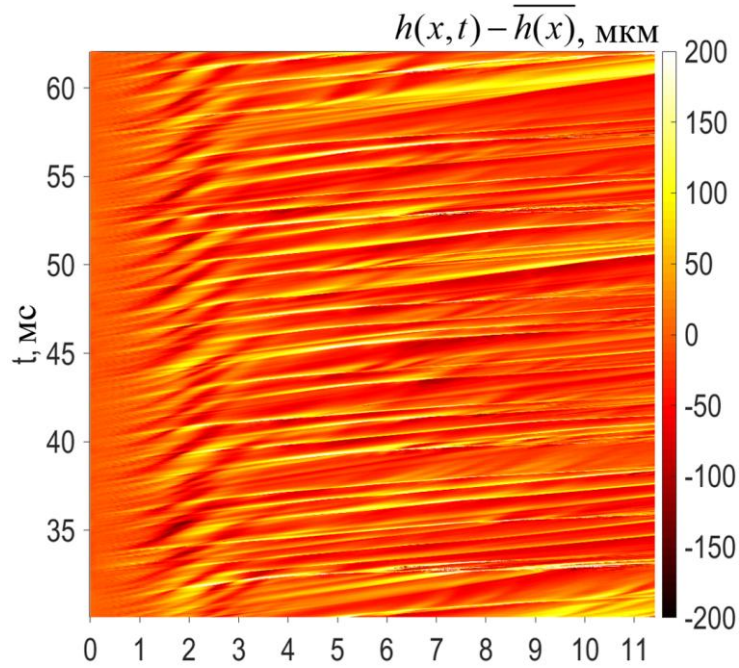


Рисунок 4.3 – (а) Пространственно-временная диаграмма величины $h(x_j, t) - \bar{h}(x_j)$, где $h(x, t)$ – толщина пленки жидкости, $\bar{h}(x_j)$ – усредненная по времени толщина пленки на расстоянии x от области подвода жидкости. (б) Нормированная спектральная плотность мощности I_N на различных расстояниях от входа жидкости для микканала высотой 1 мм (2D, средняя сетка, моделирование интерфейса - CVOFLS, DNS). (в) Нормированная спектральная плотность мощности, полученная Алексеенко и др. [104] для трубы диаметром 15 мм

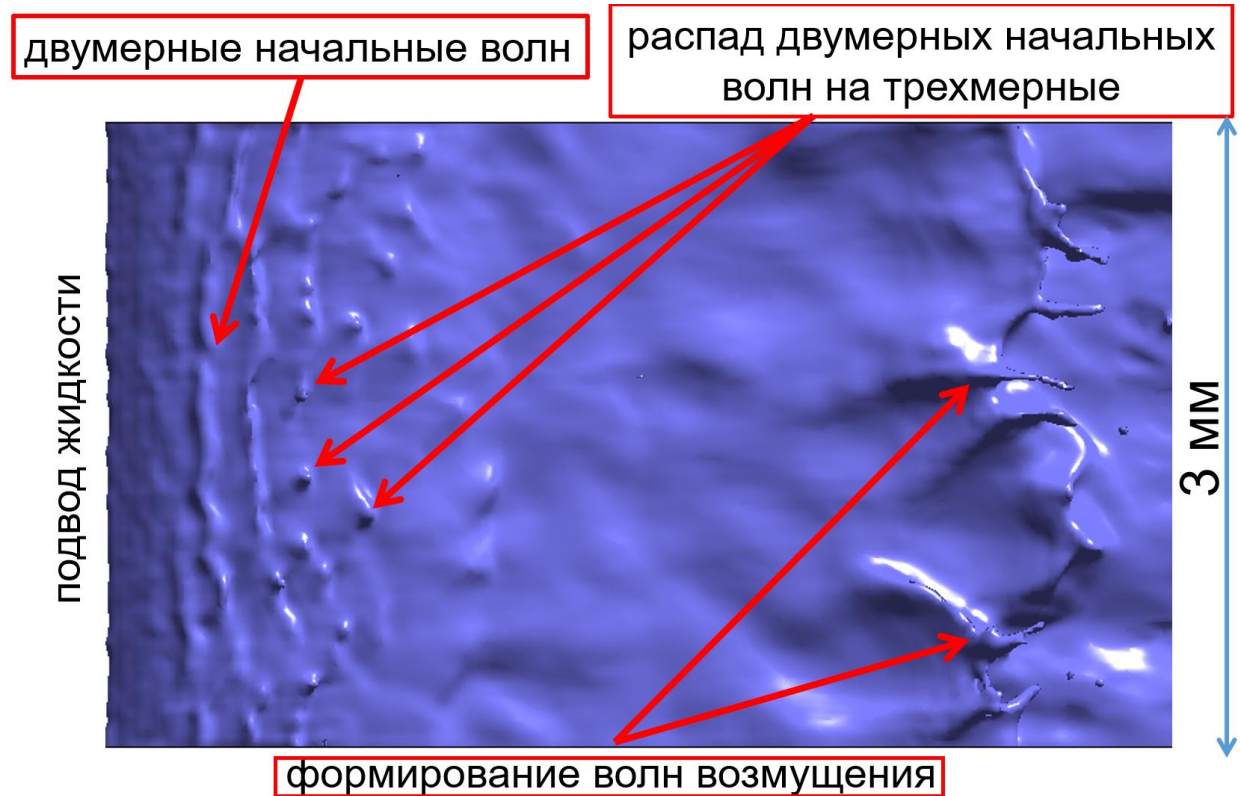


Рисунок 4.4 – Формирование волн возмущений в миниканале, полученный с помощью численного моделирования в трехмерной постановке (модель интерфейса – CVOFLS, прямое численное моделирование; синим цветом показан интерфейс газ-жидкость, вид сверху)

4.2. Волновая структура пленки жидкости в режиме с уносом капель в плоском миниканале

До настоящего времени в мировой научной литературе не описаны особенности трансформации волновой структуры и определяющие её факторы при уменьшении масштаба от макро- к миниканалам. Для крупномасштабных каналов известно, что пленка жидкости в режиме с уносом капель характеризуется многомасштабной волновой структурой [96] (Рисунок 1.24). Она состоит из относительно крупных трехмерных волн, называемых в литературе «волнами возмущений» (disturbance waves), на задних склонах которых формируются мелкомасштабные волны нескольких типов. Первый тип волн, так называемые волны медленной ряби (slow ripple waves), движется медленнее волны возмущения по остаточному слою жидкости до тех пор, пока они не поглощаются волнами возмущений, движущимися за ними. Второй тип волн, напротив, движется быстрее волны возмущения по ней и затухает на её переднем склоне (волны быстрой ряби, fast ripple waves). Предполагается, что образование волн ряби может быть связано с турбулентными пульсациями в газовой фазе [96]. Важно подчеркнуть, что механизм уноса капель в крупномасштабных каналах связан именно с волнами быстрой ряби, которые разрушаются на переднем склоне волны возмущения [103]. В свою очередь, унос капель в основном происходит

по двум сценариям: разрыв сумки («bag break-up») и разрыв лигамента «ligament break-up» [103] (Рисунок 1.30, 1.31).

Рассмотрим волновую структуру в миниканалах в условиях уноса капель. Прежде всего следует показать влияние размера ячейки в 2D-расчетах на характеристики волн (в 3D-постановке расчёты проводились только на относительно крупной сетке, размером 25 мкм). При исследовании процессов на крупной сетке (размер ячейки 25 мкм × 25 мкм, Рисунок 2.12) волновая структура в двумерном случае была качественно подобна той, что наблюдается в каналах большого сечения. Были зафиксированы как волны медленной ряби, так и волны быстрой ряби. Однако появление волн быстрой ряби регистрировалась существенно реже по сравнению с экспериментами, проведенными, например, Алексеенко и др. [96], Черданцевым и др. [103]. На Рисунке 4.5 а показана пространственно-временная диаграмма толщины пленки жидкости, полученная методом CVOFLS для крупной сетки прямым численным моделированием (Рисунок 2.12), где отчетливо видны волны быстрой ряби на волнах возмущения. Масштаб высоты на Рисунке 4.5 а выбран таким образом, чтобы отобразить волны быстрой ряби (волны медленной ряби при данном масштабе не отображаются, но присутствуют в расчётах). Однако при уменьшении размера ячейки до 15 мкм × 15 мкм и 10 мкм × 10 мкм вероятность появления волн быстрой ряби дополнительно уменьшилась вследствие уменьшения продольного размера волн возмущения по сравнению с данными на крупной сетке (Рисунке 4.5 б). Это связано с тем, что на более крупных расчетных сетках сила поверхностного натяжения недооценивается. Волны медленной ряби, напротив, наблюдались как на крупной, так и на мелкой расчетных сетках. При моделировании методом крупных вихрей (LES) волны быстрой ряби наблюдаются, хотя их амплитуда мала относительно основной волны возмущения. Появление данных типов волн (волн быстрой ряби) в этом случае объясняется, по всей видимости, переоценкой тангенциальных напряжений на интерфейсе газ-жидкость, о чем свидетельствует занижение толщины пленки при использовании метода крупных вихрей по сравнению с прямым численным моделированием и экспериментом (Рисунок 2.19).

На Рисунке 4.6 представлено сравнение профиля волны возмущения, полученного в миниканале с помощью численного моделирования (прямое численное моделирование и метод крупных вихрей, модель интерфейса CVOFLS, двумерная постановка) на расчётных сетках с различным разрешением, с экспериментальными данными Алексеенко и др. [96] для трубы диаметром 15 мм. Эволюция профиля показана в системе отсчета, связанной с волной возмущения. Для перехода в систему отсчета определялась средняя скорость волны по временным интервалам, указанным на Рисунке 4.6, после чего выполнялось преобразование Галилея. Продольный размер и высота волн возмущения значительно уменьшаются при переходе от трубы большого диаметра к миниканалу. Так, продольный размер уменьшается на порядок

(при сравнении профилей б и в на Рисунке 4.6, которые получены на расчетных сетках с высоким разрешением, но с различными моделями турбулентности, с экспериментальным профилем г), а высота относительно остаточной пленки уменьшается примерно в 5-7 раз. Более того, при переходе от крупномасштабных каналов к плоским миканалам происходит заметное подавление волн быстрой ряби, которые играют критическую роль в уносе капель в крупномасштабных каналах. Хотя при использовании метода крупных вихрей волны быстрой ряби все же формируются из-за переоценки касательных напряжений на межфазной границе (Рисунок 4.6 в), их относительная амплитуда (отношение амплитуды волн быстрой ряби к амплитуде волны возмущения) оказывается существенно меньше, чем в крупномасштабном канале (Рисунок 4.6 г). Подавление волн быстрой ряби, по всей видимости, связано с ростом сил поверхностного натяжения в результате увеличения кривизны интерфейса с уменьшением масштаба волны возмущения. Стоит обратить внимание на то, что несмотря на подавление волн быстрой ряби, которые играют ключевую роль в уносе капель в макроканалах, унос капель все же происходит, что наблюдается в экспериментах (например, Рисунок 3.3). Причины уноса капель в миканалах будут рассмотрены далее.

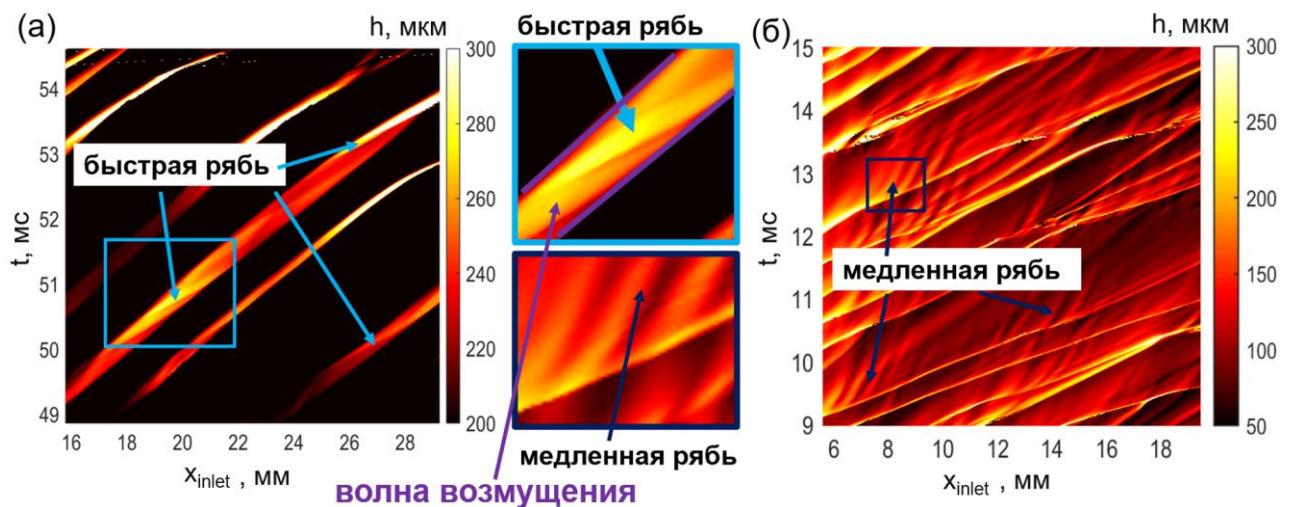


Рисунок 4.5 – Пространственно-временная диаграмма толщины пленки жидкости $h(x,t)$, полученная с помощью численного моделирования в двумерной постановке (модель интерфейса – CVOFLS, прямое численное моделирование) для расчетных сеток различного разрешения: (а) размер ячейки – $25 \times 25 \mu\text{m}$, (б) размер ячейки – $10 \times 10 \mu\text{m}$

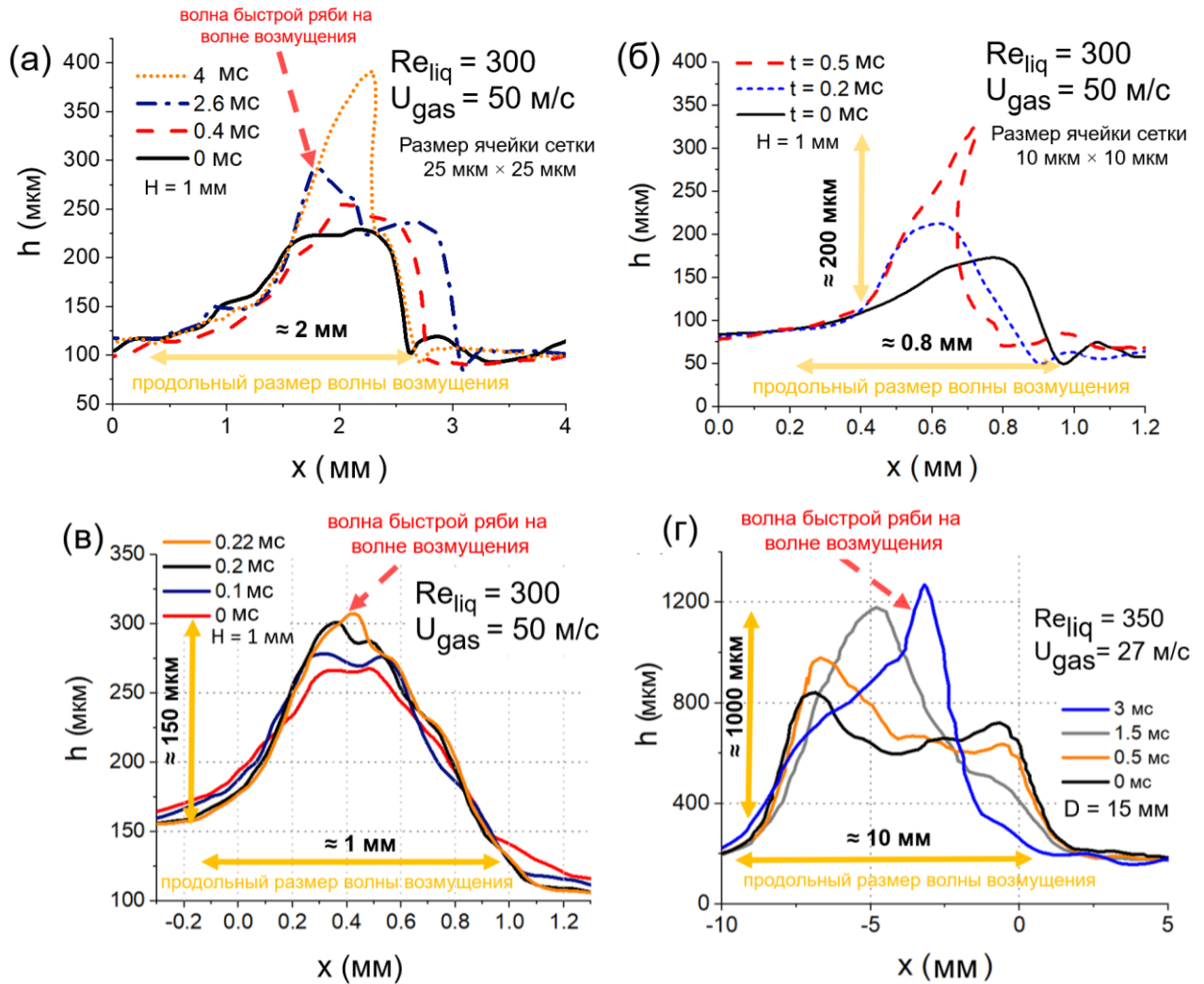


Рисунок 4.6 – Эволюция волны возмущения в системе отсчёта, движущейся вместе с волной. (а)

Данные численного моделирования для микканала, полученные на расчетной сетке с крупными ячейками прямым численным моделированием (двумерная постановка, размер ячейки 25 $\mu\text{m} \times 25 \mu\text{m}$, модель интерфейса CVOFLS). (б) Данные численного моделирования в микканале, полученные на расчетной сетке с высоким разрешением прямым численным моделированием (двумерная постановка, размер ячейки 10 $\mu\text{m} \times 10 \mu\text{m}$, модель интерфейса CVOFLS). (в) Данные численного моделирования в микканале, полученные методом крупных вихрей (двумерная постановка, размер ячейки 15 $\mu\text{m} \times 15 \mu\text{m}$, модель интерфейса CVOFLS). (г) Экспериментальные данные для трубы диаметром 15 мм, полученные Алексеенко и др. [96]

Хотя, как отмечалось ранее, волны быстрой ряби на волне возмущения заметно подавляются в микканалах, они все же наблюдаются при использовании метода крупных вихрей (Рисунок 4.6 в). Для определения механизма генерации волн быстрой ряби был построен Q-критерий для определения ядер вихрей, поскольку они могут способствовать их формированию. На Рисунке 4.7 представлено распределение Q-критерия вблизи волны возмущения, рассмотренной на Рисунке 4.6 в. Положение волны на Рисунке 4.7 было центрировано (волна распространяется вправо). Ядра вихрей показаны красным цветом. В области заднего склона волны возмущения в газовой фазе наблюдается формирование

мелкомасштабных вихрей, которые, по-видимому, и порождают волны быстрой ряби. При этом за фронтом волны возмущения (правая часть Рисунка 4.7 а) наблюдается формирование относительно крупных вихрей, которые, как будет показано далее, в значительной степени отвечают за унос капель. При взаимодействии мелкомасштабных вихрей в газовой фазе с волной возмущения происходит формирование вихрей и в жидкости (Рисунок 4.7 б).

В литературе также выдвигается гипотеза о существовании точки стагнации разделяющей область генерации волн медленной и быстрой ряби [96]. Перед точкой стагнации (позади волны возмущения) формируются волны медленной ряби, тогда как волны быстрой ряби развиваются за этой точкой (Рисунок 1.24 а). В литературе предполагается, что наличие точки стагнации связано с образованием вихревого течения в жидкости под гребнем волны (также показано на Рисунке 1.24 а). Насколько известно автору данной работы, ни одно экспериментальное исследование не смогло однозначно обнаружить выраженное вихревое движение внутри волн возмущения, несмотря на попытки измерить поля скоростей в жидкой пленке с помощью PIV-методов. Например, Zadrazil и др. [113] наблюдали мелкомасштабные локализованные вихри в относительно крупных волнах в кольцевом газожидкостном течении в крупномасштабном канале. Однако в их работе не сообщалось о генерации волн медленной и быстрой ряби на задних склонах этих крупных волн. В то же время некоторые теоретические исследования предсказывают вихревое движение под гребнем волн как в стекающих под действием силы тяжести волнах, так и при течении пленки, увлекаемой газовым потоком [99–102], хотя данные модели не учитывают формирование волн быстрой ряби. Используемая в настоящей работе численная модель предсказывает наличие вихревого течения внутри волн возмущения. Более того, в отличие от предыдущих теоретических моделей, она воспроизводит генерацию как волн медленной, так и волн быстрой ряби. На Рисунке 4.8 показана генерация волн быстрой ряби на волне возмущения, а также поле скоростей в жидкости в системе отсчета волны возмущения. Скорость системы отсчета вычислялась путем усреднения продольной составляющей скорости под гребнем волны возмущения. Затем эта скорость была вычтена из поля скоростей в жидкой пленке. Внутри волны возмущения наблюдается выраженное вихревое течение, которое способствует формированию волн ряби. Таким образом, результаты численного моделирования подтверждают гипотезу о существовании вихревого течения под гребнем волны возмущения в ее системе отсчета.

Стоит обратить внимание на то, что генерация начальных волн, за счет слияния которых формируются волны возмущения, происходит аналогичным образом, как и в случае формирования волн быстрой ряби, что рассмотрено в разделе 4.1. Таким образом, впервые обнаружено качественное подобие между процессом образования начальных волн у входа жидкости и процессом генерации волн быстрой ряби на волне возмущения. При этом, вероятно,

генерация мелкомасштабных вихрей вблизи входа жидкости может способствовать формированию волн быстрой ряби на волне возмущения дальше по потоку.

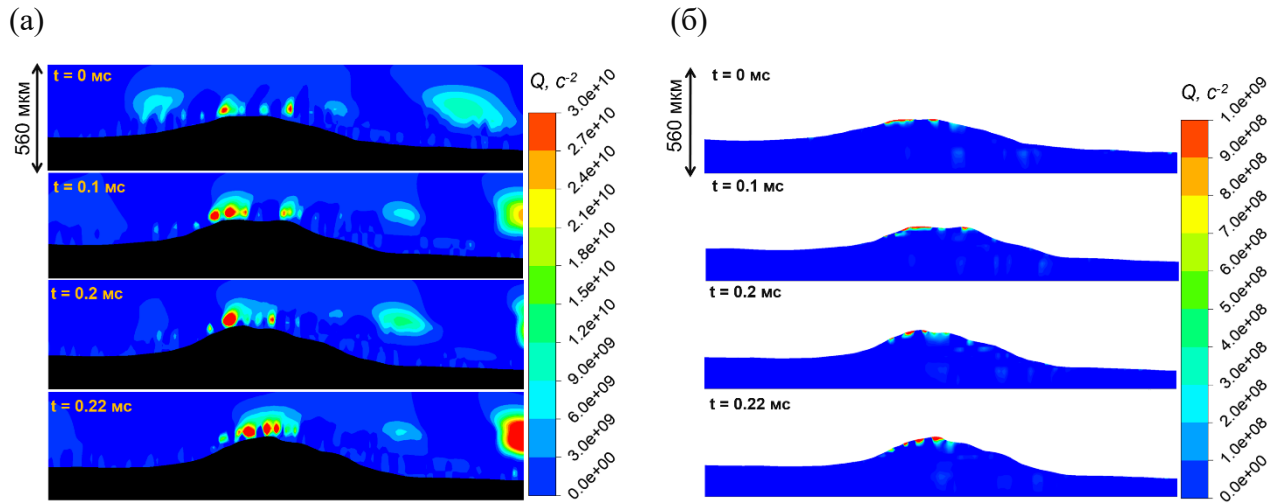


Рисунок 4.7 – Распределение Q-критерия (а) в газовой фазе (черным цветом показана пленка жидкости), (б) в пленке жидкости. Моделирование в двумерной постановке, модель интерфейса – CVOFLS, моделирование турбулентности методом крупных вихрей (LES). $Re_{liq} = 300$, $U_{gas} = 50$ м/с, $H = 1$ мм

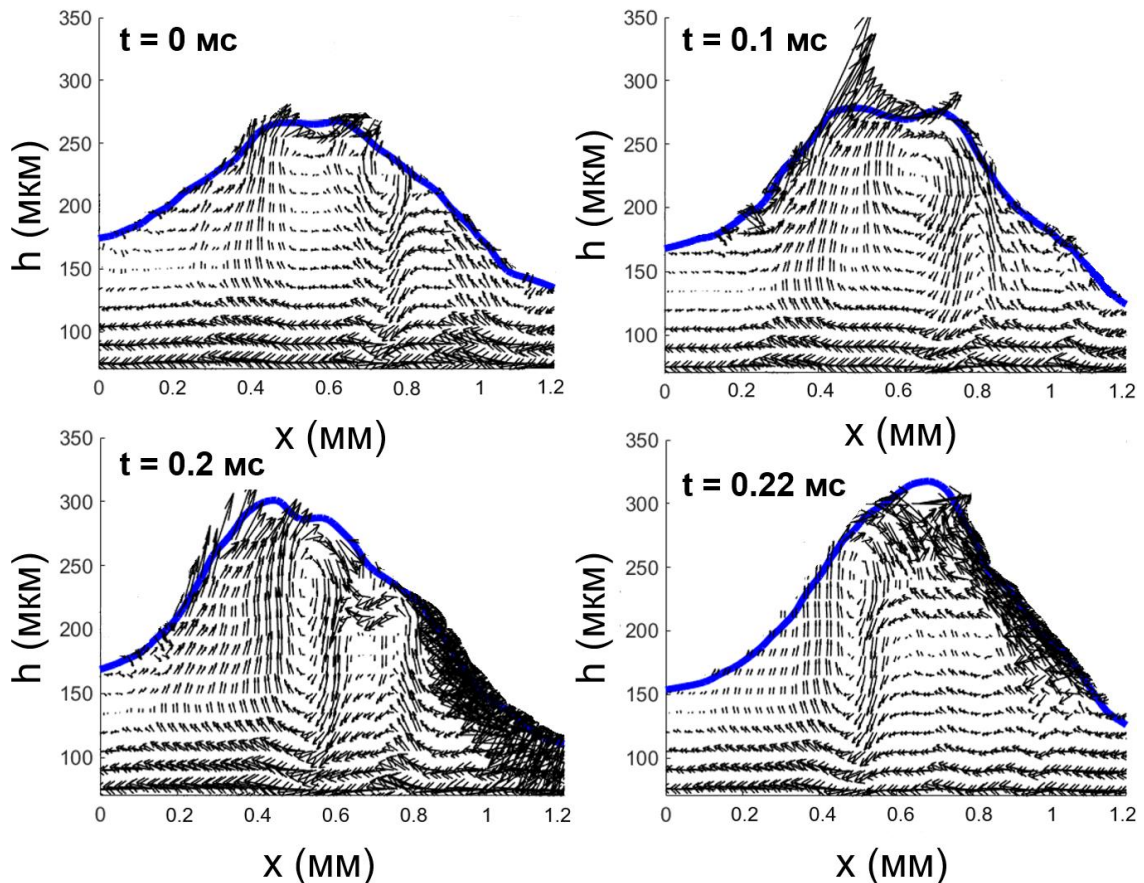


Рисунок 4.8 – Формирование выраженного вихревого течения в жидкости в системе отсчета, связанной с волной возмущения. Синей линией показан интерфейс газ-жидкость. Черными стрелками показано поле скорости в жидкости в системе отсчета, связанной с волной возмущения. $Re_{liq} = 300$, $U_{gas} = 50$ м/с, модель интерфейса CVOFLS, турбулентность моделировалась методом крупных вихрей (LES)

4.3. Механизмы уноса капель в плоском миниканале

4.3.1. Двумерная постановка

Поскольку волны быстрой ряби заметно подавляются в миниканале из-за существенного уменьшения размера волны возмущения (продольный размер уменьшается на порядок, высота примерно в 5-7 раз, Рисунок 4.6) по сравнению с крупномасштабными каналами, можно ожидать изменения сценариев уноса капель, так как унос капель в макроканалах напрямую связан с волнами быстрой ряби [103]. Прежде всего стоит подчеркнуть очевидное, но в то же время значимое отличие между течением пленки в крупномасштабном канале и миниканале. Оно связано с существенным влиянием градиента статического давления, возникающего при обтекании волны возмущения высокоскоростным газовым потоком в стесненных условиях миниканала. На основе профилей волн возмущения, полученных для разных масштабов задачи (Рисунок 4.6), можно сделать простую оценку, используя уравнение неразрывности, и оценить скорость газа над волной возмущения. При среднерасходной скорости газа 50 м/с прирост скорости потока над волной составляет примерно 4 м/с для трубы диаметром 15 мм и около 30 м/с для миниканала высотой 1 мм. В действительности процесс является более сложным, поскольку реальные волны имеют трёхмерную структуру, и газ обтекает их со всех сторон, однако на качественном уровне ясно, что увеличение вертикального градиента давления, обусловленное возрастанием скорости газа над волной в миниканале, должно влиять на сценарии уноса капель. При этом, как показывают результаты численного моделирования, пульсации, в частности, крупномасштабные вихри в газе являются источником неустойчивости, вызывающей унос капель.

При обтекании волн газовым потоком в миниканале возникают относительно крупные вихревые структуры (Рисунок 4.9). Эти вихри образуются за фронтом волн возмущения (справа от них на Рисунке 4.9), распространяются слева направо по направлению течения и взаимодействуют с впереди идущими волнами. Первые крупные вихри появляются на некотором удалении от входа жидкости, после того как в результате слияния начальных волн сгенерируется первое относительно крупное возмущение в жидкости (Рисунок 4.9, а). Сформировавшаяся на удалении от входа жидкости структура газового потока показана на Рисунке 4.9 б. При этом в газовом потоке, на самом деле, наблюдаются вихри различных масштабов, что показано на Рисунке 4.10 а, на котором представлено распределение Q -критерия. Мелкомасштабные вихри (Рисунок 4.10 а) способствуют формированию начальных волн и волн быстрой ряби, что описано в разделах 4.1 и 4.2, а крупномасштабные вихри влияют на устойчивость волн возмущения и способствуют уносу капель.

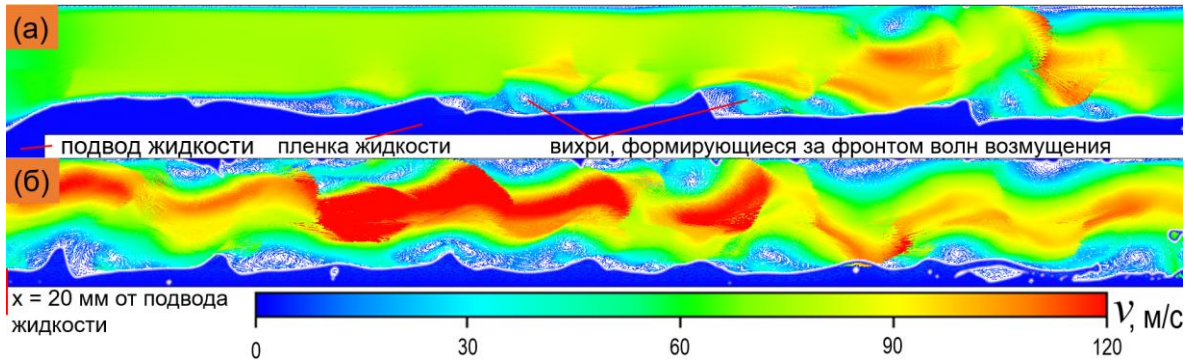


Рисунок 4.9 – Структура газового потока в микросканале (двумерная постановка, модель интерфейса – CVOFLS, прямое численное моделирование), $H = 1$ мм, $Re_{liq} = 300$, $U_{gas} = 50$ м/с.
 (а) Формирование вихрей в газовой фазе вблизи входа жидкости. (б) Вихревые течения в газовой фазе вдали от входа жидкости

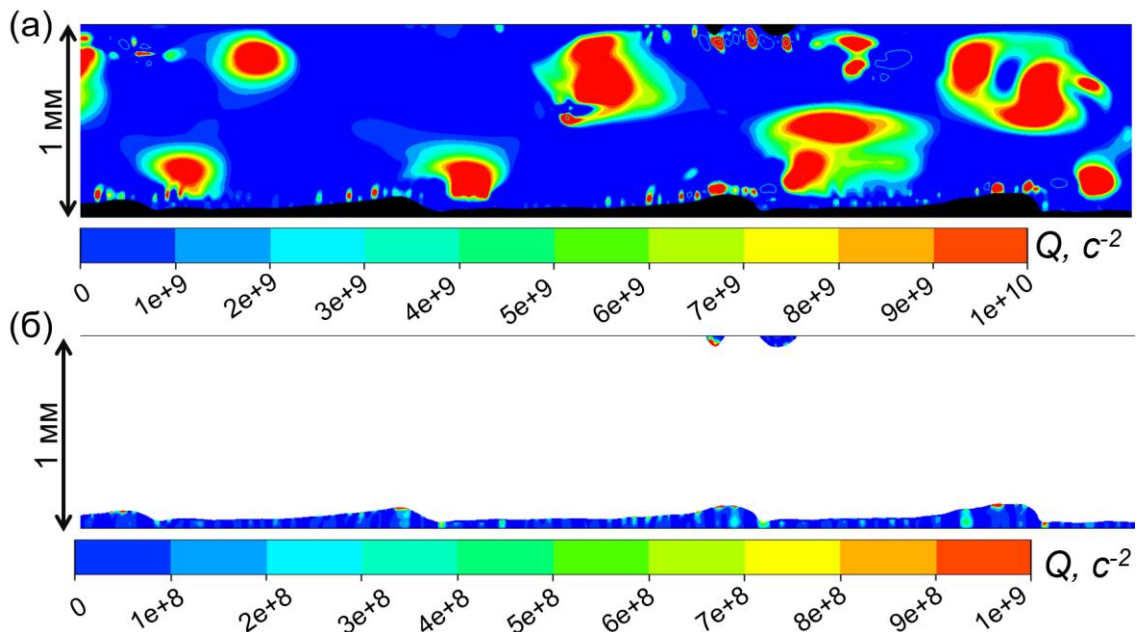


Рисунок 4.10 – Распределение Q критерия (а) в газовой фазе, черным цветом показана жидкость, (б) в жидкости, $Re_{liq} = 300$, $U_{gas} = 50$ м/с. Двумерная постановка, модель интерфейса – CVOFLS, метод крупных вихрей (LES)

В микросканале было идентифицировано несколько механизмов уноса капель. Наиболее часто наблюдаемый и, по всей видимости, наиболее вероятный механизм связан с потерей устойчивости волны возмущения при ее взаимодействии с налетающими крупными вихрями (Рисунок 4.11). Хотя волна на Рисунке 4.11 распространяется вправо, её положение было искусственно центрировано для наглядности. Вихри, подходящие к волне (слева направо) и взаимодействующие с ней (Рисунок 4.11, $t = 0$ мс, $0,15$ мс), создают осцилляции скорости и давления. Например, на Рисунке 4.11 можно наблюдать два случая взаимодействия волны с приближающимся вихрем. Колебания давления и скорости, в свою очередь, вызывают колебания градиента давления, возникающего при обтекании волны газовым потоком, что является одной из причин неустойчивости. Кроме осцилляций градиента давления, вызванных налетающими вихрями, на устойчивость, вероятно, также влияют и вихри, которые генерируются за фронтом

волны возмущения (справа от волны возмущения на Рисунке 4.11, $t = 0$ мс). Можно также отметить, что по мере увеличения амплитуды волны наблюдается рост вихря за фронтом волны (справа), что связано с увеличением скорости над волной. Процесс отрыва капли связан с формированием лигамента жидкости, который растет в вертикальном направлении в результате сложного взаимодействия волны с вихревыми потоками в газовой фазе, а также действия вертикального градиента давления на волну. В итоге газовый поток разрывает лигамент, и образовавшаяся капля уносится потоком, в большинстве случаев оседая на верхней стенке канала.

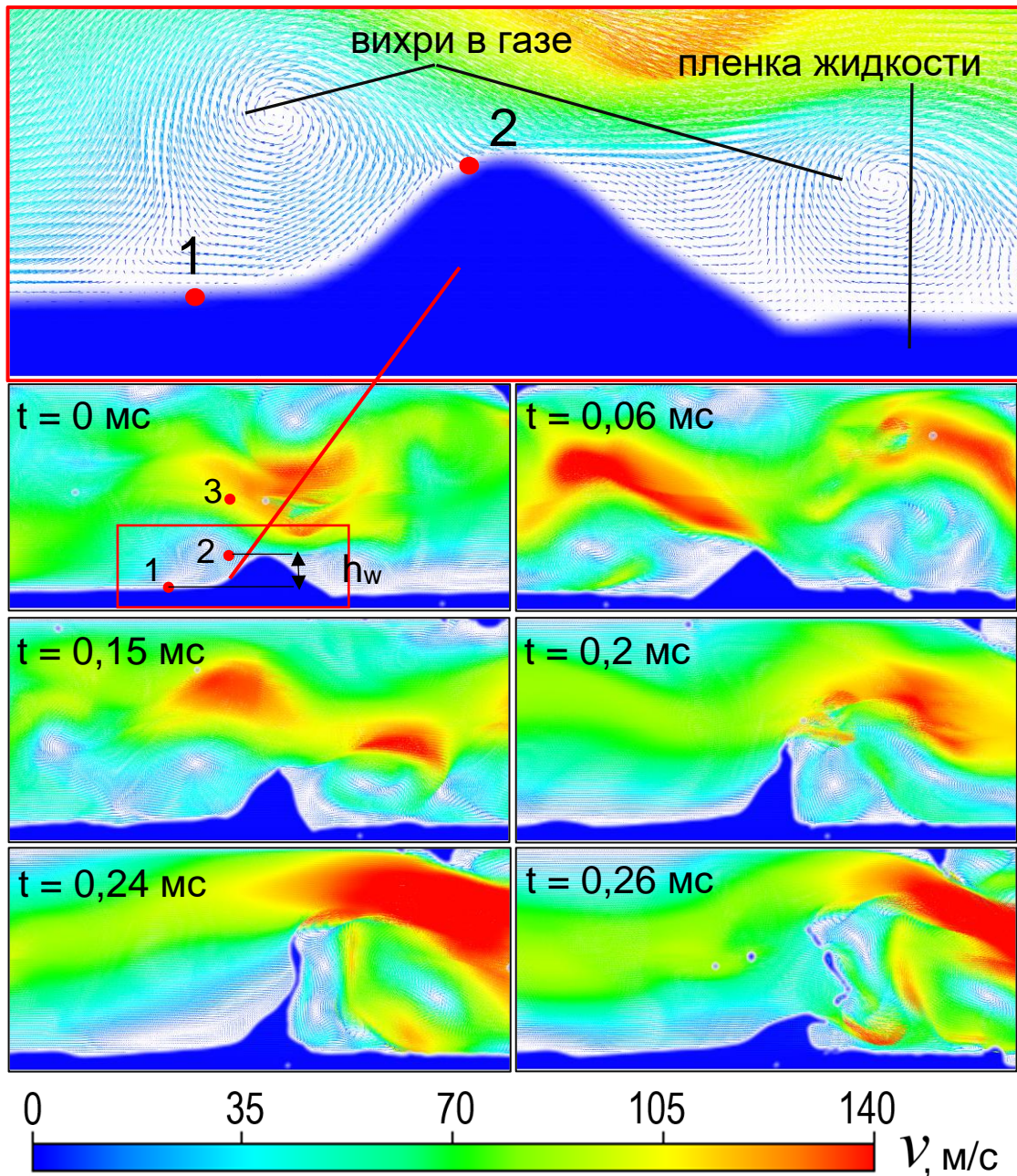


Рисунок 4.11 – Механизм уноса каплей с межфазной границы в микрочанале, связанный с потерей устойчивости волны, обусловленной взаимодействием волны возмущения с вихрями и пульсациями газового потока. Двумерная постановка, модель интерфейса CVOFLS, прямое численное моделирование. $Re_{liq} = 300$, $U_{gas} = 50$ м/с

Процесс потери устойчивости волны возмущения довольно сложен и связан с пульсациями скорости и, как следствие, давления в газовой фазе. Для точного описания этого явления требуется детальный статистический анализ большого числа волн, который будет проведён в будущих исследованиях. Чтобы качественно охарактеризовать процесс неустойчивости, сопровождающийся уносом капель, были рассмотрены зависимости давления от времени в трёх точках: точка 1, расположенная перед фронтом волны возмущения при $\alpha_{liq} = 0,5$ (положение межфазной границы); точка 2 над гребнем волны при $\alpha_{liq} = 0,5$ и точка 3, находящаяся в центре канала в газовой фазе. Рассматриваемые точки показаны на Рисунке 4.11 при $t = 0$ мс.

На волну возмущения действуют следующие силы: инерционное воздействие со стороны газового потока; в вертикальном направлении на волну действует градиент давления, возникающий из-за обтекания волны газом, который стремится растянуть волну в вертикальном направлении. Скорость газа достигает максимума над волной, что приводит к локальному снижению статического давления. Поверхностное натяжение, в свою очередь, действует как стабилизирующий фактор. Кроме того, на волну действует сила тяжести, хотя она оказывает меньшее влияние по сравнению с капиллярными и инерционными силами. На Рисунке 4.12 показана зависимость градиентов давления от времени, возникающих при обтекании волны газом, а также зависимость амплитуды волны относительно базовой пленки от времени. Времена на Рисунках 4.11 и 4.12 совпадают. Объёмные силы, стремящиеся поднять волну вверх, пропорциональны отрицательным градиентам давления, вычисленным относительно точек 1, 2 и 3:

$$f_{21} \approx -\frac{P(2) - P(1)}{h_w}, \quad (4.5)$$

$$f_{32} \approx -\frac{P(3) - P(2)}{Y(3) - Y(2)}. \quad (4.6)$$

Высота волны относительно базовой пленки $h_w = Y(2) - Y(1)$ также показана на Рисунке 4.11 при $t = 0$ мс. По мере продвижения волны вдоль канала силы уравниваются, и волна стабилизируется, практически не меняя своей формы. Однако когда вихрь локализуется перед волной (Рисунок 4.11, $t = 0$ мс), давление перед волной $P(1)$ (Рисунок 4.11, $t = 0$ мс) уменьшается, что приводит к снижению f_{21} и последующему уменьшению амплитуды волны (замедлению роста волны в вертикальном направлении). После того как вихрь диссипирует (Рисунок 4.11, $t = 0,06$ мс), давление $P(1)$ увеличивается, вызывая резкий рост f_{21} (Рисунок 4.12 а, $t = 0,06$ мс). В этот момент поверхностное натяжение не успевает стабилизировать межфазную границу, что приводит к 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. Таким образом, поверхностное натяжение не успевает стабилизировать волну, что приводит ее росту в вертикальном направлении. 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} (Рисунок 4.12 б), когда волна достигает определенной высоты. В результате скорость роста амплитуды волны h_w заметно увеличивается. Например, когда высота волны достигла $h_w \approx 200$ мкм, наблюдалось резкое увеличение амплитуды осцилляций f_{32} . Это указывает на возможное существование критической амплитуды, при которой волна теряет устойчивость.

Осцилляции вертикального градиента давления, вызывающие унос капель, обусловлены не только взаимодействием с крупномасштабными вихрями. Процессы отрыва капель и опрокидывания волн вызывают пульсации в газовом потоке, которые, распространяясь далее по потоку, дестабилизируют впереди идущие волны. В результате формируется самоусиливающийся каскадный процесс, при котором интенсивность уноса капель прогрессирующе нарастает по мере развития течения.

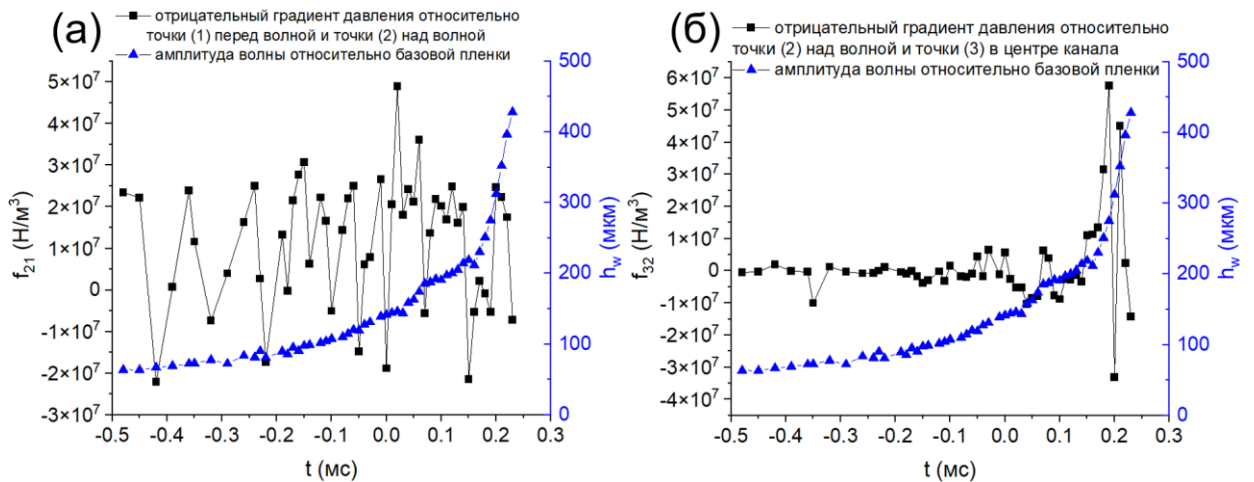


Рисунок 4.12 – Зависимость отрицательных градиентов давления f_{21} (а) и f_{32} (б) от времени, возникающих при обтекании волны возмущения газовым потоком в миниканале, а также зависимость амплитуды волны h_w относительно толщины базовой плёнки от времени. Двумерная постановка, модель интерфейса CVOFLS, прямое численное моделирование. $Re_{liq} = 300$, $U_{gas} = 50$ м/с, $H = 1$ мм

Ещё один наблюдаемый механизм уноса капель связан с коалесценцией (слиянием) волн (Рисунок 4.13). Амплитуды волн возмущения могут различаться по нескольким причинам, например, волна может увеличивать свою высоту за счёт поглощения волн медленной ряби. В миниканале скорость газового потока над волной тем выше, чем больше её амплитуда, что приводит к ускорению высоких волн относительно низких. В результате волны догоняют друг друга, и критическая амплитуда, за которой следует потеря устойчивости (как показано на

Рисунке 4.12, б), достигается именно при их слиянии. Таким образом, слияние волн представляет собой дополнительную причину неустойчивости, способствующую уносу капель, наряду с вихрями в газовой фазе. Процесс уноса капель аналогичен ранее описанному случаю и связан с формированием жидкого лигамента в вертикальном направлении (Рисунок 4.13, $t = 0,2$ мс), за которым следует его разрыв (Рисунок 4.13, $t = 0,23$ мс) под действием потока газа, в результате чего капли уносятся газовым потоком (Рисунок 4.13, $t = 0,24$ мс). Формирование жидкого лигамента, как и в предыдущем случае, вызвано градиентом давления, возникающим при взаимодействии газового потока с волной. Также следует отметить, что процесс уноса капель при слиянии волн носит вероятностный характер. В численном моделировании унос капель не всегда наблюдается при коалесценции волн. Например, в некоторых случаях более быстрая волна опрокидывалась на переднем склоне более медленной волны, что приводило к захвату пузырьков газа жидкой пленкой. Кроме того, на Рисунке 4.13 наблюдается взаимодействие волны с вихрями в газе, что также вызывает неустойчивость. Таким образом, слияние волн выступает в качестве дополнительного фактора, увеличивающего вероятность уноса капель. Черданцев и др. [109] экспериментально установили, что слияние волн возмущений косвенно способствует уносу капель за счёт усиления генерации волн быстрой ряби на межфазной границе. В микканале, вследствие эффекта стеснённости потока, даже малое увеличение амплитуды волны может приводить к существенному ускорению газового потока над её гребнем, что потенциально интенсифицирует процессы коалесценции и уноса в микканале по сравнению с крупномасштабными каналами.

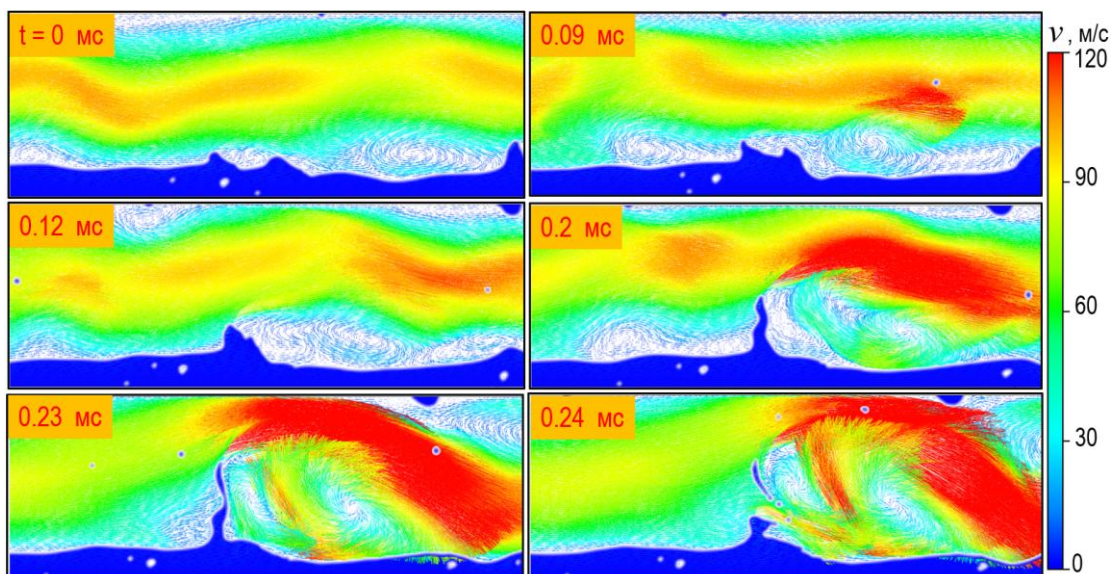


Рисунок 4.13 – Унос капель, обусловленный коалесценцией волн. Двумерная постановка, модель интерфейса CVOFLS, прямое численное моделирование. $Re_{liq} = 300$, $U_{gas} = 50$ м/с, $H = 1$ мм

Как отмечалось в разделе 1.1.2, в настоящее время существует множество классификаций, разграничивающих макро-, мини- и микроканалы. Однако универсального критерия, объединяющего все режимы двухфазных течений, на данный момент не разработано. Ряд классификаций связывает переход к микромасштабу с изменением доминирующих физических процессов, что включает зависимость от расходов фаз [5] и характерных размеров структур. Например, Mudawar [9] предположил, что граница между макро- и микроканальными режимами определяется отношением размера паровых пузырей к диаметру канала: микромасштабный режим реализуется, когда пузырь занимает значительную часть поперечного сечения канала. Такой подход, учитывающий физику происходящих процессов, является вполне обоснованным. Следует подчеркнуть, что в исследуемых в данной диссертационной работе течениях волновой пленки, увлекаемой высокоскоростным газовым потоком, отчетливо проявляется эффект стеснённости. В качестве критерия перехода к мини- и микроканалам для данного типа течений предлагается использовать отношение абсолютной амплитуды волны возмущения к высоте канала $l_{conf} = h_{dw} / H$, h_{dw} - амплитуды волны возмущения, относительно точки 2 на Рисунке 4.11, $t = 0$ мс. Оценка параметра h_{dw}/H для данных Алексеенко и др. [96] (течение в трубе диаметром 15 мм) дает значение $h_{dw}/H \approx 0,07$. Для параметров численного моделирования в данной работе ($H = 1$ мм, $Re_{liq} = 300$, $U_{gas} = 50$ м/с) значение h_{dw}/H существенно выше и составляет 0,3. Это свидетельствует о том, что волны возмущения занимают значительную часть высоты канала, вызывая выраженную стеснённость потока. Оценка h_{dw}/H выполнена на основе профиля волны возмущения, представленного на Рисунке 4.6. Следует также отметить, что описанные выше эффекты, включая интенсивное вихреобразование в газовой фазе, осцилляции вертикального градиента давления при обтекании волны газовым потоком и коалесценцию волн возмущения, по всей видимости, по мере уменьшения высоты канала будут усиливаться. В этом случае отношение h_{dw}/H , вероятно, будет возрастать, то есть волна возмущения будет занимать ещё большую долю высоты канала. Для обоснования критерия h_{dw}/H и точного установления границ между макро-, мини- и микроканалами в рассматриваемом режиме течения необходимы дальнейшие детальные систематические экспериментальные, теоретические и численные исследования.

Примечательно, что в работе Dietze и Ruyer-Quil [135], посвящённой волновому течению в миниканале в ламинарном режиме ($U_{gas} < 1$ м/с), также наблюдались вихревые течения в газе, схожие по структуре с полученными в данной диссертационной работе (Рисунки 1.36 и 4.10). Как показано в разделе 1.2.2, в мини- и микроканалах переход к турбулентному режиму при однофазном течении существенно зависит от шероховатости. Для волнового газоплёночного течения основную «шероховатость» создают волны возмущения. Корреляция Dai и др. [81] (уравнение 1.18), построенная для широкого диапазона высот каналов ($H = 16,6\text{--}2083$ мкм) и

относительной шероховатости (ϵ/D до 20%), позволяет оценить критическое число Рейнольдса. При $\epsilon/D \approx h_{dw}/H = 0,2$ уравнение (1.18) даёт $Re_{crit} = 20$, что соответствует переходу к турбулентности уже при скорости около 0,2 м/с для высоты канала 1,5 мм, исследованном в работе [135], и волн возмущений, занимающих 20% от общей высоты канала. Для окончательного понимания природы подобных вихревых течений необходимы дополнительные исследования структуры газового потока, в том числе с использованием PIV (particle image velocimetry). С другой стороны, в настоящей диссертационной работе числа Рейнольдса газа, рассчитанные по высоте канала в численном моделировании, превышают 3000, поэтому, по всей видимости, вихри, вызывающие унос капель, имеют турбулентную природу.

Используемая в данной работе модель также позволяет исследовать поведение пузырьков, захваченных жидкой фазой. Газовые пузырьки внутри жидкой пленки можно наблюдать, например, на Рисунке 4.13 (показаны белым цветом в пленке). Однако в данной работе механизмы захвата пузырьков детально не исследовались. Следует отметить, что в результате схлопывания относительно крупных пузырьков, захваченных жидкостью, происходит отрыв капель, что, по-видимому, связано с хорошо известным механизмом, называемым в литературе “bubble burst” или разрыв пузыря (Рисунок 4.14). Хотя данный механизм уноса капель наблюдался реже по сравнению с ранее описанными сценариями и поэтому подробно не исследовался, мы сочли необходимым его отметить. Более детальное исследование этого механизма можно найти в работах [211–218].

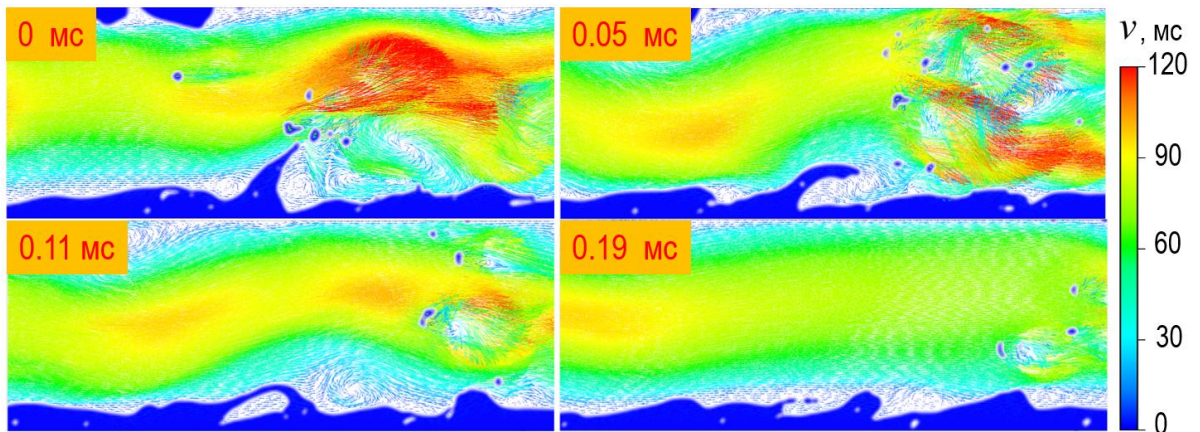


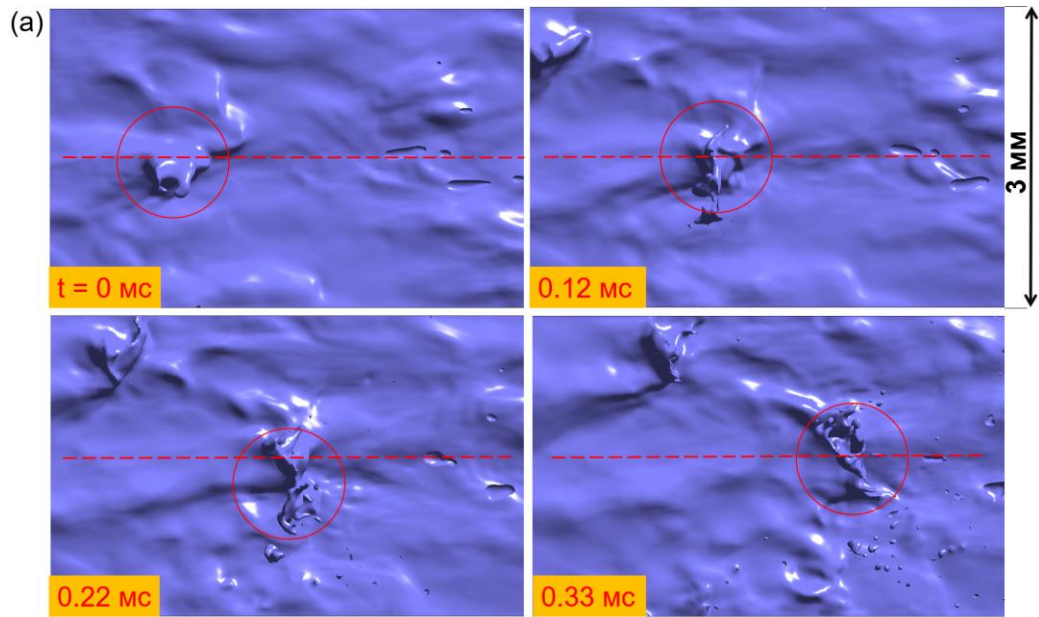
Рисунок 4.14 – Унос капель, обусловленный разрывом пузырьков, захваченных пленкой. Двумерная постановка, модель интерфейса CVOFLS, прямое численное моделирование. $Re_{liq} = 300$, $U_{gas} = 50$ м/с, $H = 1$ мм

4.3.2. Трехмерная постановка

В предыдущих разделах было показано, что, несмотря на трёхмерную природу волн возмущения, двумерная модель предоставляет значительный объем информации о

рассматриваемых процессах. Однако для более полного описания физики течения в режиме с уносом капель необходимо трехмерное моделирование, поскольку волны обладают выраженной трехмерной структурой и взаимодействуют как в продольном, так и в поперечном направлениях. В связи с этим было проведено численное моделирование в трёхмерной постановке. Однако, как отмечалось ранее, полученные данные используются преимущественно для качественного анализа процесса уноса капель. Это обусловлено тем, что моделирование выполнялось на сетке с относительно крупными ячейками (размер ребра кубической ячейки составлял 25 мкм) из-за высокой вычислительной сложности трехмерных расчетов. Несмотря на ограничения по разрешению сетки, в трёхмерном случае наблюдается механизм уноса капель, связанный с действием вертикального градиента давления, возникающего при обтекании волны возмущения газовым потоком. Данный механизм ранее наблюдался в двумерном численном моделировании (Рисунок 4.11). На Рисунке 4.15 а представлена структура межфазной границы газ–жидкость в режиме с уносом капель (вид сверху). Межфазная граница показана синим цветом; градиент синего цвета на Рисунке 4.15 а добавлен искусственно для улучшения визуализации капель на верхней стенке канала и волн на нижней стенке. Среднерасходная скорость газа на входе составляла 50 м/с, среднерасходная скорость жидкости – 1 м/с. На Рисунке 4.15 б показан двумерный профиль вдоль красной пунктирной линии, представленной на Рисунке 4.15 а.

Воздействие вертикального градиента давления вызывает формирование жидкого лигамента в вертикальном направлении, за которым следует его разрыв и отрыв капли. Как было описано ранее, этот механизм является доминирующим в случае двумерного моделирования. Следует отметить, что в трёхмерном случае наблюдается меньшее количество вихревых структур в газовой фазе по сравнению с двумерным моделированием. Это связано с недостаточным разрешением сетки для качественного воспроизведения данных вихревых структур, которые являются одним из источников пульсаций и, соответственно, данного типа неустойчивости. Тем не менее, анализ ядер вихрей в газовой фазе в трехмерной постановке позволяет идентифицировать как мелкомасштабные вихри, способствующие формированию начальных волн и волн быстрой ряби, так и крупномасштабные вихри, способствующие уносу капель, что представлено на Рисунке 4.16, 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 (уравнение 4.3). Таким образом, вихревые течения, описанные в разделах 4.1 - 4.4.1, это не особенность двумерного моделирования. Разница заключается в значительно более сложном поведении вихрей в трехмерной постановке, включая их растяжение и распад.



(б)

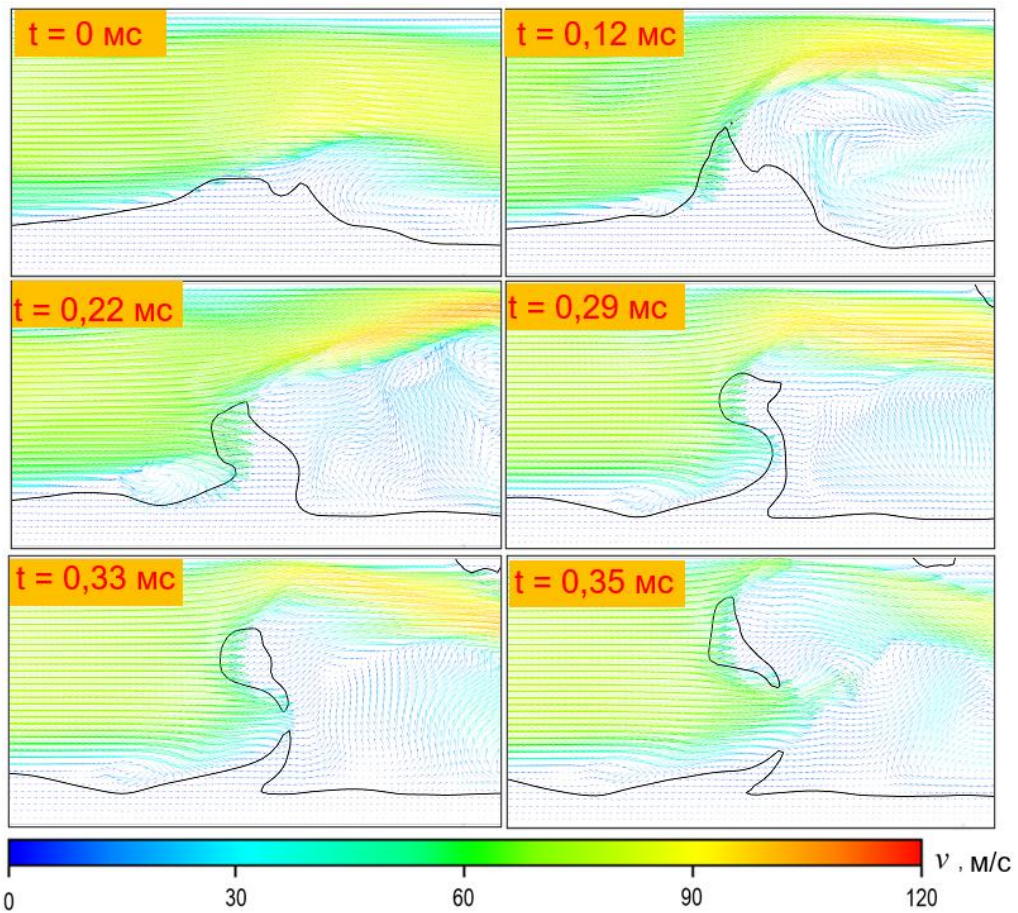


Рисунок 4.15 – Процесс уноса каплей, связанный с формированием и разрывом вертикального жидкого лигамента вследствие неустойчивости, вызванной градиентом давления, возникающим при взаимодействии газового потока с волной возмущения. (а) Поверхность постоянной величины $\alpha_{liq} = 0,5$ (межфазная граница), (б) двумерный профиль межфазной границы (построенный относительно красной пунктирной линии), а также поле скоростей. Чёрная линия соответствует положению межфазной границы ($\alpha_{liq} = 0,5$). $Re_{liq} = 300$, $U_{gas} = 50$ м/с. Модель интерфейса CVOFLS, прямое численное моделирование

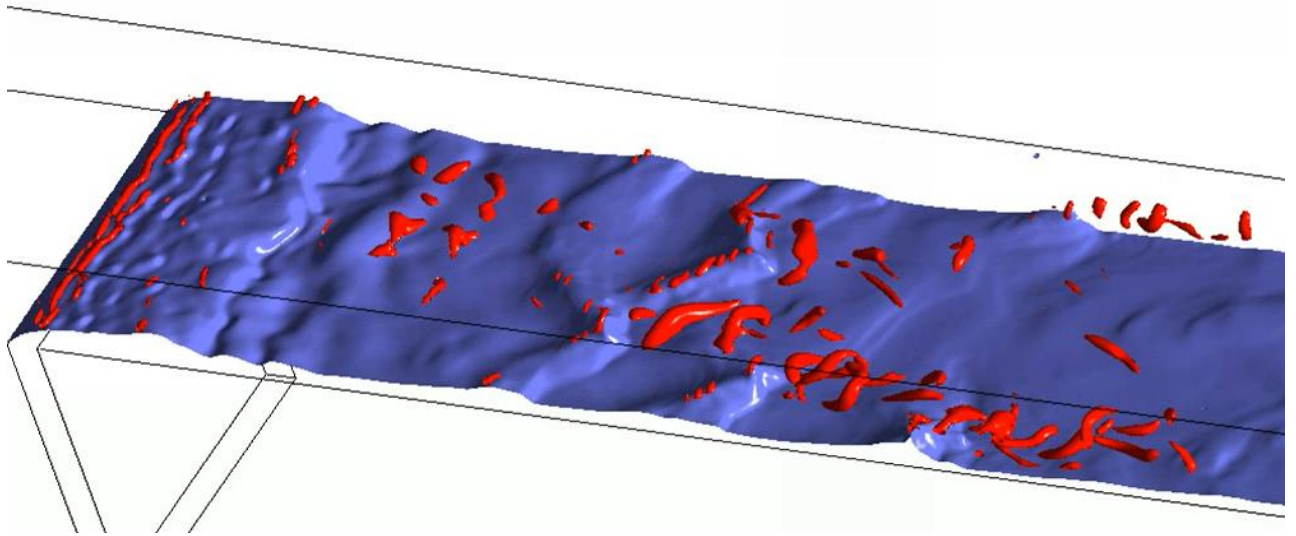
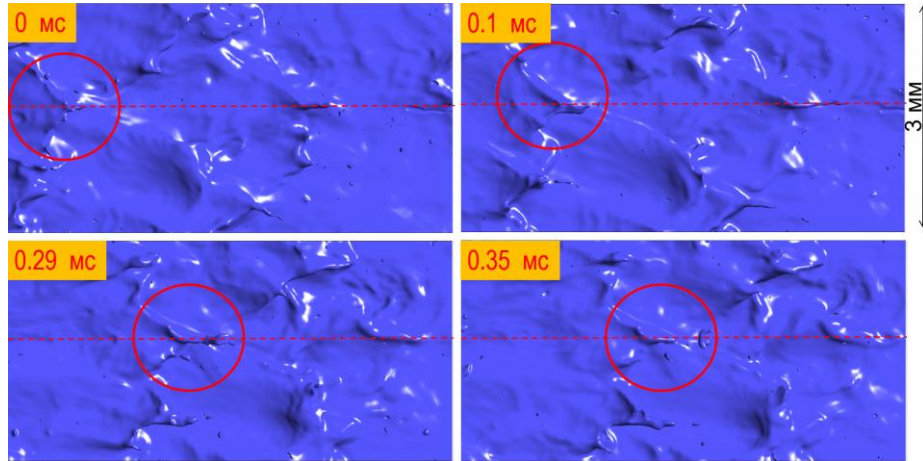


Рисунок 4.16 – Ядра вихрей в газовой фазе. Синим цветом показан интерфейс газ-жидкость. Красным цветом показана поверхность постоянной величины $Q = 5 \times 10^{10} \text{ с}^{-2}$. $Re_{liq} = 300$, $U_{gas} = 50 \text{ м/с}$. Модель интерфейса CVOFLS, прямое численное моделирование

Поскольку сила поверхностного натяжения недооценивается на относительно крупной сетке, продольный размер волн возмущения увеличивается, что приводит к формированию волн быстрой ряби, как было показано в двумерном случае (Рисунок 4.5 а) при использовании расчетной сетки с относительно крупными ячейками ($25 \text{ мкм} \times 25 \text{ мкм}$). Механизм уноса, связанный с формированием волн быстрой ряби на заднем склоне волны возмущения представлен на Рисунке 4.17. На Рисунке 4.17 б показан двумерный профиль вдоль красной пунктирной линии, отмеченной на Рисунке 4.17 а, на котором представлена поверхность межфазной границы (вид сверху). На Рисунке 4.17 б показаны две волны возмущения, на задних склонах которых формируются волны быстрой ряби, которые при достижении переднего фронта волны возмущения опрокидываются, формируя жидкий лигамент в направлении потока. Жидкий лигамент вытягивается в горизонтальной плоскости и разрывается (Рисунок 4.17 а, б, $t = 0,29 \text{ мс}$). Этот процесс качественно согласуется с механизмом уноса капель «ligament break-up» (разрыв лигамента), наблюдаемым в крупномасштабных каналах, например, в работе Черданцева и др. [103] (Рисунок 1.31).

(a)



(б)

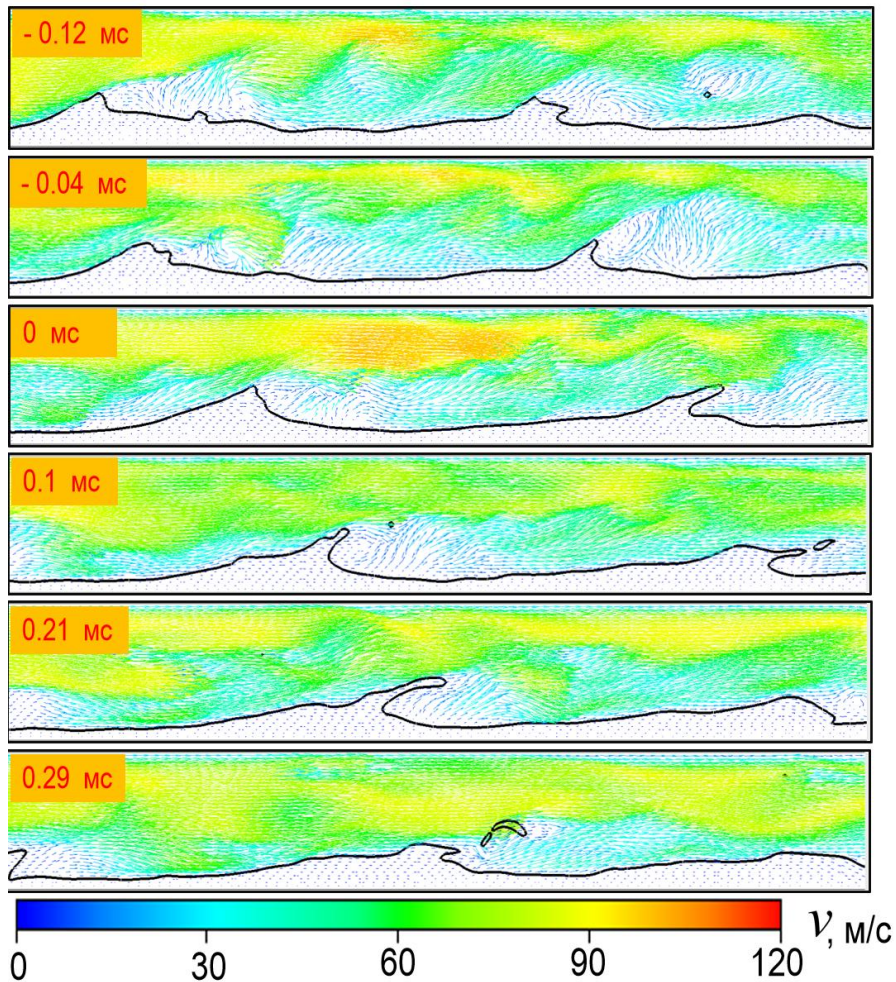


Рисунок 4.17 – Механизм уноса капель, обусловленный генерацией волн быстрой ряби, которые, достигая переднего фронта волны возмущения, формируют лигамент в горизонтальном направлении с его последующим распадом на капли. (а) Поверхность постоянной величины $\alpha_{liq} = 0,5$ (межфазная граница); (б) двумерный профиль границы раздела (построенный относительно красной пунктирной линии) и поле скорости. Чёрная линия соответствует положению межфазной границы ($\alpha_{liq} = 0,5$). $Re_{liq} = 300$, $U_{gas} = 50$ м/с. Модель интерфейса CVOFLS, прямое численное моделирование

4.4. Сопоставление данных, полученных с помощью различных численных моделей

Результаты численного моделирования, описанные в пунктах 4.1 - 4.4 выполнялись с использованием модели интерфейса Coupled Volume of Fluid Level-Set (CVOFLS), которая, как известно, обеспечивает более точное вычисление силы поверхностного натяжения по сравнению с методом Volume Of Fluid (VOF). Однако были проведены дополнительные расчеты с использованием метода VOF для сравнения двух подходов моделирования межфазной границы газ-жидкость. В случае трёхмерного моделирования на сетке с относительно крупными ячейками (размер ребра кубической ячейки составлял 25 мкм, Рисунок 2.14) метод VOF хуже воспроизводит трёхмерную структуру волн возмущения, а также трехмерный механизм их формирования за счет слияния начальных волн вблизи подводного канала жидкости, что показано на Рисунке 4.18 а - г. Кроме того, при рассматриваемых параметрах унос капель практически полностью отсутствует при использовании метода VOF (Рисунок 4.18 а, б). В то же время, даже при использовании относительно крупных ячеек расчетной сетки метод CVOFLS успешно захватывает основные особенности течения (Рисунок 4.18 в, г), включая механизм формирования трёхмерных волн, унос капель и захват пузырьков. Таким образом, модель CVOFLS может использоваться на недостаточно детализированных вычислительных сетках, обеспечивая удовлетворительные результаты. На детализированных расчетных сетках в двумерном случае значительных различий между результатами, полученными с использованием методов VOF и CVOFLS, не наблюдалось (Рисунок 4.18 е, ж). Методом VOF воспроизведены механизмы уноса капель, рассмотренные в разделе 4.3.1, и процесс формирования волн различных типов. Средняя толщина пленки вдоль канала практически одинакова для моделей VOF и CVOFLS в двумерных постановках на детализированной расчетной сетке (Рисунок 2.19). Стоит обратить внимание на то, что профиль пленки, полученный в двумерном случае на крупной сетке методом CVOFLS (Рисунок 4.18 д), незначительно отличается от профиля, полученного в трехмерной постановке на расчетной сетке такого же размера (Рисунок 4.18 г). Таким образом, противоречий между трехмерной и двумерной постановками не наблюдается.

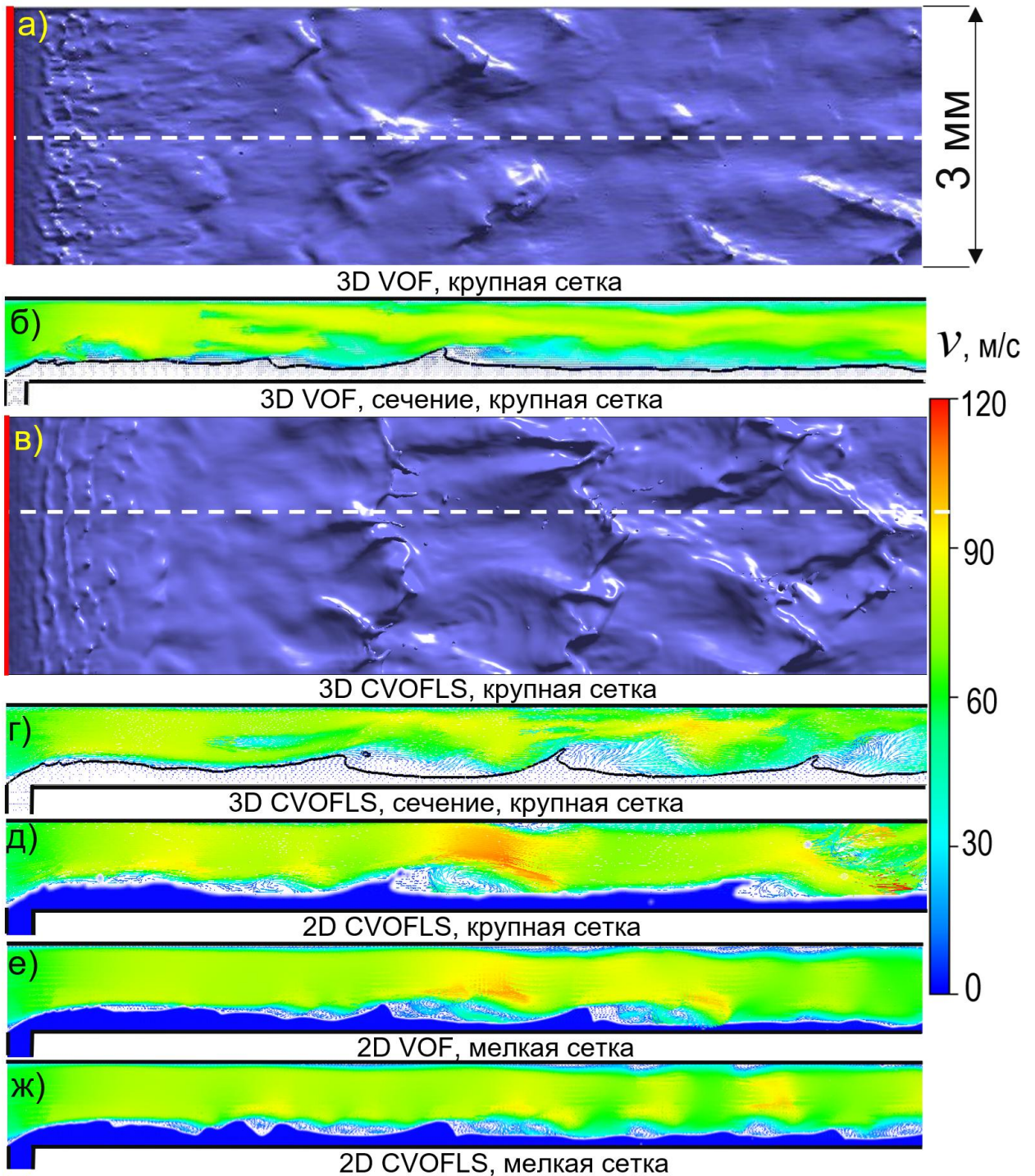


Рисунок 4.18 – Сравнение результатов численного моделирования, полученных на различных расчетных сетках и с использованием различных моделей интерфейса (VOF, CVOFLS) в двумерных и трехмерных постановках. Красная линия на (а) и (в) обозначает положение входа жидкости. Белая пунктирная линия на (а) и (в) показывает положение сечения для (б) и (г) соответственно. $Re_{liq} = 300$, $U_{gas} = 50$ м/с, прямое численное моделирование

В данном исследовании не рассматривался процесс формирования жидкой плёнки на верхней стенке, возникающей в результате уноса капель и их осаждении на верхнюю стенку. Очевидно, что модели с равновесным контактным углом недостаточны для описания этого эффекта. В будущих исследованиях следует использовать модели, учитывающие гистерезис

контактного угла смачивания и его зависимость от скорости, чтобы точно описать процесс формирования плёнки на верхней стенке. Что касается моделирования турбулентности, метод RANS может быть недостаточным, поскольку наблюдаемый в миниканалах механизм уноса капель связан с пульсациями градиента давления, индуцируемыми вихревыми течениями газа вокруг волны. Для более точного моделирования турбулентности в газовой фазе можно использовать LES в рамках трехмерной постановки, так как двумерное моделирование показало, что крупные вихри играют значительную роль в инициировании неустойчивости, ответственной за унос капель в миниканале. Однако, как показало сопоставление экспериментальных данных с данными численного моделирования методом крупных вихрей в двумерной постановке, касательное напряжение на интерфейсе газ-жидкость переоценивается, что выражается на Рисунке 2.19 уменьшением средней толщины пленки по сравнению с экспериментом. Таким образом, необходимо, по-видимому, вводить источник демпфирования турбулентности вблизи межфазной границы.

Как уже отмечалось ранее, волны быстрой ряби практически не наблюдаются в миниканале (в случае прямого численного моделирования), либо их амплитуда мала (в случае использования метода крупных вихрей). Хотя основной механизм уноса в миниканале, показанный в этой работе, связан с пульсациями вертикального градиента, вызванными крупномасштабными вихрями в газе, волны быстрой ряби также могут вносить вклад в унос капель, однако этот эффект, по-видимому, менее значим в миниканалах. Требуется экспериментальные исследования для анализа вкладов различных процессов в унос.

Тем не менее, использованные модели позволяют воспроизвести сложную многомасштабную структуру волн, а также качественно описать механизмы уноса капель и захвата пузырьков, включая новые эффекты, связанные с масштабным фактором (переход от крупномасштабного канала к миниканалу) и демонстрируют некоторые эффекты, характерные для макроканалов.

4.5. Выводы к четвертой главе

Проведено численное моделирование течения плёнки жидкости, увлекаемой высокоскоростным потоком газа в плоском миниканале, в двумерной и трёхмерной постановках с использованием нескольких моделей межфазной границы, включая методы VOF (Volume of Fluid) и CVOFLS (Coupled Volume of Fluid Level-Set). Задача решалась методами прямого численного моделирования и крупных вихрей (LES) для учёта подсеточной вязкости.

Впервые установлено подобие механизмов формирования начальных волн и волн быстрой ряби на волне возмущения: оба типа волн генерируются мелкомасштабными вихрями в газовой фазе и выраженным вихревым течением в жидкости, которое наблюдается как внутри самой волны возмущения (в её системе отсчёта), так и вблизи области первого контакта фаз, где зарождаются начальные волны. Механизм формирования волн возмущения связан со слиянием начальных волн, что ранее экспериментально наблюдалось в крупномасштабных каналах. Трёхмерная постановка моделирования корректно воспроизводит все стадии этого процесса: формирование двумерных начальных волн, их распад на трёхмерные и последующее слияние, приводящее к образованию волн возмущения. Таким образом, данный механизм генерации сохраняется по крайней мере до масштабов миниканалов.

Описана волновая структура плёнки в режиме с уносом капель в миниканале. Показано, что при переходе от крупномасштабных каналов к миниканалам продольный размер волн возмущения уменьшается на порядок, а их высота примерно в 5–7 раз. При этом волны быстрой ряби, играющие критическую роль в уносе капель в крупномасштабных каналах, подавляются, тогда как волны медленной ряби сохраняются. Переход от макро- к миниканалам приводит к существенному росту частот волн возмущения – до 5 раз.

В условиях стеснённого течения в миниканале доминирующим механизмом уноса является потеря устойчивости волны возмущения вследствие её взаимодействия с крупномасштабными вихрями в газовой фазе. Эти вихри вызывают осцилляции вертикального градиента давления при обтекании волны газовым потоком. Процесс потери устойчивости сопровождается формированием жидкого лигамента в вертикальном направлении и его последующим разрывом на капли под действием высокоскоростного потока газа. При этом оторвавшиеся капли в основном осаждаются на верхнюю стенку. Дополнительным фактором, способствующим уносу, служит коалесценция волн возмущения. Реже других механизмов наблюдается схлопывание пузырька, захваченного плёнкой жидкости. Крупномасштабные вихри, ответственные за унос, и мелкомасштабные вихри, генерирующие начальные волны и волны быстрой ряби, наблюдаются как в двумерной, так и в трёхмерной постановках, однако в трёхмерном случае эволюция вихревых течений более сложная. При недостаточном разрешении поверхностного натяжения на относительно крупной сетке в трёхмерной постановке возникает механизм уноса капель «ligament break-up», характерный для крупномасштабных каналов. В то же время механизм уноса, связанный с вертикальным градиентом давления и являющийся основным в двумерной постановке, также наблюдается.

Проведено сравнение различных моделей межфазной границы. Показано, что метод CVOFLS может использоваться на относительно крупных расчетных сетках, обеспечивая удовлетворительные результаты по сравнению с VOF. На подробных сетках в двумерном случае

значительных различий между результатами, полученными методами VOF и CVOFLS, не обнаружено. Профиль плёнки, рассчитанный в двумерной постановке на крупной сетке методом CVOFLS, незначительно отличается от профиля, полученного в трёхмерной постановке на сетке такого же размера.

Заключение

Проведено экспериментальное исследование перехода к кольцевому режиму течения в плоских миниканалах, изготовленных методом фотополимерной печати. В качестве компонентов двухфазного потока использовались вода и воздух. Эксперименты выполнены в широком диапазоне скоростей жидкости и газа, включая условия турбулентности. Для изучения структуры газожидкостного пленочного течения в режиме с уносом капель и механизмов самого уноса в миниканале проведено численное моделирование в двумерной и трёхмерной постановках. Численная модель верифицирована по осреднённой толщине жидкой плёнки вдоль миниканала.

Основные результаты:

1. **Толщина плёнки.** Показано, что переход от крупномасштабных каналов к миниканалам при сопоставимых значениях плёночного числа Рейнольдса и скорости газа приводит к уменьшению средней толщины жидкой плёнки, увлекаемой высокоскоростным газовым потоком. Отличие по толщине плёнки может достигать четырёхкратного значения по сравнению с экспериментальными данными для крупномасштабных каналов.

2. **Волновая структура плёнки в режиме с уносом капель.** Показано, что при переходе от крупномасштабных каналов к 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 по сравнению с волнами медленной ряби.

3. **Механизм генерации начальных волн и волн быстрой ряби.** 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.** 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.

5. Переход к кольцевому режиму. Установлено, что при относительно высоких расходах фаз к кольцевому режиму приводят два основных механизма: переток жидкости по боковым стенкам, а также унос капель от волновой межфазной границы, который вносит существенный вклад в орошение верхней стенки. Более того, в условиях отсутствия контакта жидкости с боковыми стенками переход к кольцевому режиму происходит исключительно за счет уноса капель. Уменьшение высоты плоского миниканала существенно увеличивает долю площади орошения верхней стенки канала за счёт уноса капель (при $Re_{liq}=335$, $U_{gas}=80$ м/с доля площади орошения увеличивается с 0,2 до 0,54 при двукратном уменьшении высоты плоского миниканала).

Благодарности

Особую признательность автор выражает научному руководителю, к.ф.-м.н. Д.Ю. Кочкину, за неоценимую поддержку, мотивацию и ценные советы. Его содействие в проведении экспериментальных и численных исследований было незаменимо на всех этапах выполнения диссертации, и в целом, начиная с первых дней работы автора в Институте теплофизики СО РАН. Автор отмечает существенный вклад чл.-корр. РАН О.А. Кабова и выражает особую благодарность за формирование и развитие научного направления, определившего тематику работы, участие в постановке исследовательской задачи высокой фундаментальной и прикладной значимости, а также за научные консультации и поддержку на всех этапах выполнения диссертации. Также автор благодарит к.ф.-м.н. Ф.В. Роньшина, к.ф.-м.н. Ю.А. Дементьева, д.ф.-м.н. Е.А. Чиннова, д.ф.-м.н. А.В. Черданцева, академика РАН С.В. Алексеенко, д.ф.-м.н. Н.И. Яворского, к.ф.-м.н. И.С. Вожакова, д.т.н. И.И. Гогонина, к.ф.-м.н. В.В. Чеверду, д.ф.-м.н. А.В. Минакова, д.ф.-м.н. В.Б. Бекежанову и сотрудников Института систем энергетики им. Л.А. Мелентьева СО РАН, принявших участие в семинаре по материалам диссертации, за полезные советы и обсуждение результатов работы.

Список условных обозначений

Латинские символы

A – площадь сечения канала (м^2)

a' – штрих обозначает малое возмущение величины a

a_{back} – разрешение изображения в плоскости фонового рисунка с точками (мм/пиксель)

a_{surf} – разрешение изображения в плоскости интерфейса (мм/пиксель)

C – параметр Чизхолма

C_D – коэффициент сопротивления

C_{geom} – геометрическая константа

C_{rn} – вещественная фазовая скорость волны в состоянии нейтральной устойчивости

C_s – постоянная Смагоринского

CV – контрольный объем (м^3)

D – диаметр (м)

D_{flow} – область течения жидкости

D_h – гидравлический диаметр (мм)

d_{max} – максимальный диаметр капли в потоке

D_{tran}, D_{bubble} – переходный диаметр, диаметр пузырька (м)

e – шероховатость (мкм)

F – преобразование Фурье

f – частота (Гц)

F^* – комплексно-сопряженное преобразование Фурье

f_i – фактор трения, где i – *gas*, *liq*.

f_{ij} – отрицательный градиент давления относительно точки i и точки j ($\text{Н}/\text{м}^3$)

\vec{g} – ускорение свободного падения ($\text{м}/\text{с}^2$)

G_f – функция фильтра ($1/\text{м}^3$)

G_{liq} – удельный массовый расход жидкости ($\text{кг}/\text{м}^2\text{с}$)

G_s – удельный массовый расход (на единицу площади) ($\text{кг}/\text{с м}^2$)

H – высота канала (мм)

h – толщина пленки жидкости (мкм)

\bar{h} – усредненная по времени толщина пленки жидкости (мкм)

$\langle h \rangle$ – усредненная по пространству толщина пленки жидкости, в некоторых случаях усредненная по пространству и по времени (мкм)

h_{bf} – толщина базовой пленки (мкм)

- h_{char} – характерная толщина пленки (мкм)
 h_{dw} – амплитуда волны возмущения (мкм)
 h_{int} – локальная деформация интерфейса (мкм)
 h_w – толщина слоя жидкости относительно базовой пленки (мкм)
 H_ϵ – сглаженная функция Хевисайда
 I – интенсивность турбулентности (%)
 I_N – нормированная спектральная плотность мощности (1/Гц)
 $J_{gas}, J_{liq}, J_\sigma$ – безразмерные группы сил.
 k – локальная кривизна (1/м)
 k_λ – волновое число
 k_{ln} – нейтральное волновое число
 l – кратчайшее расстояние до интерфейса газ-жидкость (м)
 l_{char} – характерный размер системы (м)
 l_{gas} – толщина области, в которой движется газ
 l_{liq} – толщина области, в которой движется жидкость
 $L_{pattern}$ – расстояние от фона с точками до интерфейса (см)
 L_s – длина смещения для подсчетных масштабов (м)
 $l_\sigma = [\sigma / g(\rho_{liq} - \rho_{gas})]^{1/2}$ – капиллярная постоянная (постоянная Лапласа) (мм)
 P – гидродинамическое давление (Па)
 Q – критерий идентификации вихрей (1/с²)
 Q_{liq}, Q_{gas} – массовый расход жидкости и газа (кг/с)
 r – параметр взаимодействия жидкости и газа
 \vec{r} – радиус вектор к точке в пространстве (м)
 s – площадь верхней стенки миниканала (мм²)
 $Sign []$ – функция знака
 S_{ij} – тензор скоростей деформаций (1/с)
 S_{int} – периметр границы раздела (м)
 $|S|$ – норма тензора скоростей деформаций (1/с)
 s_{wet} – площадь орошения верхней стенки (мм²)
 t – время (с)
 T – температура (К)
 U – среднерасходная скорость (м/с)
 $u^* = (\rho \tau_i)^{1/2}$ – скорость трения (м/с), i : gas (газ), liq (жидкость), int (интерфейс газ-жидкость)
 V – объем вычислительной ячейки (м³)
 \vec{v} – вектор скорости (м/с)

v_{compr} – скорость сжатия интерфейса (м/с)

v'_{rms} – среднеквадратичные пульсации скорости (м/с)

W – ширина канала (мм)

w – ширина подводного канала жидкости (мм)

w_{fiber} – расстояние между нитями в углублениях вблизи боковых стенок миниканала (мм)

X – параметр Локхарта-Мартинелли

x_{inlet} – расстояние от подводного канала жидкости (мм)

x_{liq}, x_{gas} – содержание жидкости (*liq*), газа (*gas*)

Греческие символы

α – объемная доля

α_{int} – локальный угол наклона интерфейса (°)

β – угол наклона стенки канала (°)

δ – высота подводного канала жидкости (мкм)

δ_s – дельта функция Дирака (1/м)

ε – $1,5 \times$ размер ячейки вблизи интерфейса газ-жидкость (м)

ζ_0, ζ^* – углы профиля жидкости в трубе (°)

θ – контактный угол (°)

κ – постоянная Кармана

μ – динамическая вязкость (кг/м с)

ν – кинематическая вязкость (м²/с)

$\zeta_{i,pix}$ – смещение точки фонового изображения в точке i на интерфейсе (пкс)

ρ – плотность (кг/м³)

σ – поверхностное натяжение (Н/м)

τ – искусственное время в методе Level-Set (с)

$\vec{\tau}$ – единичный тангенциальный вектор к межфазной границе

$\tau_{int} = \rho_{gas} u^{*2}$ – тангенциальное напряжение на интерфейсе (Па)

φ – функция линии уровня (Level-Set) (м)

Φ_{gas} – двухфазный множитель

Ψ – операция пространственной фильтрации величины ψ

Ω_{ij} – тензор завихренности (1/с)

$|\Omega|$ – норма тензора завихренности (1/с)

Индексы

bf – базовая пленка

bubble – пузырь

char – характерный

conf – стесненный

crit – критический

dw – волна возмущения

eq – равновесный параметр

gas – газ

i – компонента вектора в Декартовых координатах

ij – компонента тензора в Декартовых координатах

int – интерфейс

lf – пленка жидкости

liq – жидкость

liq.film – пленка жидкости

liq.inlet – подвод жидкости

n – нормальная компонента вектора

t – турбулентный

w – стенка

τ – тангенциальная компонента вектора

Безразмерные комплексы

$Bo = g (\rho_{liq} - \rho_{gas}) D^2 / \sigma$ – число Бонда

$C_{geom} \approx 0,63 (<h>/D)^{-0,25}$ – геометрическая константа для тонких пленок жидкости

$Co = 1/D [\sigma/g(\rho_{liq} - \rho_{gas})]^{1/2}$ – параметр стесненности потока

$Eo = g (\rho_{liq} - \rho_{gas}) D^2 / 8\sigma$ – число Этвеша

$Fr = g/(l_{char}U)^{1/2}$ – число Фруда

$Ka = \frac{\sigma^3}{\rho_{liq}^3 g v_{liq}^4}$ – число Капицы

$l_{conf} = h_{dw} / H$ – безразмерная амплитуда волны возмущения

$N_{vd} = \mu_{liq}^4 \Delta \rho g / (\rho_{liq}^2 \sigma^3)$ – безразмерное число вязкости

$On = \frac{\mu_{liq}}{\sqrt{\rho_{liq} d_{max} \sigma}}$ – число Онезорге

$Re_{gas} = \frac{U_{gas} D_h}{\nu_{gas}}$ – число Рейнольдса газа

$Re_{liq} = \frac{Q_{liq}}{\mu_{liq} w}$ – число Рейнольдса жидкости

$$Re_{lf} = \frac{Q_{liq}}{w_{fiber} \mu_{liq}} - \text{число Рейнольдса пленки жидкости}$$

$$We = \frac{\rho_{gas} U_{gas}^2}{\sigma / l_{char}} - \text{число Вебера}$$

$$\delta^+ = \frac{\rho_{liq} u^* \langle h \rangle}{\mu_{liq}} - \text{безразмерная толщина пленки жидкости}$$

Аббревиатуры

CVOFLS – coupled Volume of Fluid Level-Set (сочетание метода объема жидкости и метода линии уровня)

LES – Large Eddy Simulation (метод крупных вихрей)

PIV – Particle Image Velocimetry (лазерная диагностика полей скорости по изображениям трассерных частиц)

RANS – Reynolds-Averaged Navier–Stokes (осреднённые по Рейнольдсу уравнения Навье–Стокса)

VOF – Volume Of Fluid (метод объема жидкости)

ZNS – Zero Neutral Stability (нулевая нейтральная устойчивость)

ZRC – Zero Real Characteristics (нулевые вещественные характеристики)

Перечень публикаций по теме диссертации в рецензируемых изданиях, рекомендуемых ВАК

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. **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.
4. **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.
5. 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.
6. 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.
7. **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.
8. **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.
9. **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.

Список литературы

1. Rouhani S. Z., Sohal M. S. Two-phase flow patterns: a review of research results // *Progress in Nuclear Energy*. – 1983. – Vol. 11, No. 3. – P. 219–259. – DOI: 10.1016/0149-1970(83)90012-4.
2. Алексеенко С. В., Накоряков В. Е., Покусаев Б. Г. Волновое течение пленок жидкости. – Новосибирск: Наука, 1992. – 256 с.
3. Ishigai S., Nakanishi S., Koizumi T., Oyabi Z. Hydrodynamics and heat transfer of vertical falling liquid films // *Bulletin of JSME*. – 1972. – Vol. 15, No. 83. – P. 594–602. – DOI: 10.1299/jsme1958.15.594.
4. Baker O. Design of pipelines for the simultaneous flow of oil and gas // *SPE Annual Technical Conference and Exhibition*. – Dallas, Texas, 1953. – Paper No. SPE-323-G. – DOI: 10.2118/323-G.
5. O'Neill L. E., Mudawar I. Review of two-phase flow instabilities in macro- and micro-channel systems // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. – 2020. – Vol. 157. – P. 119738. – DOI: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2020.119738.
6. Kew P. A., Cornwell K. Correlations for the prediction of boiling heat transfer in small-diameter channels // *Applied Thermal Engineering*. – 1997. – Vol. 17, Nos. 8–10. – P. 705–715. – DOI: 10.1016/S1359-4311(96)00071-3.
7. Kandlikar S. G. Scale effects on flow boiling heat transfer in microchannels: a fundamental perspective // *International Journal of Thermal Sciences*. – 2010. – Vol. 49, No. 7. – P. 1073–1085. – DOI: 10.1016/j.ijthermalsci.2009.12.016.
8. Tibirica C. B., Ribatski G. Flow boiling phenomenological differences between micro- and macroscale channels // *Heat Transfer Engineering*. – 2015. – Vol. 36, No. 11. – P. 937–942. – DOI: 10.1080/01457632.2015.972726.
9. Mudawar I. Two-phase microchannel heat sinks: theory, applications, and limitations // *Journal of Electronic Packaging*. – 2011. – Vol. 133. – P. 041002.
10. Liao S. J. An analytic approximation of the drag coefficient for the viscous flow past a sphere // *International Journal of Non-Linear Mechanics*. – 2002. – Vol. 37, No. 1. – P. 1–18. – DOI: 10.1016/S0020-7462(00)00092-5.
11. Damianides C. A., Westwater J. W. Two-phase flow patterns in a compact heat exchanger and in small tubes // *Proceedings of the 2nd UK National Conference on Heat Transfer*. – 1988. – P. 1257–1268.
12. Coleman J. W. Flow visualization and pressure drop for refrigerant phase change and air-water flow in small hydraulic diameter geometries : dissertation. – Ames: Iowa State University, 2000.
13. Chinnov E. A., Kabov O. A. Two-phase flows in pipes and capillary channels // *High Temperature*. – 2006. – Vol. 44, No. 5. – P. 773–791. – DOI: 10.1007/s10740-006-0094-z.
14. Rebrov E. V. Two-phase flow regimes in microchannels // *Theoretical Foundations of Chemical Engineering*. – 2010. – Vol. 44, No. 4. – P. 355–367. – DOI: 10.1134/S0040579510040019.
15. Shin H. C., Kim S. M. Generalized flow regime map for two-phase mini/micro-channel flows // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. – 2022. – Vol. 196. – P. 123298. – DOI: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2022.123298.

16. Suo M., Griffith P. Two-phase flow in capillary tubes // *Journal of Basic Engineering*. – 1964. – Vol. 86, No. 3. – P. 576–582. – DOI: 10.1115/1.3653176.
17. Shin H. C., Kim S. M. Experimental investigation of two-phase flow regimes in rectangular micro-channel with two mixer types // *Chemical Engineering Journal*. – 2022. – Vol. 448. – P. 137581. – DOI: 10.1016/j.cej.2022.137581.
18. Kozulin I. A., Kuznetsov V. V. Statistical characteristics of two-phase gas-liquid flow in a vertical microchannel // *Journal of Applied Mechanics and Technical Physics*. – 2011. – Vol. 52, No. 6. – P. 956–964. – DOI: 10.1134/S0021894411060149.
19. Serizawa A., Feng Z., Kawara Z. Two-phase flow in microchannels // *Experimental Thermal and Fluid Science*. – 2002. – Vol. 26, Nos. 6–7. – P. 703–714. – DOI: 10.1016/S0894-1777(02)00175-9.
20. Chinnov E. A., Ronshin F. V., Kabov O. A. Regimes of two-phase flow in micro- and minichannels (review) // *Thermophysics and Aeromechanics*. – 2015. – Vol. 22, No. 3. – P. 265–284. – DOI: 10.1134/S0869864315030014.
21. Kabov O. A., Chinnov E. A., Cheverda V. V. Two-phase flow in short rectangular mini-channel // *Microgravity Science and Technology*. – 2007. – Vol. 19, Nos. 3–4. – P. 143–150. – DOI: 10.1007/BF02915747.
22. Chinnov E. A., Ronshin F. V., Kabov O. A. Two-phase flow patterns in short horizontal rectangular microchannels // *International Journal of Multiphase Flow*. – 2016. – Vol. 80. – P. 57–68. – DOI: 10.1016/j.ijmultiphaseflow.2015.11.006.
23. Chinnov E. A., Ronshin F. V., Kabov O. A. Two-phase flow regimes in short horizontal rectangular microchannels // *Interfacial Phenomena and Heat Transfer*. – 2015. – Vol. 3, No. 3. – P. 243–257. – DOI: 10.1615/InterfacPhenomHeatTransfer.2016014092.
24. Ronshin F. V., Demytyev Y. A., Chinnov E. A. Experimental study of two-phase flow regimes in slit microchannels // *Microfluidics and Nanofluidics*. – 2023. – Vol. 27, No. 4. – P. 1–16. – DOI: 10.1007/s10404-023-02633-8.
25. Demytyev Y. A., Chinnov E. A., Kochkin D. Y., Ronshin F. V., Evstrapov A. A., Gusev V. S., Kabov O. A. An experimental investigation of adiabatic two-phase flow patterns in a slit microchannel with 1:800 aspect ratio // *Experimental Thermal and Fluid Science*. – 2024. – Vol. 154. – P. 111153. – DOI: 10.1016/j.expthermflusci.2024.111153.
26. Кузнецов В. Двухфазные микрожидкостные системы: теплофизические основы и инженерные концепции // *Журнал Интерэкспо Гео-Сибирь*. – 2016. – Т. 5, № 1. – С. 84–92.
27. Kabov O. A., Zaitsev D. V., Cheverda V. V., Bar-Cohen A. Evaporation and flow dynamics of thin, shear-driven liquid films in microgap channels // *Experimental Thermal and Fluid Science*. – 2011. – Vol. 35, No. 5. – P. 869–876. – DOI: 10.1016/j.expthermflusci.2010.08.001.
28. Kabov O., Zaitsev D., Tkachenko E. Interfacial thermal fluid phenomena in shear driven thin liquid films // *Proceedings of the 16th International Heat Transfer Conference*. – Beijing, 2018. – P. 1061–1067. – DOI: 10.1615/IHTC16.BAE.024435.
29. Karchevsky A. L., Marchuk I. V., Kabov O. A. Calculation of the heat flux near the liquid-gas-solid contact line // *Applied Mathematical Modelling*. – 2016. – Vol. 40, No. 2. – P. 1148–1159. – DOI: 10.1016/j.apm.2015.06.018.

30. Kabov O. A., Zaitsev D. V., Kirichenko D. P., Ajaev V. S. Interaction of levitating microdroplets with moist air flow in the contact line region // *Nanoscale and Microscale Thermophysical Engineering*. – 2017. – Vol. 21, No. 2. – P. 103–118. – DOI: 10.1080/15567265.2017.1279249.
31. Sibiryakov N. E., Kochkin D. Y., Kabov O. A., Karchevsky A. L. Determining the heat flux density in the area of a contact line during the evaporation of liquid into a bubble // *Journal of Applied and Industrial Mathematics*. – 2023. – Vol. 17, No. 3. – P. 628–639. – DOI: 10.1134/S199047892303016X.
32. Ronshin F., Rednikov A., Zorkina A., Jambert J., Graur I., Kabov O., Colinet P., Tadrist L. Bubble growth on a single artificial nucleation site near saturation conditions in microgravity // *Physics of Fluids*. – 2025. – Vol. 37, No. 8. – P. 087165. – DOI: 10.1063/5.0280517.
33. Ajaev V. S., Kabov O. A. Heat and mass transfer near contact lines on heated surfaces // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. – 2017. – Vol. 108. – P. 917–932. – DOI: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2016.11.079.
34. Ronshin F. V., Demytyev Y. A., Chinnov E. A., Cheverda V. V., Kabov O. A. Experimental investigation of adiabatic gas-liquid flow regimes and pressure drop in slit microchannel // *Microgravity Science and Technology*. – 2019. – Vol. 31, No. 5. – P. 447–457. – DOI: 10.1007/s12217-019-09747-1.
35. Pavlenko A. N., Zhukov V. I., Shvetsov D. A. Crisis phenomena and heat-transfer enhancement during boiling and evaporation in horizontal liquid films (review) // *Thermal Engineering*. – 2022. – Vol. 69, No. 11. – P. 886–901. – DOI: 10.1134/S0040601522110076.
36. Steinbrenner J. E., Hidrovo C. H., Wang F. M., Vigneron S., Lee E. S., Kramer T. A., Cheng C. H., Eaton J. K., Goodson K. E. Measurement and modeling of liquid film thickness evolution in stratified two-phase microchannel flows // *Applied Thermal Engineering*. – 2007. – Vol. 27, No. 10. – P. 1722–1727. – DOI: 10.1016/j.applthermaleng.2006.07.020.
37. Zhang P., Wang T., Jiang Y., Yu C., Guo C., Tan S. Experimental study of initial liquid film thickness in square microchannel two-phase flow // *Heat Transfer Research*. – 2022. – Vol. 53, No. 10. – P. 51–69. – DOI: 10.1615/HeatTransRes.2022041549.
38. Yoshinaga Y., Peng H., Dang C., Hihara E. Experimental study on liquid film thickness of annular flow in microchannels // *International Refrigeration and Air Conditioning Conference*. – 2014. 10 P.
39. Zhang W., Hibiki T., Mishima K., Mi Y. Correlation of critical heat flux for flow boiling of water in mini-channels // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. – 2006. – Vol. 49, Nos. 5–6. – P. 1058–1072. – DOI: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2005.09.004.
40. Qu W., Mudawar I. Measurement and correlation of critical heat flux in two-phase micro-channel heat sinks // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. – 2004. – Vol. 47, Nos. 10–11. – P. 2045–2059. – DOI: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2003.12.006.
41. Капица П. Волновое течение тонких слоев вязкой жидкости. 1. Свободное течение // *Журнал экспериментальной и теоретической физики*. – 1948. – Т. 18, № 1. – С. 3–28.
- 42 Капица П., Капица С. Волновое течение тонких слоев вязкой жидкости. 3. Опытное изучение волнового режима течения // *Журнал экспериментальной и теоретической физики*. – 1949. – Т. 19, № 2. – С. 105–120.
43. Benjamin T. B. Wave formation in laminar flow down an inclined plane // *Journal of Fluid Mechanics*. – 1957. – Vol. 2, No. 6. – P. 554–573. – DOI: 10.1017/S0022112057000373.

44. Белоглазкин А. А., Шкадов В. Я. Нелинейные волны в системе жидкая пленка – поток газа // Известия РАН. Механика жидкости и газа. – 2012. – № 6. – С. 32–49.
45. Трифонов Ю. Я. Расчет линейной и нелинейной устойчивости двухслойного течения жидкости в горизонтальном плоском канале // Прикладная механика и техническая физика. – 2021. – Т. 62, № 3. – С. 91–104. – DOI: 10.15372/PMTF20210309.
46. Tselodub O., Arkhipov D. Nonlinear wave simulation on a surface of liquid film entrained by turbulent gas flow at weightlessness // Microgravity Science and Technology. – 2013. – Vol. 25, No. 3. – P. 179–186. – DOI: 10.1007/s12217-013-9345-x.
47. Frank A. M. Shear driven solitary waves on a liquid film // Physical Review E. – 2006. – Vol. 74, No. 6. – P. 065301. – DOI: 10.1103/PhysRevE.74.065301.
48. Yih C. S. Instability due to viscosity stratification // Journal of Fluid Mechanics. – 1967. – Vol. 27, No. 2. – P. 337–352. – DOI: 10.1017/S0022112067000357.
49. Taitel Y., Dukler A. E. A model for predicting flow regime transitions in horizontal and near horizontal gas-liquid flow // AIChE Journal. – 1976. – Vol. 22, No. 1. – P. 47–55. – DOI: 10.1002/aic.690220105.
50. Brauner N., Maron D. M. Analysis of stratified/nonstratified transitional boundaries in horizontal gas-liquid flows // Chemical Engineering Science. – 1991. – Vol. 46, No. 7. – P. 1849–1859. – DOI: 10.1016/0009-2509(91)87031-7.
51. Brauner N., Maron D. M. The role of interfacial shear modelling in predicting the stability of stratified two-phase flow // Chemical Engineering Science. – 1993. – Vol. 48, No. 16. – P. 2867–2879. – DOI: 10.1016/0009-2509(93)80033-M.
52. Ullmann A., Brauner N. The prediction of flow pattern maps in minichannels // Multiphase Science and Technology. – 2007. – Vol. 19, No. 1. – P. 49–73. – DOI: 10.1615/MultSciTechn.v19.i1.20.
53. Brodkey R. S. The phenomena of fluid motions. – New York: Dover Publications, 1995. – 737 p.
54. Hinze J. O. Fundamentals of the hydrodynamic mechanism of splitting in dispersion processes // AIChE Journal. – 1955. – Vol. 1, No. 3. – P. 289–295. – DOI: 10.1002/aic.690010303.
55. Brauner N. Liquid-liquid two-phase flow systems // Modeling and Control of Two-Phase Flow Phenomena. – Lisbon, 2003. – P. 221–279. – DOI: 10.1007/978-3-7091-2538-0_5.
56. Ullmann A., Brauner N. Closure relations for the shear stress in two-fluid models for core-annular flow // Multiphase Science and Technology. – 2004. – Vol. 16, No. 4. – P. 355–387. – DOI: 10.1615/MultSciTechn.v16.i4.50.
57. Brundrett E., Baines W. D. The production and diffusion of vorticity in duct flow // Journal of Fluid Mechanics. – 1964. – Vol. 19, No. 3. – P. 375–394. – DOI: 10.1017/S0022112064000799.
58. Bradshaw P. Turbulent secondary flows // Annual Review of Fluid Mechanics. – 1987. – Vol. 19. – P. 53–74. – DOI: 10.1146/annurev.fl.19.010187.000413.
59. Flores A. G., Crowe K. E., Griffith P. Gas-phase secondary flow in horizontal, stratified and annular two-phase flow // International Journal of Multiphase Flow. – 1995. – Vol. 21, No. 2. – P. 207–221. – DOI: 10.1016/0301-9322(94)00072-R.

60. Cherdantsev A. V., Sinha A., Hann D. B. Studying the impacts of droplets depositing from the gas core onto a gas-sheared liquid film with stereoscopic BBLIF technique // *International Journal of Multiphase Flow*. – 2022. – Vol. 150. – P. 104033. – DOI: 10.1016/j.ijmultiphaseflow.2022.104033.
61. Ullmann A., Brauner N. Closure relations for two-fluid models for two-phase stratified smooth and stratified wavy flows // *International Journal of Multiphase Flow*. – 2006. – Vol. 32, No. 1. – P. 82–105. – DOI: 10.1016/j.ijmultiphaseflow.2005.08.005.
62. Brauner N., Rovinsky J., Maron D. M. Analytical solution for laminar-laminar two-phase stratified flow in circular conduits // *Chemical Engineering Communications*. – 1996. – Vols. 141–142. – P. 103–143. – DOI: 10.1080/00986449608936412.
63. Pavlenko A. N., Pecherkin N. I., Chekhovich V. Y., Zhukov V. E., Sander S., Houghton P., Nazarov A. D., Serov A. F. The two-phase cocurrent downflow of liquid nitrogen in a vertical rectangular channel // *Journal of Engineering Thermophysics*. – 2002. – Vol. 11, No. 4. – P. 321–333.
64. Печеркин Н. И., Павленко А. Н., Чехович В. Ю., Жуков В. Е., Серов А. Ф., Назаров А. Д. Использование емкостного метода измерений для регистрации локальных гидродинамических параметров парожидкостных потоков в миниканалах // *Журнал Интерэкспо Гео-Сибирь*. – 2007. – Т. 4, № 2. – С. 173–178.
65. Ronshin F., Chinnov E. Experimental characterization of two-phase flow patterns in a slit microchannel // *Experimental Thermal and Fluid Science*. – 2019. – Vol. 103. – P. 262–273. – DOI: 10.1016/j.expthermflusci.2019.01.022.
66. Дементьев Ю. А. Экспериментальное исследование двухфазных течений в плоских микроканалах: дис. канд. физ.-мат. наук. – Новосибирск, 2025. – 111 с.
67. Xie X. L., Tao W. Q., He Y. L. Numerical study of turbulent heat transfer and pressure drop characteristics in a water-cooled minichannel heat sink // *Journal of Electronic Packaging*. – 2007. – Vol. 129, No. 3. – P. 247–255. – DOI: 10.1115/1.2753887.
68. Naphon P., Nakharintr L. Turbulent two phase approach model for the nanofluids heat transfer analysis flowing through the minichannel heat sinks // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. – 2015. – Vol. 82. – P. 388–395. – DOI: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2014.11.024.
69. Xiao H., Liu Z., Liu W. Turbulent heat transfer enhancement in the mini-channel by enhancing the original flow pattern with v-ribs // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. – 2020. – Vol. 163. – P. 120378. – DOI: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2020.120378.
70. Li N., Pu H., Zhou L., Qu H., Zhang Y., Dong M. Numerical simulations of heat transfer phenomena with turbulent supercritical carbon dioxide flow in heated horizontal minichannels with different shapes // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. – 2023. – Vol. 217. – P. 124721. – DOI: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2023.124721.
71. Wang B. X., Peterson G. P. Frictional flow characteristics of water flowing through rectangular microchannels // *Experimental Heat Transfer*. – 1994. – Vol. 7, No. 4. – P. 249–264. – DOI: 10.1080/08916159408946484.
72. Hsieh S. S., Lin C. Y., Huang C. F., Tsai H. H. Liquid flow in a micro-channel // *Journal of Micromechanics and Microengineering*. – 2004. – Vol. 14, No. 4. – P. 436. – DOI: 10.1088/0960-1317/14/4/002.

73. Mohiuddin Mala G., Li D. Flow characteristics of water in microtubes // *International Journal of Heat and Fluid Flow*. – 1999. – Vol. 20, No. 2. – P. 142–148. – DOI: 10.1016/S0142-727X(98)10043-7.
74. Zeighami R., Laser D., Zhou P., Asheghi M., Devasenathipathy S., Kenny T., Santiago J., Goodson K. Experimental investigation of flow transition in microchannels using micron-resolution particle image velocimetry // *Proceedings of the Intersociety Conference on Thermal and Thermomechanical Phenomena in Electronic Systems*. – Vol. 2. – Las Vegas, 2000. – P. 148–153. – DOI: 10.1109/ITHERM.2000.866184.
75. Li H., Ewoldt R., Olsen M. G. Turbulent and transitional velocity measurements in a rectangular microchannel using microscopic particle image velocimetry // *Experimental Thermal and Fluid Science*. – 2005. – Vol. 29, No. 4. – P. 435–446. – DOI: 10.1016/j.expthermflusci.2004.06.001.
76. Pfund D., Rector D., Shekarriz A., Popescu A., Welty J. Pressure drop measurements in a microchannel // *AICHE Journal*. – 2000. – Vol. 46, No. 8. – P. 1496–1507. – DOI: 10.1002/aic.690460803.
77. Xu B., Ooi K. T., Wong N. T., Choi W. K. Experimental investigation of flow friction for liquid flow in microchannels // *International Communications in Heat and Mass Transfer*. – 2000. – Vol. 27, No. 8. – P. 1165–1176. – DOI: 10.1016/S0735-1933(00)00203-7.
78. Sharp K. V., Adrian R. J. Transition from laminar to turbulent flow in liquid filled microtubes // *Experiments in Fluids*. – 2004. – Vol. 36, No. 5. – P. 741–747. – DOI: 10.1007/s00348-003-0753-3.
79. Rands C., Webb B. W., Maynes D. Characterization of transition to turbulence in microchannels // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. – 2006. – Vol. 49, Nos. 17–18. – P. 2924–2930. – DOI: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2006.02.032.
80. Kandlikar S. G., Schmitt D., Carrano A. L., Taylor J. B. Characterization of surface roughness effects on pressure drop in single-phase flow in minichannels // *Physics of Fluids*. – 2005. – Vol. 17, No. 10. – P. 100606. – DOI: 10.1063/1.1896985.
81. Dai B., Li M., Ma Y. Effect of surface roughness on liquid friction and transition characteristics in micro- and mini-channels // *Applied Thermal Engineering*. – 2014. – Vol. 67, Nos. 1–2. – P. 283–293. – DOI: 10.1016/j.applthermaleng.2014.03.028.
82. Rehman D., Barattini D., Hong C., Morini G. L. Effect of aspect ratio and inlet manifold shape on the laminar-to-turbulent transition of gas flow in rectangular microchannels // *Experiments in Fluids*. – 2021. – Vol. 62, No. 3. – P. 1–19. – DOI: 10.1007/s00348-021-03137-3.
83. Azzopardi B. J. Drops in annular two-phase flow // *International Journal of Multiphase Flow*. – 1997. – Vol. 23, No. 7. – P. 1–53. – DOI: 10.1016/S0301-9322(97)90087-2.
84. Berna C., Escrivá A., Muñoz-Cobo J. L., Herranz L. E. Review of droplet entrainment in annular flow: interfacial waves and onset of entrainment // *Progress in Nuclear Energy*. – 2014. – Vol. 74. – P. 14–43. – DOI: 10.1016/j.pnucene.2014.01.018.
85. Berna C., Escrivá A., Muñoz-Cobo J. L., Herranz L. E. Review of droplet entrainment in annular flow: characterization of the entrained droplets // *Progress in Nuclear Energy*. – 2015. – Vol. 79. – P. 64–86. – DOI: 10.1016/j.pnucene.2014.11.011.
86. Cherdantsev A. V. Overview of physical models of liquid entrainment in annular gas-liquid flow // *AIP Conference Proceedings*. – 2018. – Vol. 1939, No. 1. – P. 20006. – DOI: 10.1063/1.5027318.

87. Cherdantsev A. V. Experimental investigation of mechanisms of droplet entrainment in annular gas-liquid flows: a review // *Water*. – 2022. – Vol. 14, No. 23. – P. 3892. – DOI: 10.3390/w14233892.
88. Xue Y., Stewart C., Kelly D., Campbell D., Gormley M. Two-phase annular flow in vertical pipes: a critical review of current research techniques and progress // *Water*. – 2022. – Vol. 14, No. 21. – P. 3496. – DOI: 10.3390/w14213496.
89. Cioncolini A. Liquid entrainment in annular gas-liquid two-phase flow: a critical assessment of experimental data and prediction methods // *Physics of Fluids*. – 2023. – Vol. 35, No. 11. – P. 113318. – DOI: 10.1063/5.0174027.
90. Alekseenko S., Cherdantsev A., Cherdantsev M., Isaenkov S., Kharlamov S., Markovich D. Application of a high-speed laser-induced fluorescence technique for studying the three-dimensional structure of annular gas-liquid flow // *Experiments in Fluids*. – 2012. – Vol. 53, No. 1. – P. 77–89. – DOI: 10.1007/s00348-011-1200-5.
91. Cherdantsev A. V., An J. S., Charogiannis A., Markides C. N. Simultaneous application of two laser-induced fluorescence approaches for film thickness measurements in annular gas-liquid flows // *International Journal of Multiphase Flow*. – 2019. – Vol. 119. – P. 237–258. – DOI: 10.1016/j.ijmultiphaseflow.2019.07.013.
92. Charogiannis A., Sik An J., Voulgaropoulos V., Markides C. N. Structured planar laser-induced fluorescence (S-PLIF) for the accurate identification of interfaces in multiphase flows // *International Journal of Multiphase Flow*. – 2019. – Vol. 118. – P. 193–204. – DOI: 10.1016/j.ijmultiphaseflow.2019.06.002.
93. Cherdantsev A., Bobylev A., Guzanov V., Kvon A., Kharlamov S. Measuring liquid film thickness based on the brightness level of the fluorescence: methodical overview // *International Journal of Multiphase Flow*. – 2023. – Vol. 168. – P. 104570. – DOI: 10.1016/j.ijmultiphaseflow.2023.104570.
94. Sherif A., Johnson K., Hann D. Comparative analysis of brightness-based laser-induced fluorescence (BBLIF) and structured planar laser-induced fluorescence (S-PLIF) for film thickness measurement in two-phase flow // *Proceedings of the International Symposium on the Application of Laser and Imaging Techniques to Fluid Mechanics*. – 2024. – Vol. 21. – P. 1–13. – DOI: 10.55037/lxllaser.21st.55.
95. Alekseenko S., Cherdantsev A., Cherdantsev M., Markovich D. Investigation of secondary waves dynamics in annular gas-liquid flow // *Microgravity Science and Technology*. – 2009. – Vol. 21, Suppl. 1. – P. 221–226. – DOI: 10.1007/s12217-009-9145-5.
96. Alekseenko S., Antipin V., Cherdantsev A., Kharlamov S., Markovich D. Two-wave structure of liquid film and wave interrelation in annular gas-liquid flow with and without entrainment // *Physics of Fluids*. – 2009. – Vol. 21, No. 6. – P. 062102. – DOI: 10.1063/1.3151999.
97. Alekseenko S. V., Cherdantsev A., Isaenkov S. V., Markovich D. M. Circumferential nonuniformity of waves on liquid film in annular flow without liquid entrainment // *Interfacial Phenomena and Heat Transfer*. – 2013. – Vol. 1, No. 2. – P. 139–151. – DOI: 10.1615/InterfacPhenomHeatTransfer.2013006700.
98. Cherdantsev A. V. Three-dimensional evolution and interaction of disturbance waves on a gas-sheared liquid film on a horizontal plane near the transition region // *International Journal of Multiphase Flow*. – 2023. – Vol. 164. – P. 104468. – DOI: 10.1016/j.ijmultiphaseflow.2023.104468.

99. Moalem Maron D., Brauner N., Hewitt G. F. Flow patterns in wavy thin films: numerical simulation // *International Communications in Heat and Mass Transfer*. – 1989. – Vol. 16, No. 5. – P. 655–666. – DOI: 10.1016/0735-1933(89)90071-7.
100. Trifonov Y. Y. Counter-current gas-liquid wavy film flow between the vertical plates analyzed using the Navier-Stokes equations // *AIChE Journal*. – 2010. – Vol. 56, No. 8. – P. 1975–1987. – DOI: 10.1002/aic.12128.
101. Trifonov Y. Y. Wavy flow of a liquid film in the presence of a cocurrent turbulent gas flow // *Journal of Applied Mechanics and Technical Physics*. – 2013. – Vol. 54, No. 5. – P. 762–772. – DOI: 10.1134/S002189441305009X.
102. Trifonov Y. Y. Wavy liquid film in the presence of co- or counter-current turbulent gas flow // *Thermophysics and Aeromechanics*. – 2014. – Vol. 21, No. 3. – P. 319–336. – DOI: 10.1134/S0869864314030068.
103. Cherdantsev A. V., Hann D. B., Azzopardi B. J. Study of gas-sheared liquid film in horizontal rectangular duct using high-speed LIF technique: three-dimensional wavy structure and its relation to liquid entrainment // *International Journal of Multiphase Flow*. – 2014. – Vol. 67. – P. 52–64. – DOI: 10.1016/j.ijmultiphaseflow.2014.08.003.
104. Alekseenko S. V., Cherdantsev A. V., Cherdantsev M. V., Isaenkov S. V., Markovich D. M. Study of formation and development of disturbance waves in annular gas-liquid flow // *International Journal of Multiphase Flow*. – 2015. – Vol. 77. – P. 65–75. – DOI: 10.1016/j.ijmultiphaseflow.2015.08.007.
105. Cherdantsev A., Isaenkov S., Markovich D. Transition to entrainment in downward annular gas-liquid flow: study through flow control // *International Journal of Multiphase Flow*. – 2025. – Vol. 184. – P. 105109. – DOI: 10.1016/j.ijmultiphaseflow.2024.105109.
106. Isaenkov S. V., Cherdantsev A. V., Vozhakov I. S., Cherdantsev M. V., Arkhipov D. G., Markovich D. M. Study of primary instability of thick liquid films under strong gas shear // *International Journal of Multiphase Flow*. – 2019. – Vol. 111. – P. 62–81. – DOI: 10.1016/j.ijmultiphaseflow.2018.11.010.
107. Zdornikov S. A., Isaenkov S. V., Cherdantsev A. V. Axial and azimuthal development of disturbance waves in annular flow in a horizontal pipe // *International Journal of Multiphase Flow*. – 2024. – Vol. 172. – P. 104704. – DOI: 10.1016/j.ijmultiphaseflow.2023.104704.
108. Zdornikov S. A., Isaenkov S. V., Cherdantsev A. V. The effect of liquid properties on stratified-to-annular transition in a horizontal pipe // *International Journal of Multiphase Flow*. – 2026. – Vol. 195. – P. 105552. – DOI: 10.1016/j.ijmultiphaseflow.2025.105552.
109. Cherdantsev M. V., Isaenkov S. V., Cherdantsev A. V., Markovich D. M. Development and interaction of disturbance waves in downward annular gas-liquid flow // *International Journal of Multiphase Flow*. – 2021. – Vol. 138. – P. 103614. – DOI: 10.1016/j.ijmultiphaseflow.2021.103614.
110. Vasques J., Cherdantsev A., Cherdantsev M., Isaenkov S., Hann D. Comparison of disturbance wave parameters with flow orientation in vertical annular gas-liquid flows in a small pipe // *Experimental Thermal and Fluid Science*. – 2018. – Vol. 97. – P. 484–501. – DOI: 10.1016/j.expthermflusci.2018.03.020.
111. Cherdantsev A. V., Isaenkov S. V., Markovich D. M. Controlling large-scale waves in downward annular flow far from the inlet // *International Journal of Multiphase Flow*. – 2025. – Vol. 193. – P. 105415. – DOI: 10.1016/j.ijmultiphaseflow.2025.105415.

112. Fershtman A., Robers L., Prasser H. M., Barnea D., Shemer L. Interfacial structure of upward gas–liquid annular flow in inclined pipes // *International Journal of Multiphase Flow*. – 2020. – Vol. 132. – P. 103437. – DOI: 10.1016/j.ijmultiphaseflow.2020.103437.
113. Zadrazil I., Matar O. K., Markides C. N. An experimental characterization of downwards gas–liquid annular flow by laser-induced fluorescence: flow regimes and film statistics // *International Journal of Multiphase Flow*. – 2014. – Vol. 60. – P. 87–102. – DOI: 10.1016/j.ijmultiphaseflow.2013.11.008.
114. Zhang Z., Wang Z., Liu H., Gao Y., Li H., Sun B. Experimental study on entrained droplets in vertical two-phase churn and annular flows // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. – 2019. – Vol. 138. – P. 1346–1358. – DOI: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2019.04.126.
115. Zhang Z., Li Y., Wang Z., Hu Q., Wang D. Experimental study on radial evolution of droplets in vertical gas–liquid two-phase annular flow // *International Journal of Multiphase Flow*. – 2020. – Vol. 129. – P. 103325. – DOI: 10.1016/j.ijmultiphaseflow.2020.103325.
116. Wang Z., Liu H., Zhang Z., Sun B., Zhang J., Lou W. Research on the effects of liquid viscosity on droplet size in vertical gas–liquid annular flows // *Chemical Engineering Science*. – 2020. – Vol. 220. – P. 115621. – DOI: 10.1016/j.ces.2020.115621.
117. Актершев С. П., Алексеенко С. В., Цвелодуб О. Ю. Теоретическое моделирование гидродинамики и теплопереноса в волновых пленках жидкости при сложных условиях течения (обзор) // *Теплофизика и аэромеханика*. – 2022. – Т. 29, № 1. – С. 1–34.
118. Гешев П. И. Интегральная модель для турбулентно-волновой пленки жидкости // *Теплофизика и аэромеханика*. – 2023. – Т. 30, № 2. – С. 309–320.
119. Гешев П. И. Простая модель для расчета толщины турбулентной пленки жидкости, увлекаемой силой тяжести и потоком газа // *Теплофизика и аэромеханика*. – 2014. – Т. 21, № 5. – С. 579–586.
120. Shkadov V. Y. Wave flow regimes of a thin layer of viscous fluid subject to gravity // *Fluid Dynamics*. – 1967. – Vol. 2, No. 1. – P. 29–34. – DOI: 10.1007/BF01024797.
121. Цвелодуб О. Ю., Архипов Д. Г. Моделирование нелинейных волн на поверхности тонкой пленки жидкости, движущейся под действием турбулентного потока газа // *Прикладная механика и техническая физика*. – 2017. – Т. 58, № 4. – С. 56–67.
122. Цвелодуб О. Ю., Архипов Д. Г., Вожаков И. С. Исследование волн на поверхности тонкой пленки жидкости, увлекаемой турбулентным газовым потоком: моделирование вне рамок «квазиламинарного» приближения // *Теплофизика и аэромеханика*. – 2021. – Т. 28, № 2. – С. 239–253.
123. Aktershev S. P., Alekseenko S. V. Simulation of three-dimensional waves in a liquid film // *Journal of Applied Mechanics and Technical Physics*. – 2014. – Vol. 55, No. 6. – P. 979–989. – DOI: 10.1134/S002189441406008X.
124. Vozhakov I. S., Cherdantsev A. V., Arkhipov D. G. Modelling secondary instability of co-current a thin gas-sheared film // *Fluid Dynamics Research*. – 2016. – Vol. 48, No. 6. – P. 061420. – DOI: 10.1088/0169-5983/48/6/061420.
125. Вожаков И. С., Архипов Д. Г., Цвелодуб О. Ю. Моделирование нелинейных волн на поверхности тонкой пленки жидкости, увлекаемой турбулентным потоком газа // *Прикладная механика и техническая физика*. – 2015. – Т. 56, № 2. – С. 201–212.

126. Benjamin T. B. Shearing flow over a wavy boundary // *Journal of Fluid Mechanics*. – 1959. – Vol. 6, No. 2. – P. 161–205.
127. Alekseenko S. V., Nakoryakov V. E. Instability of a liquid film moving under the effect of gravity and gas flow // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. – 1995. – Vol. 38, No. 11. – P. 2127–2134. – DOI: 10.1016/0017-9310(94)00326-Q.
128. Alekseenko S. V., Cherdantsev A. V., Heinz O. M., Kharlamov S. M., Markovich D. M. Application of the image-analysis method to studies of the space-time wave evolution in an annular gas-liquid flow // *Pattern Recognition and Image Analysis*. – 2013. – Vol. 23, No. 1. – P. 35–43. – DOI: 10.1134/S105466181301001X.
129. Frank A. M. The influence of gas-liquid properties on gas driven waves in a film // *Microgravity Science and Technology*. – 2007. – Vol. 19, No. 3. – P. 38–40. – DOI: 10.1007/BF02915745.
130. Frank A. M. Numerical simulation of gas driven waves in a liquid film // *Physics of Fluids*. – 2008. – Vol. 20, No. 12. – P. 122104. – DOI: 10.1063/1.3053827.
131. Цвелодуб О. Ю. Исследование волн на границе раздела при противоточном течении тонкой пленки жидкости и турбулентного потока газа в узком вертикальном канале // *Прикладная механика и техническая физика*. – 2024. – Т. 65, № 3. – С. 29–41.
132. Lavallo G., Grenier N., Mergui S., Dietze G. F. Solitary waves on superconfined falling liquid films // *Physical Review Fluids*. – 2020. – Vol. 5, No. 3. – P. 032001. – DOI: 10.1103/PhysRevFluids.5.032001.
133. Trifonov Y. Y. Flooding in two-phase counter-current flows: numerical investigation of the gas-liquid wavy interface using the Navier–Stokes equations // *International Journal of Multiphase Flow*. – 2010. – Vol. 36, No. 7. – P. 549–557. – DOI: 10.1016/j.ijmultiphaseflow.2010.03.006.
134. Trifonov Y. Y. Nonlinear wavy regimes of a gas-liquid flow between two inclined plates analyzed using the Navier–Stokes equations // *International Journal of Multiphase Flow*. – 2019. – Vol. 112. – P. 170–182. – DOI: 10.1016/j.ijmultiphaseflow.2018.12.012.
135. Dietze G. F., Ruyer-Quil C. Wavy liquid films in interaction with a confined laminar gas flow // *Journal of Fluid Mechanics*. – 2013. – Vol. 722. – P. 348–393. – DOI: 10.1017/jfm.2013.98.
136. Vozhakov I. S., Ronshin F. V. Experimental and theoretical study of two-phase flow in wide microchannels // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. – 2019. – Vol. 136. – P. 312–323. – DOI: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2019.02.099.
137. Nigmatulin B. Hydrodynamics of a two-phase stream in the dispersed annular flow regime // *Journal of Applied Mechanics and Technical Physics*. – 1971. – Vol. 12, No. 6. – P. 906–916.
138. Nigmatulin B. Flow characteristics of two-phase dispersed annular streams in heated tubes // *Journal of Applied Mechanics and Technical Physics*. – 1973. – Vol. 14, No. 4. – P. 500–508.
139. Nigmatulin R. Equations of hydromechanics and condensation waves in a two-velocity and two-temperature continuous medium in which phase transitions occur // *Izvestiya Akademii Nauk SSSR. Mekhanika Zhidkosti i Gaza*. – 1967. – No. 5. – P. 46–57.
140. Ishii M., Kataoka I. *Hydrodynamics of annular-dispersed flow*. – Tokyo: Japan Atomic Energy Research Institute, 1982. – JAERI-M 82-015.

141. Alipchenkov V. M., Zaichik L. I., Zeigarnik Y. A., Solovev S. L., Stonik O. G. The development of a three-fluid model of two-phase flow for a dispersed-annular mode of flow in channels: size of droplets // *High Temperature*. – 2002. – Vol. 40, No. 4. – P. 594–603. – DOI: 10.1023/A:1019627500220.
142. Минко М., Ягов В. Моделирование распределения жидкости между ядром и пленкой в адиабатных дисперсно-кольцевых двухфазных потоках // *Теплоэнергетика*. – 2014. – № 1. – С. 68–74.
143. Le Corre J. M. Phenomenological model of disturbance waves in annular two-phase flow // *International Journal of Multiphase Flow*. – 2022. – Vol. 151. – P. 104057. – DOI: 10.1016/j.ijmultiphaseflow.2022.104057.
144. Inoue C., Maeda I. On the droplet entrainment from gas-sheared liquid film // *Physics of Fluids*. – 2021. – Vol. 33, No. 1. – P. 013307. – DOI: 10.1063/5.0038399.
145. Li C., Song Y., Xu L., Zhao N., Wang F., Fang L., Li X. Prediction of the interfacial disturbance wave velocity in vertical upward gas-liquid annular flow via ensemble learning // *Energy*. – 2022. – Vol. 242. – P. 122990. – DOI: 10.1016/j.energy.2021.122990.
146. Jayanti S., Hewitt G. F. Hydrodynamics and heat transfer in wavy annular gas-liquid flow: a computational fluid dynamics study // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. – 1997. – Vol. 40, No. 10. – P. 2445–2460. – DOI: 10.1016/S0017-9310(96)00288-8.
147. Ricardo G., Noriler D., Martignoni W., Meier H. Application of Euler–Lagrange approach to predict the droplet solidification in a prilling tower // *Industrial & Engineering Chemistry Research*. – 2015. – Vol. 54, No. 39. – P. 9585–9595.
148. Yun G., Ishiwatari Y., Ikejiri S., Oka Y. Numerical analysis of the onset of droplet entrainment in annular two-phase flow by hybrid method // *Annals of Nuclear Energy*. – 2010. – Vol. 37, No. 2. – P. 230–240. – DOI: 10.1016/j.anucene.2009.10.019.
149. Höhne T., Hänsch S. A droplet entrainment model for horizontal segregated flows // *Nuclear Engineering and Design*. – 2015. – Vol. 286. – P. 18–26. – DOI: 10.1016/j.nucengdes.2015.01.013.
150. Wang L. S., Krull B., Lucas D., Meller R., Schlegel F., Tekavčič M., Xu J. Y. Simulation of droplet entrainment in annular flow with a morphology adaptive multifield two-fluid model // *Physics of Fluids*. – 2023. – Vol. 35, No. 10. – P. 103320. – DOI: 10.1063/5.0169288.
151. Ishii M., Mishima K. Two-fluid model and hydrodynamic constitutive relations // *Nuclear Engineering and Design*. – 1984. – Vol. 82, Nos. 2–3. – P. 107–126. – DOI: 10.1016/0029-5493(84)90207-3.
152. Schiller L., Naumann A. A drag coefficient correlation // *Zeitschrift des Vereins Deutscher Ingenieure*. – 1933. – Vol. 77. – P. 318–320.
153. Hirt C. W., Nichols B. D. Volume of fluid (VOF) method for the dynamics of free boundaries // *Journal of Computational Physics*. – 1981. – Vol. 39, No. 1. – P. 201–225. – DOI: 10.1016/0021-9991(81)90145-5.
154. Osher S., Sethian J. A. Fronts propagating with curvature-dependent speed: algorithms based on Hamilton–Jacobi formulations // *Journal of Computational Physics*. – 1988. – Vol. 79, No. 1. – P. 12–49. – DOI: 10.1016/0021-9991(88)90002-2.

155. Han H., Gabriel K. A numerical study of entrainment mechanism in axisymmetric annular gas-liquid flow // *Journal of Fluids Engineering*. – 2007. – Vol. 129, No. 3. – P. 293–301. – DOI: 10.1115/1.2427078.
156. Rodriguez J. M. Numerical simulation of two-phase annular flow : dissertation. – Troy: Rensselaer Polytechnic Institute, 2009.
157. Saxena A., Prasser H. M. A study of two-phase annular flow using unsteady numerical computations // *International Journal of Multiphase Flow*. – 2020. – Vol. 126. – P. 103037. – DOI: 10.1016/j.ijmultiphaseflow.2019.05.003.
158. Varallo N., Mereu R., Besagni G., Markides C. N. Computational fluid dynamics modelling of the regular wave flow regime in air-water downwards annular flows // *Chemical Engineering Research and Design*. – 2024. – Vol. 201. – P. 631–644. – DOI: 10.1016/j.cherd.2023.11.062.
159. Gulati S., Buongiorno J., Lakehal D. Simulation of liquid entrainment in stratified and annular flow regimes using large-eddy and interface simulation, LEIS // *Proceedings of the 15th International Topical Meeting on Nuclear Reactor Thermal Hydraulics*. – Pisa, 2013.
160. Kumar P., Das A. K., Mitra S. K. Physical understanding of gas-liquid annular flow and its transition to dispersed droplets // *Physics of Fluids*. – 2016. – Vol. 28, No. 7. – P. 072104. – DOI: 10.1063/1.4954999.
161. Yang J., Narayanan C., Lakehal D. Large eddy & interface simulation (LEIS) of disturbance waves and heat transfer in annular flows // *Nuclear Engineering and Design*. – 2017. – Vol. 321. – P. 190–198. – DOI: 10.1016/j.nucengdes.2016.10.054.
162. Sato Y., Niceno B. Large eddy simulation of upward co-current annular boiling flow using an interface tracking method // *Nuclear Engineering and Design*. – 2017. – Vol. 321. – P. 69–81. – DOI: 10.1016/j.nucengdes.2017.03.003.
163. Kim K., Choi H. Direct numerical simulation of a turbulent core-annular flow with water-lubricated high viscosity oil in a vertical pipe // *Journal of Fluid Mechanics*. – 2018. – Vol. 849. – P. 419–447. – DOI: 10.1017/jfm.2018.408.
164. Fan W., Li H., Anglart H. Numerical investigation of spatial and temporal structure of annular flow with disturbance waves // *International Journal of Multiphase Flow*. – 2019. – Vol. 110. – P. 256–272. – DOI: 10.1016/j.ijmultiphaseflow.2018.10.003.
165. Fan W., Cherdantsev A. V., Anglart H. Experimental and numerical study of formation and development of disturbance waves in annular gas-liquid flow // *Energy*. – 2020. – Vol. 207. – P. 118309. – DOI: 10.1016/j.energy.2020.118309.
166. Bender A., Stroh A., Frohnafel B., Stephan P., Gambaryan-Roisman T. Combined direct numerical simulation and long-wave simulation of a liquid film sheared by a turbulent gas flow in a channel // *Physics of Fluids*. – 2019. – Vol. 31, No. 2. – P. 022106. – DOI: 10.1063/1.5064423.
167. Deardorff J. W. A numerical study of three-dimensional turbulent channel flow at large Reynolds numbers // *Journal of Fluid Mechanics*. – 1970. – Vol. 41, No. 2. – P. 453–480. – DOI: 10.1017/S0022112070000691.
168. Choi H., Moin P. Grid-point requirements for large eddy simulation: Chapman's estimates revisited // *Physics of Fluids*. – 2012. – Vol. 24, No. 1. – P. 011702. – DOI: 10.1063/1.3676783.

169. Barbosa J. R., Hewitt G. F., Richardson S. M. High-speed visualisation of nucleate boiling in vertical annular flow // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. – 2003. – Vol. 46, No. 26. – P. 5153–5160. – DOI: 10.1016/S0017-9310(03)00255-2.
170. Reynolds O. On the dynamical theory of incompressible viscous fluids and the determination of the criterion // *Philosophical Transactions of the Royal Society A*. – 1895. – Vol. 186. – P. 123–164. – DOI: 10.1098/rsta.1895.0004.
171. Egorov Y. Validation of CFD codes with PTS-relevant test cases : technical report. – Brussels: European Commission, 2004. – ECORA Project.
172. Zanetti E., Berto A., Bortolin S., Magnini M., Del Col D. Annular two-phase flow in a small diameter tube: OpenFOAM simulations with turbulence damping vs optical measurements // *International Journal of Thermofluids*. – 2024. – Vol. 24. – P. 100871. – DOI: 10.1016/j.ijft.2024.100871.
173. Angirekula V. K. R., Gupta R. A numerical study of wave characteristics in axisymmetric gas-liquid annular flow in microchannels // *Chemical Engineering Research and Design*. – 2022. – Vol. 182. – P. 629–644. – DOI: 10.1016/j.cherd.2022.04.027.
174. Minakov A. V., Lobasov A. S., Shebelev A. V., Zaitsev D. V., Kabov O. A. Flow regimes of a liquid film carried away by a gas flow in a flat horizontal channel under isothermal conditions // *Journal of Applied and Industrial Mathematics*. – 2022. – Vol. 16, No. 3. – P. 490–500. – DOI: 10.1134/S1990478922030139.
175. Zaitsev D., Kochkin D., Kabov O. Dynamics of liquid film rupture under local heating // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. – 2022. – Vol. 184. – P. 122376. – DOI: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2021.122376.
176. Scheid B., Kabov O., Minetti C., Colinet P., Legros J. Measurement of free surface deformation by reflectance-Schlieren method // *Proceedings of the 3rd European Thermal-Sciences Conference*. – Heidelberg, 2000. – P. 1045–1050.
177. Ronshin F., Demytyev Y., Kochkin D., Eloyan K., Vozhakov I. Investigation of two-phase flow regimes in square minichannels with different mixers created using additive technologies // *Experimental Thermal and Fluid Science*. – 2022. – Vol. 132. – P. 110565. – DOI: 10.1016/j.expthermflusci.2021.110565.
178. Vinnichenko N. A., Pushtaev A. V., Plaksina Y. Y., Uvarov A. V. Measurements of liquid surface relief with Moon-Glade background oriented Schlieren technique // *Experimental Thermal and Fluid Science*. – 2020. – Vol. 114. – P. 110051. – DOI: 10.1016/j.expthermflusci.2020.110051.
179. Mungalov A. S., Derevyannikov I. A. Reflective synthetic Schlieren technique for measuring liquid surface deformations // *AIP Conference Proceedings*. – 2021. – Vol. 2422. – P. 040012. – DOI: 10.1063/5.0068194.
180. 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. – P. 110576. – DOI: 10.1016/j.expthermflusci.2021.110576.
181. Mungalov A., Kochkin D., Pukhovoy M., Zolotarev K., Kabov O. Measurement of submicro-deformation of optical elements using reflective background oriented Schlieren technique // *Eurasian Journal of Mathematical and Computer Applications*. – 2025. – Vol. 13, No. 1. – P. 79–88.

182. Кочкин Д. Ю. Динамика термокапиллярного разрыва тонкого слоя жидкости на горизонтальной поверхности с локальным источником тепла : дис. канд. физ.-мат. наук. – Новосибирск, 2023. – 119 с.
183. Kraichnan R. H. Diffusion by a random velocity field // *The Physics of Fluids*. – 1970. – Vol. 13, No. 1. – P. 22–31. – DOI: 10.1063/1.1692799.
184. Smirnov A., Shi S., Celik I. Random flow generation technique for large eddy simulations and particle-dynamics modeling // *Journal of Fluids Engineering*. – 2001. – Vol. 123, No. 2. – P. 359–371. – DOI: 10.1115/1.1369598.
185. Brackbill J. U., Kothe D. B., Zemach C. A continuum method for modeling surface tension // *Journal of Computational Physics*. – 1992. – Vol. 100, No. 2. – P. 335–354. – DOI: 10.1016/0021-9991(92)90240-Y.
186. Albadawi A., Donoghue D. B., Robinson A. J., Murray D. B., Delauré Y. M. C. Influence of surface tension implementation in volume of fluid and coupled volume of fluid with level set methods for bubble growth and detachment // *International Journal of Multiphase Flow*. – 2013. – Vol. 53. – P. 11–28. – DOI: 10.1016/j.ijmultiphaseflow.2013.01.005.
187. Cao Z., Sun D., Yu B., Wei J. A coupled volume-of-fluid and level set (VOSET) method based on remapping algorithm for unstructured triangular grids // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. – 2017. – Vol. 111. – P. 232–245. – DOI: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2017.03.096.
188. Mudawar I., Kim S., Lee J. A coupled level-set and volume-of-fluid (CLSVOF) method for prediction of microgravity flow boiling with low inlet subcooling on the International Space Station // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. – 2023. – Vol. 217. – P. 124644. – DOI: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2023.124644.
189. Smagorinsky J. General circulation experiments with the primitive equations: I. The basic experiment // *Monthly Weather Review*. – 1963. – Vol. 91. – P. 99–164.
190. Lilly D. The representation of small-scale turbulence in numerical simulation experiments : NCAR Report. – Boulder, 1966. – DOI: 10.5065/D62R3PMM.
191. 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, No. 2. – P. 95–107. – DOI: 10.1615/InterfacPhenomHeatTransfer.2023047053.
192. Cherdantsev A. V., Zdornikov S. A., Cherdantsev M. V., Isaenkov S. V., Markovich D. M. Stratified-to-annular gas-liquid flow patterns transition in a horizontal pipe // *Experimental Thermal and Fluid Science*. – 2022. – Vol. 132. – P. 110552. – DOI: 10.1016/j.expthermflusci.2021.110552.
193. Wang B., Ke B., Chen B., Li R., Tian R. A technical review of research progress on thin liquid film thickness measurement // *Experimental and Computational Multiphase Flow*. – 2020. – Vol. 2, No. 4. – P. 199–211. – DOI: 10.1007/s42757-019-0051-9.
194. Leng M., Chang S., Wu H. Experimental investigation of shear-driven water film flows on horizontal metal plate // *Experimental Thermal and Fluid Science*. – 2018. – Vol. 94. – P. 134–147. – DOI: 10.1016/j.expthermflusci.2018.02.004.
195. Asali J. C., Hanratty T. J., Andreussi P. Interfacial drag and film height for vertical annular flow // *AIChE Journal*. – 1985. – Vol. 31, No. 6. – P. 895–902. – DOI: 10.1002/aic.690310604.

196. Kosky P. G., Staub F. W. Local condensing heat transfer coefficients in the annular flow regime // *AIChE Journal*. – 1971. – Vol. 17, No. 5. – P. 1037–1043. – DOI: 10.1002/aic.690170505.
197. Hughmark G. A. Film thickness, entrainment, and pressure drop in upward annular and dispersed flow // *AIChE Journal*. – 1973. – Vol. 19, No. 4. – P. 762–768. – DOI: 10.1002/aic.690190412.
198. Roberts P. A., Azzopardi B. J., Hibberd S. The split of horizontal annular flow at a T-junction // *Chemical Engineering Science*. – 1997. – Vol. 52, No. 20. – P. 3441–3453. – DOI: 10.1016/S0009-2509(97)00174-7.
199. Miya M., Woodmansee D. E., Hanratty T. J. A model for roll waves in gas-liquid flow // *Chemical Engineering Science*. – 1971. – Vol. 26, No. 11. – P. 1915–1931. – DOI: 10.1016/0009-2509(71)86034-9.
200. Nusselt W. Die Oberflächenkondensation des Wasserdampfes // *Zeitschrift des Vereins Deutscher Ingenieure*. – 1916. – Bd. 60. – S. 541–546, 569–575.
201. Трифонов Ю. Я. Волновая пленка жидкости при наличии спутного или противоточного турбулентного потока газа // *Теплофизика и аэромеханика*. – 2014. – Т. 21, № 3. – С. 335–353.
202. Lockhart R. W., Martinelli R. C. Proposed correlation of data for isothermal two-phase, two-component flow in pipes // *Chemical Engineering Progress*. – 1949. – Vol. 45, No. 1. – P. 39–48.
203. Chisholm D. A theoretical basis for the Lockhart-Martinelli correlation for two-phase flow // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. – 1967. – Vol. 10, No. 12. – P. 1767–1778. – DOI: 10.1016/0017-9310(67)90047-6.
204. Jones O. G. An improvement in the calculation of turbulent friction in rectangular ducts // *Journal of Fluids Engineering*. – 1976. – Vol. 98, No. 2. – P. 173–180. – DOI: 10.1115/1.3448250.
205. Wong H., Radke C. J., Morris S. The motion of long bubbles in polygonal capillaries. Part 1. Thin films // *Journal of Fluid Mechanics*. – 1995. – Vol. 292. – P. 71–94. – DOI: 10.1017/S0022112095001443.
206. Bartkus G. V., Kuznetsov V. V. Experimental studying of local characteristics of gas-liquid flow in microchannels by optical methods // *AIP Conference Proceedings*. – 2018. – Vol. 1939. – P. 020013. – DOI: 10.1063/1.5027313.
207. Fang C., David M., Wang F. M., Goodson K. E. Influence of film thickness and cross-sectional geometry on hydrophilic microchannel condensation // *International Journal of Multiphase Flow*. – 2010. – Vol. 36, No. 8. – P. 608–619. – DOI: 10.1016/j.ijmultiphaseflow.2010.04.005.
208. Ito D., Damsohn M., Prasser H. M., Aritomi M. Dynamic film thickness between bubbles and wall in a narrow channel // *Experiments in Fluids*. – 2011. – Vol. 51, No. 3. – P. 821–833. – DOI: 10.1007/s00348-011-1105-3.
209. Ito D., Papadopoulos P., Prasser H. M. Liquid film dynamics of two-phase annular flow in square and tight lattice subchannels // *Nuclear Engineering and Design*. – 2016. – Vol. 300. – P. 467–474. – DOI: 10.1016/j.nucengdes.2016.02.034.
210. Haller G. An objective definition of a vortex // *Journal of Fluid Mechanics*. – 2005. – Vol. 525. – P. 1–26. – DOI: 10.1017/S0022112004002526.

211. Davis R. F. The physical aspect of steam generation at high pressures and the problem of steam contamination // *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers*. – 1940. – Vol. 144, No. 1. – P. 198–216. – DOI: 10.1243/PIME_PROC_1940_144_034_02.
212. Knelman F., Dombrowski N., Newitt D. M. Mechanism of the bursting of bubbles // *Nature*. – 1954. – Vol. 173, No. 4397. – P. 261. – DOI: 10.1038/173261a0.
213. Spiel D. E. The sizes of the jet drops produced by air bubbles bursting on sea- and fresh-water surfaces // *Tellus B: Chemical and Physical Meteorology*. – 1994. – Vol. 46B, No. 4. – P. 325–338. – DOI: 10.3402/tellusb.v46i4.15808.
214. Spiel D. E. On the births of film drops from bubbles bursting on seawater surfaces // *Journal of Geophysical Research: Oceans*. – 1998. – Vol. 103, No. C11. – P. 24907–24918. – DOI: 10.1029/98JC02233.
215. Ishii M., Grolmes M. A. Inception criteria for droplet entrainment in two-phase concurrent film flow // *AIChE Journal*. – 1975. – Vol. 21, No. 2. – P. 308–318. – DOI: 10.1002/aic.690210212.
216. Gañán-Calvo A. M. Revision of bubble bursting: universal scaling laws of top jet drop size and speed // *Physical Review Letters*. – 2017. – Vol. 119, No. 20. – P. 204502. – DOI: 10.1103/PhysRevLett.119.204502.
217. Chen H., Gu H., Lv H., Yu X., Wang J., Luo H. Experimental study on the release of droplets via bubble bursting under different liquid phase conditions // *Progress in Nuclear Energy*. – 2021. – Vol. 132. – P. 103617. – DOI: 10.1016/j.pnucene.2020.103617.
218. Yu X., Gu H., Gupta S., Ma Q., Cheng L., Zhou Y., Liang H. Bubble floatation, burst, drainage, and droplet release characteristics on a free surface: a review // *Physics of Fluids*. – 2023. – Vol. 35, No. 4. – P. 041302. – DOI: 10.1063/5.0147426.